

Das Nahfeld des Linienstrahlers – eine mathematische Analyse

Dr.-Ing. HARTMUT HESS – DJ1AT

Funkamateure müssen sich seit einer Reihe von Jahren auch mit den elektromagnetischen Feldstärken in der Nähe ihrer Sendeantennen beschäftigen. Die weit verbreiteten Drahtantennen können in vielen Fällen auch als Linienstrahler aufgefasst werden.

Dieser Beitrag untersucht das Nahfeld von dünnen Linienstrahlern, basierend auf einer sehr alten aber weitgehend unbekanntem exakten Lösung. Es werden Kenntnisse auf dem Niveau der Schulmathematik, aber keine Feldtheorie vorausgesetzt. Diese Abhandlung stellt die in der Kurzfassung [1] lediglich angerissenen Sachverhalte ausführlich dar.

Bei der Durchsicht der Antennenliteratur nimmt die Thematik des Nahfeldes einen verschwindenden Platz ein. Die Effekte im antennenahen Raum werden als „Nebenwirkung“ praktisch vernachlässigt, weil es bei Sendeantennen primär um deren Fernwirkung, die „Energieübertragung“ durch Strahlung, geht. Indirekt spielt das Nahfeld dabei doch eine Rolle, weil damit auch alle Fragen der Speisung der Antenne, also ihr Impedanzverhalten, betroffen sind.

Dieses hängt nämlich wesentlich von der Geometrie und auch von der Anordnung der Antenne in ihrer Umgebung ab: Boden, Hindernisse (Gebäude, Bäume usw.). Aber auch die Strahlungscharakteristik (Fernfeld) ist davon abhängig. Die elektrischen und magnetischen Feldstärken haben hinsichtlich Größe und Verteilung im Nahfeld aus dem Gesichtspunkt der Gefährdung oder unerwünschten Beeinträchtigung bis vor relativ kurzer Zeit praktisch keine Rolle gespielt. Ihnen kommt aber seit etwas mehr als 10 Jahren eine besondere Bedeutung zu.

■ Historie

Die ersten Untersuchungen des Nahfeldes werden *Heinrich Hertz* zugeschrieben, der bereits vor rund 120 Jahren Feldbilder des nach ihm benannten Hertzschens Dipols (im Folgenden *HD*) zeichnete. Sehr lange Zeit hat es nur für diesen theoretischen Dipol (und damit entsprechend auch für sein magnetisches Analogon den *Magnetischen Dipol* oder *Magnetischen Elementarstrahler*, auch *Fitzgeraldscher Dipol* [7]) eine geschlossene mathematische Lösung gegeben, mit der das umgebende elektromagnetische Feld vollständig beschrieben werden kann. An drei Gleichungen, zwei für das elektrische Feld (die E-Komponenten) und eine für das magnetische Feld (H-Komponente) in Kugelkoordinaten, konnten alle Eigenschaften und wesentlichen Kriterien der Feldbereiche um diesen HD festgemacht werden.

Deshalb behandelt die klassische Antennenliteratur in den einschlägigen Lehrbüchern das Nahfeldthema auch heute noch [8] nahezu ausschließlich anhand dieses Strahlers. Er stellt jedoch nur eine fiktive Antenne mit konstanter Strombelegung bei extrem kurzer Länge (sehr viel kleiner als die Wellenlänge) dar und hat deshalb mit realen Antennen recht wenig gemeinsam. Der HD als Elementardipol wurde aber sehr früh schon zur Berechnung der Felder anderer Antennenstrukturen durch Integration herangezogen.

Dabei ergaben sich jedoch bei der Feldbestimmung im Nahfeld von konkreten Antennenkonfigurationen bei angenommener Stromverteilung Schwierigkeiten durch den Kugelwellenterm (siehe auch Gleichung 1) im Strahlungsintegral. In der Zeit vor der Verfügbarkeit von schnellen und leistungsfähigen Rechnern und entsprechender Software konnten die auftretenden Integrale praktisch nur durch geeignete Näherungen für den Radius r im Exponenten und Nenner des Wellenterms gelöst werden.

Dieser Radius misst von jedem Quellenpunkt der Antenne zum Aufpunkt, für den das Feld ermittelt werden soll. Durch den Grad dieser Näherungen wurden in der klassischen Antennentheorie verschiedene Feldbereiche um die Antenne definiert: Der **Fresnelbereich** umfasste das Gebiet, in dem durch Berücksichtigung des linearen und quadratischen Terms der Reihenentwicklung für den Radius im Exponenten des Integranden auf tabellierte *Fresnelintegrale* zurückgegriffen werden konnte. An diesen Bereich grenzt das *Fraunhofer-* oder **Fernfeld**, das dadurch gekennzeichnet ist, dass bei der Feldberechnung die Radien im Exponenten des Wellenterms von jedem Punkt der Antennen zum Aufpunkt als parallel angesehen werden können und nur der individuelle Phasenunterschied berücksichtigt wird. Außerdem wird im Nenner der Radius r durch den Abstand vom Zentrum der Antenne zum Aufpunkt genähert.

Parallel zu dieser Einteilung gab es aber auch noch eine andere Unterteilung: Das **reaktive Nahfeld** war im angelsächsischen Sprachgebrauch in der Regel das Gebiet, in dem keine Näherung zugelassen werden durfte. Von der Lösung für den HD abgesehen, sind aber keine ausführlichen Lösungen wirklich bekannt geworden. Diese Nahfeldbezeichnung weist auf eine Phasenverschiebung zwischen der elektrischen und der magnetischen Feldstärke in unmittelbarer Nähe der Antenne hin.

Der verbleibende Teil des Nahfeldes bis zum Fernfeld wurde im Gegensatz dazu oft **strahlendes Nahfeld** genannt. Die vier wesentlichen Merkmale für den anschließenden Fernfeldbereich sind:

- Die auftretenden Komponenten für das elektrische Feld E und das magnetische Feld H stehen gleichphasig senkrecht aufeinander und senkrecht zur radialen Ausbreitungsrichtung der Welle.
- Der Feldwellenwiderstand als Verhältnis E zu H ist konstant und gleich dem Wellenwiderstand des freien Raumes $Z_0 = 120 \cdot \pi \Omega$.
- Die Strahlungscharakteristik ist entfernungsunabhängig. Dies ist besonders in der Antennenmesstechnik wichtig.
- Es findet ein Energietransport durch Strahlung statt ($E, H \sim 1/r$).

■ Die exakte Lösung des Linienstrahlers

War, wie oben ausgeführt, sehr lange Zeit die vollständige exakte Lösung des gesamten Feldes nur für den HD bekannt, so gibt es jedoch bereits seit etwa 60 Jahren mit vergleichbarer Ableitung aus dem Vektorpotenzial eine entsprechende exakte Lösung für den *beliebig langen sehr dünnen Linienstrahler im unendlichen Raum bei angenommener sinusförmiger Strombelegung* [2]. 1982 bringt Balanis in seinem moderneren Antennenbuch noch einmal die ausführliche Ableitung [3]. Eine praktische Anwendung der gleichen Lösung wird 1986 zur Berechnung eines Standardfeldes zur Kalibrierung von Messantennen vorgestellt [4]. Im gleichen Zeitraum werden jedoch mehr und mehr Antennensimulationsprogramme, z. B. auf der Basis der Momentenmethode (engl. *Method of Moments*, MoM), u. a. NEC, bekannt. Zeitlich parallel dazu erlangen Rechner für den privaten Gebrauch (PC) die erforderliche Rechenleistung und Verbreitung. 1995, also etwa zehn Jahre später, befasste sich Schorn im Rahmen einer Untersuchung des EMVU-Risikopotenzials von Kurzwellen-Drahtantennen im Amateurfunkdienst zunächst mit einem Näherungsverfahren durch eine Aneinanderreihung entsprechend vieler HD. Nach einer bei seinem Verfahren festgestellten Diskrepanz

mit dem Simulationsprogramm NEC reicht er in [5] die ausführliche Ableitung der Lösung aus der 2. Auflage von [2] nach und sorgt damit für die Verbreitung der Lösung im deutschsprachigen Raum.

Die in allen vier Fällen [2] bis [5] identische Notierung der Komponenten für das elektrische und magnetische Feld in Zylinderkoordinaten erfordert für die praktische Nutzung in jedem Fall eine zusätzliche numerische Auswertung, die jedoch heute wegen der inzwischen verfügbaren Antennensimulationsprogramme (z. B. NEC oder EZNEC [6]) eigentlich nicht mehr nötig ist, denn es lassen sich mit diesen nicht nur die Felder an beliebiger Stelle, sondern auch noch andere Antenneneigenschaften wie Richtcharakteristik, Gewinn, Eingangsimpedanz, Strombelag und Wirkungsgrad von komplizierten Antennenkonfigurationen mit realen Abmessungen nebst anderer Randbedingungen wie Bodennähe und wählbaren Materialeigenschaften berechnen.

Der entscheidende Nachteil aller numerischen Verfahren, z. B. in Verbindung mit der Lösung nach [2], aber auch bei den Simulationsprogrammen, ist jedoch, dass wesentliche Zusammenhänge hier besonders im Nahfeldbereich nicht direkt erkennbar sind. Sie lassen sich bestenfalls über einen entsprechend großen Auswertungsaufwand gewinnen. Damit hatte die exakte Lösung [2] gegenüber der Anwendung von Antennensimulationsprogrammen eigentlich ihre Bedeutung verloren.

Ich habe vor etwa zehn Jahren die Lösung [2] noch einmal aufgegriffen und dabei die Koeffizienten (z. B. in den Gleichungen 12 und 16 bei [5]) so arrangiert, dass man sie jetzt als spezielle Richtcharakteristiken $C(\vartheta)$ von jeweils drei Kugelwellen auffassen kann, ausgehend von drei Quellen, die an den beiden Enden und in der Mitte des Linienstrahlers liegen. Der Linienstrahler liegt symmetrisch entlang der z-Achse des Zylinderkoordinatensystems (ρ, φ, z) (siehe **Bild 1**).

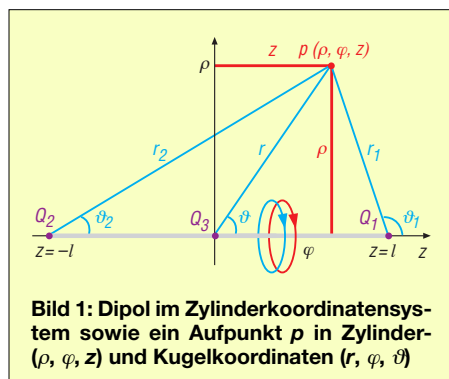


Bild 1: Dipol im Zylinderkoordinatensystem sowie ein Aufpunkt p in Zylinderkoordinaten (ρ, φ, z) und Kugelkoordinaten (r, φ, ϑ)

Die ρ, φ, z -Komponenten der Feldstärken in jedem beliebigen Aufpunkt $p(\rho, z)$ bzw. $p(r, \vartheta)$ sind berechenbar

– durch die Überlagerung der Feldstärken an den Enden von drei Radien r_n , nämlich $r_1(\vartheta_1), r_2(\vartheta_2), r_3(\vartheta_3)$, die von den drei Quellen ausgehen,

– unter Berücksichtigung der Beträge $C_n(\vartheta_n)$ und Phasen $(\beta \cdot r_n)$ entsprechend den Laufwegen r_n :

$$E_z = -j \frac{Z_0}{4\pi} I_{\max} \sum_{n=1}^3 C_{zn}(\vartheta_n) \frac{e^{-j\beta r_n}}{r_n} \quad (1a)$$

$$E_\rho = j \frac{Z_0}{4\pi} I_{\max} \sum_{n=1}^3 C_{\rho n}(\vartheta_n) \frac{e^{-j\beta r_n}}{r_n} \quad (1b)$$

$$Z_0 \cdot H_\varphi = j \frac{Z_0}{4\pi} I_{\max} \sum_{n=1}^3 C_{\varphi n}(\vartheta_n) \frac{e^{-j\beta r_n}}{r_n} \quad (1c)$$

Die einzelnen Richtcharakteristiken lauten:

$$C_{zn} = 1 \quad (1d)$$

$$C_{\rho n} = 1/\tan \vartheta_n \quad (1e)$$

$$C_{\varphi n} = 1/\sin \vartheta_n \quad (1f)$$

$$C_{z3} = -2\cos(\beta l) \quad (1g)$$

$$C_{\rho 3} = -2\cos(\beta l)/\tan \vartheta \quad (1h)$$

$$C_{\varphi 3} = -2\cos(\beta l)/\sin \vartheta \quad (1i)$$

ϑ_n bzw. ϑ sind die Winkel der Radien zur positiven z-Achse! Wegen Rotationssymmetrie tritt bei den Feldstärken eine φ -Abhängigkeit nicht auf.

Z_0 ist der Feldwellenwiderstand des freien Raums, I_{\max} der Strom im Strombauch, $\beta = 2\pi/\lambda$ die Phasenkonstante, λ die Wellenlänge, l ist die halbe Strahlerlänge und j die imaginäre Einheit mit $j^2 = -1$.

Die Radien r_n von den drei Quellen zum Aufpunkt $p(\rho, z)$ sind im Einzelnen:

$$r_1^2 = (z - l)^2 + \rho^2 \quad (1j)$$

$$r_2^2 = (z + l)^2 + \rho^2 \quad (1k)$$

$$r_3^2 = r^2 = z^2 + \rho^2 \quad (1l)$$

Das Ziel der folgenden Berechnung ist die vollständige Ermittlung des Betrags der resultierenden elektrischen und der magnetischen Feldstärke besonders auch in unmittelbarer Umgebung des Strahlers und seine Darstellung in möglichst anschaulicher Form. Eine mathematisch exakte Lösung mit den Gleichungen 1a bis 1c und ihre Auswertung ist nur dann möglich, wenn die jeweiligen Feldkomponenten von nur zwei Kugelwellen überlagert, d. h. unter Berücksichtigung der jeweiligen Phase und Richtung addiert, werden.

Das ist einmal der Fall (I), wenn bei den drei Charakteristiken C_3 der Faktor $\cos(\beta l) = 0$ wird, also die Quelle Q_3 in der Symmetrieebene $z = 0$ nicht berücksichtigt werden muss. Dies tritt auf, wenn der Strahler insgesamt $\lambda/2$ oder ungerade $(2m-1)$ Vielfache davon lang ist (mit $m = 1, 2, 3$ usw.), also ein Dipol in seinen niederohmigen Resonanzen betrieben wird. Diese Sonderfälle sind zunächst eine Einschränkung, betreffen aber z. B. im Fall $m = 1$ die wohl technisch wichtigste Antennenart: den $\lambda/2$ -

Dipol. Der andere Fall (II) wird weiter unten betrachtet.

■ Fall I: Der $(2m-1) \cdot \lambda/2$ -Dipol

Es gelingt tatsächlich die geschlossene Berechnung der Gesamtfeldstärken. Die wichtigsten Schritte des durchgeführten Verfahrens bestehen aus:

- Ausklammerung der Terme $1/\rho$,
- Betragsbildung,
- Normierung auf die Feldstärke im Strahlungsmaximum im Fernfeld.

Bei der Berechnung der resultierenden elektrischen Feldstärke muss die geometrische Addition der z - und ρ -Komponenten durchgeführt werden. Hierbei ist die trigonometrische Schreibweise der Strahlungscharakteristiken C_n zielweisend und damit sehr hilfreich. Unter Anwendung trigonometrischer Formeln erhält man nach einigen Rechenschritten, die hier nicht im Einzelnen dargestellt werden können, abschließend für den $(2m-1) \cdot \lambda/2$ -Dipol das folgende interessante Ergebnis für die Beträge der resultierenden elektrischen und der magnetischen Feldstärke im Nah- und Fernfeld:

$$E_{\text{ges}} = \sqrt{\frac{1+A_E \cos \Phi}{2}} \cdot \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{Z_0 P G}{4\pi}} \quad (2a)$$

$$= N_E(\rho, z) \cdot E_{\text{ff}\rho}(\rho)$$

$$Z_0 \cdot H = \sqrt{\frac{1+A_H \cos \Phi}{2}} \cdot \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{Z_0 P G}{4\pi}} \quad (2b)$$

$$= N_H(\rho, z) \cdot E_{\text{ff}\rho}(\rho)$$

Der erste Wurzelausdruck, durch N abgekürzt, wird im Folgenden **Nahfeldfaktor** (bzw. logarithmisch: Nahfeldmaß n) genannt. Er beschreibt die örtliche, nur von ρ und z abhängige Feldverteilung in der Nähe der Antenne und entspricht dabei in seiner Handhabung der Strahlungscharakteristik im Fernfeld. Je nach Feldtyp wird unterschieden zwischen den Nahfeldfaktoren N_E für die elektrische und N_H für die magnetische Feldstärke.

Der zweite Term $E_{\text{ff}\rho}$ ist entsprechend der bekannten „Fernfeldformel“: im Fernfeld die **elektrische Feldstärke im Strahlungsmaximum**, d. h. in der Symmetrieebene ($z = 0$) einer Antenne mit Gewinn G und Sendeleistung P . Anstelle des sonst üblichen Kugelradius r muss jedoch hier und in allen folgenden Anwendungen immer der **Zylinderradius** ρ als radialer Abstand von der Antennenachse zum Aufpunkt eingesetzt werden. Durch diese Normierung auf die Feldstärke im Fernfeld braucht der Strom I_{\max} in Gl. 1 nicht bekannt zu sein. Der wesentliche Unterschied zwischen dem elektrischen Feld und dem magnetischen Feld wird allein durch den für beide Feldstärkearten individuellen Faktor A_E bzw. A_H im Nahfeldfaktor N beschrieben:

$$A_E = \frac{r^2 - l^2}{r_1 \cdot r_2} \quad (3a)$$

$$A_H = 1 \quad (3b)$$

Das Argument Φ des cos im Nahfeldfaktor N_E bzw. N_H ist im Aufpunkt $p(\rho, z)$ der Phasenunterschied der beiden Kugelwellen von den beiden Quellen Q_1 und Q_2 an den beiden Enden des Strahlers:

$$\begin{aligned} \Phi &= \beta |r_2 - r_1| = \frac{2\pi}{\lambda} |r_2 - r_1| \\ &= \frac{\pi}{2l} (2m-1) |r_2 - r_1|. \end{aligned} \quad (4)$$

Jetzt könnten die beiden Nahfeldfaktoren numerisch ausgewertet werden, doch es ist das ausdrückliche Ziel der hier dargestellten Abhandlung, möglichst viele allgemeine Erkenntnisse zu gewinnen und diese anschaulich darzustellen. Deshalb werden dazu A und Φ aus den Gleichungen 2a und 2b im Folgenden näher untersucht.

Das magnetische Nahfeld beim $(2m-1) \cdot \lambda/2$ -Dipol

Wegen $A_H = 1$ kann der Nahfeldfaktor N_H für das magnetische Feld noch weiter vereinfacht werden:

$$N_H = |\cos(\Phi/2)|. \quad (5)$$

Weil N_H maximal 1 werden kann, bedeutet dieses Ergebnis zunächst, dass mit der Fernfeldformel sinngemäß nach Gl. 3 an keiner Stelle zu kleine magnetische Feldstärken berechnet werden! Darüber hinaus bedeutet es: Definiert durch konstante Laufwegunterschiede $|r_2 - r_1|$, sind die Flächen konstanten Nahfeldfaktors $N_H = \text{const}$ (zweischalige) konfokale (Rotations-)Hyperboloide (s. **Bild 2**) mit Scheitelorten (Schnittpunkte mit der Strahlerachse ($\rho = 0$)) bei $z = \pm z_s$. (Mathematik, analytische Geometrie: Brennpunkteigenschaften der Hyperbel). Es ist mit Gl. 1 j und k:

$$z_s = \pm |r_2 - r_1|/2. \quad (6)$$

Im Folgenden wird der rechte Strahlerast betrachtet. Mit $\zeta = |z_s|/l$ wird der Scheitel-

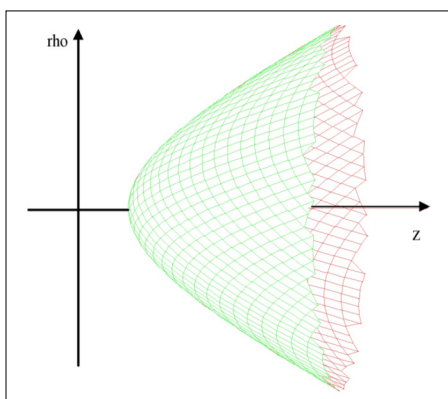


Bild 2: Rotationshyperboloid in Zylinderkoordinaten

ort auf die halbe Strahlerlänge l normiert und man erhält mit Gl. 4 und 5:

$$\Phi = \pi(2m-1)\zeta. \quad (7)$$

Direkt auf dem Linienstrahler ist also der magnetische Nahfeldfaktor:

$$N_H(\rho = 0) = |\cos(\pi/2 \cdot (2m-1)\zeta)|. \quad (8)$$

Dies entspricht natürlich direkt dem angenommenen Stromverlauf.

Alle Hyperboloide sind außerdem auch durch die folgende Hyperbelgleichung bestimmt:

$$\left(\frac{z}{z_s}\right)^2 - \frac{\rho^2}{l^2 - z_s^2} = 1. \quad (9)$$

Durch den Scheitelort z_s bzw. ζ ist aber auch der Winkel ϑ_∞ der Asymptote (Tangente im Unendlichen an die Hyperboloide) durch den Koordinatennullpunkt ($z = 0, \rho = 0$) gegenüber der Strahlerachse festgelegt:

$$\vartheta_\infty = \arccos(\zeta) \text{ bzw. } \zeta = \cos\vartheta_\infty. \quad (10)$$

Diese Beziehung erlaubt jetzt sogar auch sehr einfach die Berechnung der räumlichen Verteilung der magnetischen Feldstärke im Fernfeld:

$$H_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{P \cdot G}{Z_0 \cdot 4\pi}} \frac{1}{\rho} \cdot |\cos(\pi/2 \cdot (2m-1)\cos\vartheta_\infty)| \quad (11)$$

und mit $\rho = r \cdot \sin\vartheta_\infty$ erhält man die bekannte **Strahlungscharakteristik des $(2m-1)$ -fachen $\lambda/2$ -Dipols:**

$$C = \frac{\cos(\pi/2 \cdot (2m-1)\cos\vartheta_\infty)}{\sin\vartheta_\infty} \quad (12)$$

Damit wurden für den magnetischen Nahfeldfaktor N_H eine Reihe von Eigenschaften herausgearbeitet, von denen abschließend als wichtigste festgehalten wird: Bei diesem Strahlertyp $(2m-1)\lambda/2$ wird quasi der Strombelag des Strahlers auf der z-Achse „auf hyperbolischen Spuren“ im Winkelraum des Fernfeld abgebildet bzw. transformiert. Man kennt auch bei Aperturstrahlern den Zusammenhang zwischen der Aperturbelegung und der Fernfeldrichtcharakteristik z. B. durch die Fouriertransformation [7].

Das elektrische Nahfeld beim $(2m-1) \cdot \lambda/2$ -Dipol

Die elektrische Feldstärke bzw. der Nahfeldfaktor N_E muss sich im Nahfeld gegenüber der magnetischen Feldstärke natürlich völlig anders verhalten. Dies bewirkt der allein von der Geometrie abhängige Faktor A_E (Gl. 3). Ohne großen numerischen Aufwand erkennt man zum Teil sofort:

1. Im Fall $A_E = 0$ wird $N_E = 1/\sqrt{2} = 0,707$.
2. Im Fall $\cos\Phi = 0$ werden sowohl N_E als auch $N_H = 1/\sqrt{2} = 0,707$.
3. Auf dem Strahler ($\rho = 0$) wird $A_E = -1$.

4. In der Symmetrieebene ($z = 0$) ist $\cos\Phi = 1$.

Fall 1 beschreibt als Fläche eine konzentrische Kugel mit dem Radius $r = l$, die also den Strahler als Durchmesser exakt einschließt. Innerhalb dieser Kugel ist $-1 \leq A_E \leq 0$, außerhalb gilt: $0 \leq A_E \leq 1$.

Fall 2 beschreibt für N_E , aber auch für N_H identische Hyperboloide mit Scheitelpunkten z. B. bei $\zeta = 1/2$ für $m = 1$.

Fall 3 führt zu

$$N_E(\rho = 0) = |\sin(\pi/2 \cdot (2m-1)\zeta)| \quad (13)$$

entsprechend dem Spannungsverlauf auf dem Strahler.

Fall 4 führt mit $r_1 = r_2$ schließlich zu:

$$N_E(z = 0) = \rho/r_1 = \rho/\sqrt{\rho^2 + l^2} = \sin\vartheta_1. \quad (14)$$

Weil sowohl $|A_E|$ als auch $|\cos\Phi| \leq 1$ bleibt, kann auch dieser Nahfeldfaktor N_E maximal 1 werden. Somit gilt auch für die elektrische Feldstärke ebenfalls, dass mit der Fernfeldformel nach Gl. 3 an keiner Stelle zu kleine Feldstärken berechnet werden!

Charakteristik des elektrischen Nahfeldfaktors beim $\lambda/2$ -Dipol

Alle bisherigen räumlichen, d. h. rotations-symmetrisch zur z-Achse ermittelten, Feldverteilungen sollen nun für das elektrische Nahfeld vereinfachend im Fall des $\lambda/2$ -Dipols ($m = 1$) durch einen Schnitt in einer beliebigen Ebene $\varphi = \text{const}$, also entlang der z-Achse (Papierebene in **Bild 1**), näher untersucht werden.

Wegen der zweifachen Symmetrie genügt die Beschränkung auf ein Viertel: $z \geq 0$. Der Kreis $r = l$ (Fall 1) und die Hyperbelast (Fall 2) mit jeweils $N_E = 0,707$ teilen den Quadranten in vier Gebiete. Im größeren Gebiet I im Inneren des Kreises („Viereck“) ist $N_E \leq 0,707$ wegen Gl. 13 für $\zeta < 1/2$ (Fall 3) und Gl. 14 bzw. Fall 4 an der Symmetrieachse. Im anschließenden kleineren Gebiet II („Dreieck“) am Ende des Strahlers gilt (Fall 3, Gl. 13): $0,707 \leq N_E \leq 1$. Dies trifft (Gl. 14) im Prinzip auch für das an das Gebiet I anschließende Gebiet III außerhalb des Kreises zu. Im verbleibenden Gebiet IV gilt wiederum die für das gegenüberliegende Gebiet I gemachte Aussage. Damit ist der Schnittpunkt von Kreis und Hyperbel ein Sattelpunkt p_s .

Es zeigt sich, dass auch die Nahfeldfaktoren für das elektrische Feld auf Hyperbeln transformiert werden. Dabei wird aber zusätzlich auch noch entlang dieser Hyperbelpuren der jeweilige Sinuswert auf dem Strahler in den entsprechenden Kosinuswert im Fernfeld transformiert.

Drei konkrete Beispiele dafür sind die drei Hyperbeln, die bei $\zeta = 0, 1/2$ und 1 starten:

also 1. der Verlauf von N_E in der Symmetrieachse (Fall 4), 2. die Hyperbel mit dem konstanten Verlauf $N_E = 0,707$ und schließlich 3. der zu einem Punkt komprimierte Verlauf von N_E von 1 auf 0 am Strahlerende. Der allen drei Hyperbeln gemeinsame Wert 0,707 liegt dabei als Inversions- bzw. Umkehrpunkt auf dem Kreis mit der Radius $r = l$. Durch diese Umwandlung vom jeweiligen Sinuswert auf dem Strahler in den entsprechenden Kosinuswert im Fernfeld wird dort $N_E \equiv N_H$ und damit für die elektrische Feldstärke die gleiche Strahlungscharakteristik erreicht, wie es ja auch sein muss.

Mit diesen herausgearbeiteten Bildungsgesetzen sowohl für den elektrischen als auch für den magnetischen Nahfeldfaktor lässt sich recht einfach eine qualitative und quantitative Aussage über die Feldstärken im elektromagnetische Nahfeld eines $\lambda/2$ -Dipols machen, die sinngemäß auch auf alle Dipole vom Typ $2m-1$ anwendbar ist. Es muss jedoch jeweils der individuelle Gewinn G der Hauptkeule in der Ebene $z = 0$ zugrunde gelegt werden. Für den Quotienten E/H kann auch im Nahfeld eine **Nahfeldimpedanz** Z_{nf} definiert und berechnet werden:

$$Z_{nf} = Z_0 \cdot \sqrt{\frac{1 + A_E \cos \Phi}{1 + \cos \Phi}} \quad (15)$$

Diese verhält sich auf dem Strahler entsprechend:

$$Z_{nf}(\rho = 0) = Z_0 \cdot |\tan(\pi/2 \cdot (2m-1)\xi)| \quad (16)$$

Die Annahme $\cos \Phi = 0$ (Fall 2 oben) führt zum Ergebnis $Z_{nf} = Z_0$. Das gleiche Ergebnis erhält man auch für den bisher noch nicht betrachteten Fall, dass $A_E = 1$ ist. Wie weiter unten behandelt wird, kann daraus eine Beziehung zur Bestimmung des Fernfeldabstands abgeleitet werden.

Bildliche Darstellungen der Nahfeldfaktoren für $(2m-1) \cdot \lambda/2$ -Dipole

Nach dieser allgemeinen Analyse sollen jetzt zur Veranschaulichung diese Ergebnisse für $m = 1$ und 2 grafisch dargestellt werden. Dazu werden die Nahfeldfaktoren N_E und N_H nach Gl. 2 direkt ausgewertet und über der z - ρ -Ebene räumlich, also dreidimensional, dargestellt. Da die Anschaulichkeit dieser Darstellungen wesentlich von der jeweiligen Funktion und dem Betrachtungswinkel abhängt, werden ergänzend die Höhenlinien mit dem Funktionswert 0,707 in die z - ρ -Ebene projiziert (**Bild 3 bis 6**).

Zum Einsatz kommt hier, wie auch bei der Erzeugung aller weiteren Bilder, das freizunutzbare Programm *Gnuplot* [9], da es die Möglichkeit besitzt, sowohl dreidimensionale Darstellungen für Funktionen, z. B. $N = f(\rho, z)$, als auch die entsprechenden

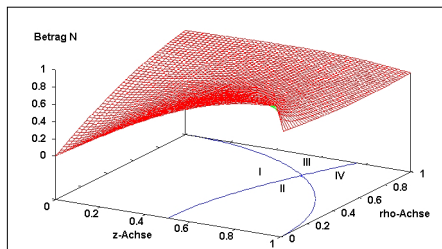


Bild 3: Dreidimensionale Darstellung (rot) des elektrischen Nahfeldfaktors N_E für einen $\lambda/2$ -Dipol, der bei $\rho = 0$ und von $z = -1 \dots +1$ verläuft; blau: zweidimensionale Höhenlinien für $N_E = 0,707$ (-3 dB); I bis IV kennzeichnet die vier Gebiete, s. Text S. 3, rechte Spalte

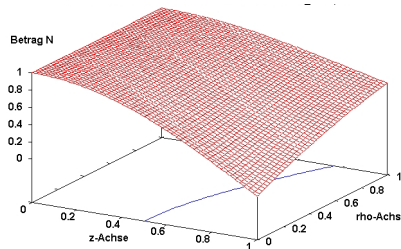


Bild 4: Dreidimensionale Darstellung (rot) des magnetischen Nahfeldfaktors N_H für einen $\lambda/2$ -Dipol, der bei $\rho = 0$ und von $z = -1 \dots +1$ verläuft; blau: zweidimensionale Höhenlinie für $N_H = 0,707$ (-3 dB)

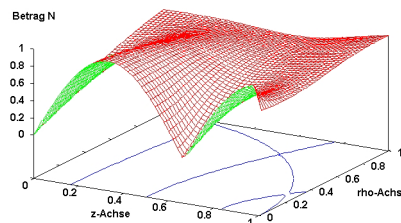


Bild 5: Dreidimensionale Darstellung (rot-grün) des elektrischen Nahfeldfaktors N_E für einen $3/2$ - λ -Dipol, der bei $\rho = 0$ und von $z = -1 \dots +1$ verläuft; blau: zweidimensionale Höhenlinie für $N_E = 0,707$ (-3 dB)

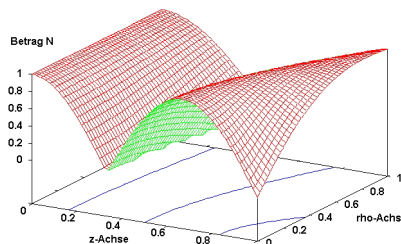


Bild 6: Dreidimensionale Darstellung (rot-grün) des magnetischen Nahfeldfaktors N_H für einen $3/2$ - λ -Dipol, der bei $\rho = 0$ und von $z = -1 \dots +1$ verläuft; blau: zweidimensionale Höhenlinie für $N_H = 0,707$ (-3 dB)

Höhenlinien ($N = \text{const}$) dieser Profile zu erzeugen.

Für den $\lambda/2$ -Dipol ($m = 1$) wird in **Bild 7** der elektrische Nahfeldfaktor jetzt logarithmisch als Nahfeldmaß $n_E = \text{const}$ durch eine Reihe weiterer Höhenlinien für verschiedene dB-Werte dargestellt. Diese in der Nachrichten-/Funktechnik bewährte Vorgehensweise erlaubt die einfache Abschätzung der örtlichen Feldstärkewerte.

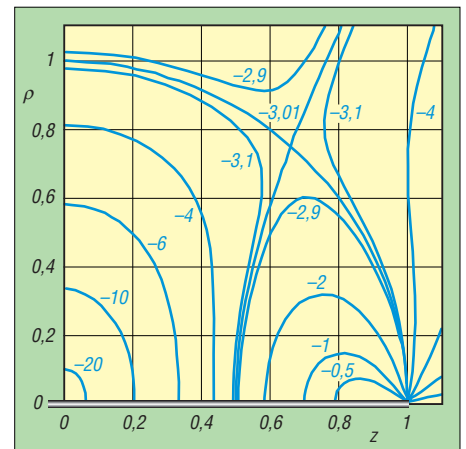


Bild 7: Zweidimensionale Darstellung des elektrischen Nahfeldmaßes n_E eines $\lambda/2$ -Dipols durch Höhenlinien für verschiedene dB-Werte; Dipol verläuft bei $\rho = 0$ und $z = -1 \dots +1$.

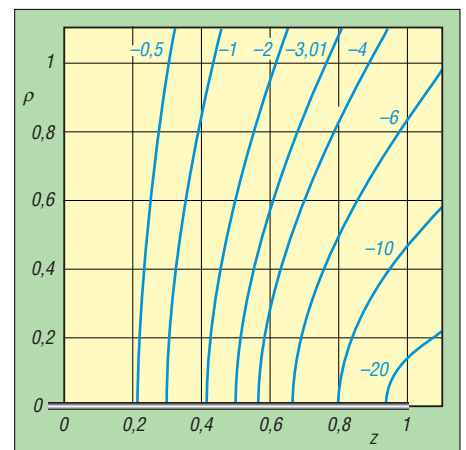


Bild 8: Zweidimensionale Darstellung des magnetischen Nahfeldmaßes n_H eines $\lambda/2$ -Dipols durch Höhenlinien für verschiedene dB-Werte; Dipol wieder bei $\rho = 0$ und $z = -1 \dots +1$.

Die entsprechenden hyperbolischen Verläufe des Nahfeldmaßes für das magnetische Nahfeldmaß $n_H = \text{const}$ sieht man in **Bild 8**. Sie sind die „Spuren“, auf denen auch beim elektrischen Nahfeldfaktor die oben angesprochene Transformation vom jeweiligen Sinuswert auf dem Strahler in den zugehörigen Kosinuswert im Fernfeld stattfindet. Dies ist in **Bild 7** bereichsweise gut nachvollziehbar.

Das gilt auch für den $3/2$ - λ -Dipol, für den in **Bild 9** der Übersicht halber nur je ein dB-Wert $n_E = \text{const}$ über (-2 dB) und (-6 dB) unter dem -3,01-dB-Wert von Kreis und Hyperbel dargestellt und diese entsprechend durch die Vorzeichen + und - gekennzeichnet werden. Bei der Bestimmung der tatsächlichen Feldstärken muss natürlich auch entsprechend der Fernfeldformel (s. Gl. 2) der radiale Abstand ρ zur Strahlerachse berücksichtigt werden.

Dies gilt natürlich nicht bei der Bestimmung (Gl. 15) und Darstellung in **Bild 10** der örtlichen Verteilung der Nahfeldimpedanz Z_{nf} für $m = 1$. Es folgt hier ein Beispiel, in dem diese Nahfeldimpedanz eine

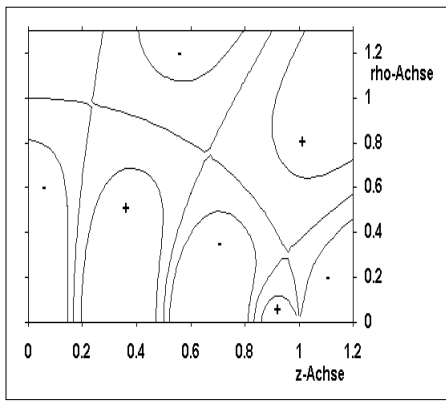


Bild 9: Zweidimensionale Darstellung des elektrischen Nahfeldmaßes n_E für einen $3/2 \cdot \lambda/2$ -Dipol durch Höhenlinien für -6 dB (-), -3 dB und -2 dB (+); Dipol verläuft bei $\rho = 0$ und $z = -1 \dots +1$.

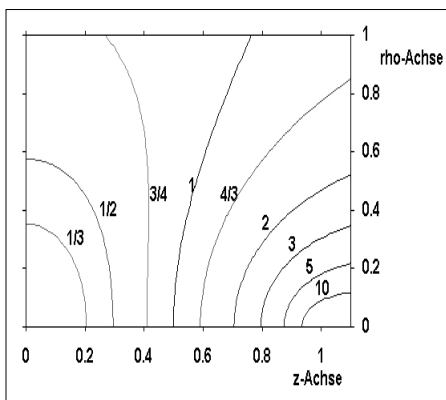


Bild 10: Zweidimensionale Darstellung der Nahfeldimpedanz Z_{nf} in der Nähe des Strahlers für einen $\lambda/2$ -Dipol durch Höhenlinien für verschiedene Verhältnisse zum Freiraumwellenwiderstand Z_0 ; Dipol verläuft bei $\rho = 0$ und $z = -1 \dots +1$.

Rolle spielen kann: Im einschlägigen Normentwurf [10] wurde für Herzschrittmacher im unteren Kurzwellenbereich ein komplexes Koppelmodell definiert, bei dem die zulässigen Grenzfeldstärken E_{HSM} und H_{HSM} jeweils auch von der Größe der anderen Feldkomponente abhängen. Es kann somit auch eine Beziehung für jede Einzelkomponente und dem Verhältnis beider Komponenten also der Nahfeldimpedanz Z_{nf} formuliert werden: Diese Grenzfeldstärken verhalten sich dann proportional (\sim) entsprechend:

$$E_{HSM} \sim \sin(\arctan(Z_{nf}/1000 \Omega)) \text{ und}$$

$$H_{HSM} \sim \cos(\arctan(Z_{nf}/1000 \Omega)).$$

Wegen der überwiegend magnetischen Empfindlichkeit des Koppelmodells wird die zulässige magnetische Grenzfeldstärke H_{HSM} im niederohmigen Bereich ($Z_{nf} < Z_0$) auf den Wert begrenzt, der dem Fernfeld entspricht ($Z_{nf} = Z_0$). Dies gilt beim $\lambda/2$ -Dipol ($m = 1$) für das Gebiet in **Bild 10**, das in der Mitte des Dipols symmetrisch zur Ebene $z = 0$ durch die beiden Hyperbole $Z_{nf} = Z_0$ abgegrenzt wird. Beiderseits außerhalb dieser beiden Z_0 -Flächen zum

Strahlerende hin steigt Z_{nf} extrem und damit darf dort die zulässige elektrische Grenzfeldstärke E_{HSM} deutlich höher ausfallen.

■ **Betrachtungen zum Nahfeld von Dipolen beliebiger Länge**

Ist nun der Dipol von anderer Länge als $(2m-1) \cdot \lambda/2$, dann wird (siehe Gl. 1) zunehmend in der Mitte des Strahlers die 3. Quelle Q_3 wirksam und die bisherigen Ergebnisse können keine Gültigkeit mehr besitzen. Ohne aufwendige Numerik können aber für folgende Teilaspekte einige Aussagen gemacht werden:

Auswirkung von Q_3 an den Enden des Strahlers

Durch Annahme einer Verstimmung aus den bisher betrachteten niederohmigen Resonanzfällen kann exakt berechnet werden, dass die anwachsende Wirkung dieser 3. Quelle immer derart ist, dass sich direkt an den Enden des Strahlers die gleichen Verhältnisse wie beim $(2m-1) \cdot \lambda/2$ -Dipol einstellen. Das heißt, N_H und damit auch der Strombelag wird, wie es ja auch physikalisch sein muss, an den Enden zu Null und die Spannung bzw. N_E erreicht dort ein Maximum. Wegen der Erfüllung der Randbedingung braucht im Fall des elektrischen Feldes diese Berechnung nur mit der E_ρ -Komponente durchgeführt zu werden. Die weiteren Verläufe von Strom und Spannung nach innen bleiben natürlich sinusförmig entsprechend der vorausgesetzten Annahme. In der Symmetrieebene ($z = 0$), wo beim Dipol die Einspeisung liegt, ergibt sich jedoch eine Unstetigkeit bzw. ein „Knick“ im Strombelag.

Auswirkung von Q_3 aus der Sicht der Fernfeldergebnisse

Ließ sich beim $(2m-1) \cdot \lambda/2$ -Dipol im Nahfeld der Übergang vom Strahler bis ins Fernfeld auf Hyperbelpuren leicht nachvollziehen, so ist das bei beliebigen Dipollängen nicht unbedingt zu erwarten. Die Fernfeldergebnisse zeigen, dass z. B. der Gewinn eines Dipols konstanter Länge mit steigender Frequenz von einem Anfangswert $G = 1,5$ bei sehr tiefen Frequenzen kontinuierlich immer weiter ansteigt. Beim $\lambda/2$ -Dipol beträgt der Gewinn $G = 1,64$. Beim λ -Dipol steigt der Gewinn auf $G = 2,41$. Oberhalb der doppelten Frequenz ($L > \lambda$) wechselt der Strombelag in der Mitte die Phase. Dabei entsteht im Fernfeld eine weitere Keule, jedoch nicht in der Mitte des Strahlungsdiagramms, wie es analog zum Stromverlauf beim $(2m-1) \cdot \lambda/2$ -Dipol zu erwarten wäre, sondern gleich zweimal jeweils außen entlang der Strahlerachse. Interessanterweise nehmen mit wachsender Frequenz auch die Hauptkeule

und damit der Gewinn weiter zu, bis er bei etwas mehr als $l = 5/8 \lambda$ ein Maximum mit G ca. 3,2 durchläuft und dann relativ schnell abnimmt. Zugleich wachsen diese Seitenkeulen weiter an. Das heißt, sie werden breiter und schwenken immer stärker in Richtung Strahlungsmitte. Dieses Anwachsen erfolgt natürlich auf Kosten der Hauptkeule, bis diese bei einer Dipollänge $L = 2l = 2\lambda$ ganz verschwindet.

Weil aber nur in den Fällen der niederohmigen Resonanzen, also beim $(2m-1) \cdot \lambda/2$ -Dipol, die Maxima und Nullstellen im Strahlungsdiagramm an den aus der Stromverteilung berechenbaren Winkeln (Gl. 8 und 10) auftreten und dazwischen die Nebenkeulen und die zugehörigen Nullstellen einen anderen frequenzabhängigen Winkelverlauf aufweisen, folgt am Beispiel der Nullstellen, dass diese im entsprechenden Stromverlauf des Strahlers (N_H) durch die 3. Quelle mit zunehmendem radialen Abstand vom Strahler immer stärker aufgefüllt werden und sich anderer Stelle neue Minima bilden.

Diese Beobachtungen bestätigen damit, dass das oben beschriebene „hyperbolische Transformationsverhalten“ nur in den Fällen der niederohmigen Resonanzen $(2m-1)$ auftritt.

■ **Fall II: Auswirkungen von Q_3 in der Symmetrieebene ($z = 0$)**

Eine qualitative und auch quantitative Aussage über den Einfluss dieser 3. Quelle ist trotzdem möglich: Für den symmetrischen Dipol beliebiger Länge können unter Ausnutzung der Symmetrie die Nahfeldfaktoren N_E und N_H in der Symmetrieebene ($z = 0$) dadurch exakt berechnet werden, dass man die beiden äußeren Quellen Q_1 und Q_2 zu einer Quelle mit doppelter Gewichtung zusammenfasst und nun mit der zusätzlichen Quelle Q_3 in gleicher Weise wie im Fall I vorgeht, also auch jetzt nur zwei Quellen betrachtet. Erleichternd ist in dieser Symmetrieebene überall $E_\rho = 0$, also $E_{ges} = E_z$. Natürlich muss auch hier auf die Feldstärke im Strahlungsmaximum im Fernfeld normiert werden. Man erhält für die beiden Nahfeldfaktoren N_E und N_H in der Definition nach Gl. 2 eine identische Beziehung:

$$N(z=0) = \frac{\sqrt{a^2 + b^2 - 2abc}}{1 - b} \quad (17a)$$

Der Unterschied zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Nahfeldfaktor ergibt sich auch hier durch die individuelle Abkürzung a . Dabei ist:

$$a_E = \sin \vartheta_1 = \rho/r_1 \quad (17b)$$

$$a_H = 1 \quad (17c)$$

$$b = \cos(\beta l) \quad (17d)$$

$$c = \cos \Phi = \cos(\beta(r_1 - \rho)). \quad (17e)$$

Der Wurzelausdruck im Zähler von Gl. 17a erinnert an die Berechnung der dritten Seite eines schiefwinkligen Dreiecks, handelt es sich ja auch um die geometrische Addition zweier unterschiedlich langer Zeiger. Die Gl. 17a muss für beide Nahfeldfaktoren numerisch ausgewertet werden, doch es ergibt sich auch direkt:

– Bei den bisher behandelten $(2m-1)\text{-}\lambda/2$ -Dipolen ist $b = 0$ und damit:

$$N_E(z=0) = a_E, \\ N_H(z=0) = a_H(z=0) = 1 = \text{const.}$$

– Bei beliebigen Längen l bzw. allgemeinen Werten von b werden im Fernfeld ($\rho \rightarrow \infty$): $N_E = N_H = 1$, wie es ja auch sein muss. Ausgenommen sind natürlich alle Fälle $b = 1$, also wenn der Dipol Vielfache von 2λ lang ist, weil in diesen Fällen – wie bereits oben festgestellt – keine Hauptkeule existiert.

Direkt am Strahler ($\rho = 0$) werden die Anfangswerte:

$$N_{E0} = \frac{\cos(\beta l)}{1 - \cos(\beta l)} \quad (18a)$$

$$N_{E0} = \frac{\sin(\beta l)}{1 - \cos(\beta l)} = \cot(\pi \cdot l/\lambda) \quad (18b)$$

Das bedeutet: Bei halber Strahlerlänge l kürzer als

- $\lambda/4$ wird $N_{H0} > 1$ „1“
- $\lambda/6$ wird $N_{E0} > 1$ „2“
- $\lambda/8$ wird $N_{E0} > N_{H0}$ „3“

Bild 11 zeigt diese Anfangswerte N_{E0} bzw. N_{H0} als Funktion des Verhältnisses l/λ . Die Verläufe setzen sich gespiegelt bei $l/\lambda = 1/2$ fort. Mit den Ziffern „1“ bis „3“ werden im Bild die oben aufgelisteten Fälle gekennzeichnet.

Nahfeldbetrachtungen an kurzen Dipolen ($2l < \lambda/2$) und Vergleich mit dem Hertzschen Dipol HD

Für verschiedene - vor allem relativ kurze Linienstrahler - werden in den **Bildern 12**

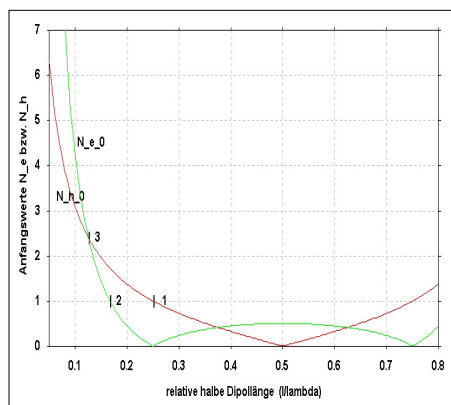


Bild 11: Anfangswerte der Nahfeldfaktoren N_E und N_H bei $\rho = 0$ und $z = 0$ für Dipole als Funktion des Verhältnisses l/λ

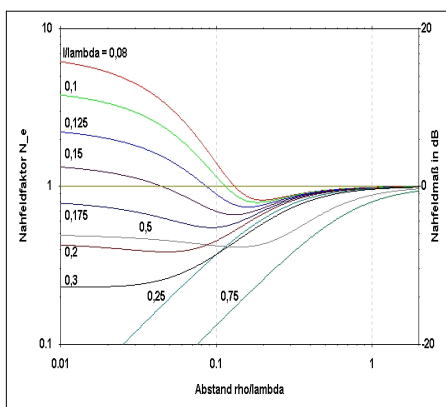


Bild 12: Nahfeldfaktoren N_E für das elektrische Feld in der Ebene $z = 0$ als Funktion des normierten Abstands ρ/λ im doppellogarithmischen Maßstab für verschiedene Dipollängen l/λ

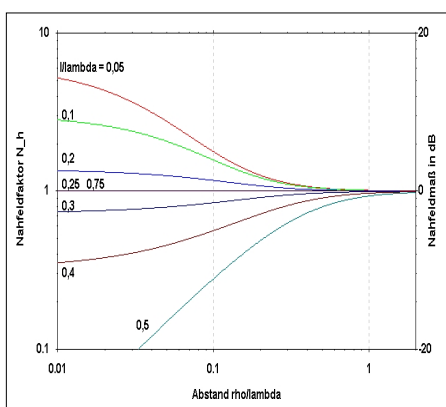


Bild 13: Nahfeldfaktoren N_H für das magnetische Feld in der Ebene $z = 0$ als Funktion des normierten Abstands ρ/λ im doppellogarithmischen Maßstab für verschiedene Dipollängen l/λ

und 13 die Nahfeldfaktoren N_E bzw. N_H über dem normierten Abstand ρ/λ im doppellogarithmischen Maßstab dargestellt. Zur Erinnerung: Bei Nahfeldfaktoren über 1 ergibt die Fernfeldformel zu kleine Feldstärken. Dies gilt zunächst für die magnetische Feldstärke bei Dipolen kürzer als $\lambda/2$ bzw. bei Dipolen, die unterhalb ihrer $\lambda/2$ -Resonanzfrequenz betrieben werden. Bei noch kürzeren Dipolen $L < \lambda/3$ kann auch in der Nähe der Antenne die elektrische Feldstärke kritisch werden. Bei extrem kurzen Antennen ($l < 0,05 \lambda$) schließlich verhalten sich die Nahfeldfaktoren sehr nahe an der Antenne ähnlich denen des Hertzschen Dipols (HD). Deshalb wird nun zum direkten Vergleich mit Gl. 1 hier das Gleichungssystem für das bekannte vollständige Feld des HD vorgestellt:

$$E_r \cdot (\tan \vartheta)/2 = E_{HD} \cdot (0 + u + u^2) \quad (19a)$$

$$E_\vartheta = E_{HD} \cdot (1 + u + u^2) \quad (19b)$$

$$H_\varphi \cdot Z_0 = E_{HD} \cdot (1 + u + 0) \quad (19c)$$

Dabei ist E_{HD} zum Vergleich mit dem Linienstrahler in Gl. 1 die elektrische Feldstärke des HD im Fernfeld mit Betrag und Phase:

$$E_{HD} = j \cdot Z_0 \cdot I \frac{\Delta l}{2\lambda} \sin \vartheta \frac{e^{-j\beta r}}{r} \quad (20)$$

Im Gegensatz zum Linienstrahler handelt es sich hier um eine einzige Kugelwelle mit der (Fernfeld-)Richtcharakteristik $C = \sin \vartheta$. I ist der **konstante** Strombelag auf dem sehr kurzen (Δl) Dipol. Das vollständige Feld der einzelnen Feldkomponenten in Kugelkoordinaten wird durch maximal drei Glieder einer Potenzreihe Σu^n beschrieben. Dabei ist $u = 1/(j\beta r)$. Mit $n = 0$ wird $u^n = 1$ und dadurch das Fernfeld beschrieben. Die Terme u^n mit $n = 1$ und $n = 2$ beschreiben das Nahfeld, denn im Fernfeld sind u und erst recht $u^2 < 1$ also zu vernachlässigen.

Durch eine Betragsbildung über alle Summenglieder u^n für die beiden **Transversalkomponenten** E_ϑ und H_φ erhält man die vergleichbaren Nahfeldfaktoren N_E und N_H für den HD. **Bild 14** zeigt diese Nahfeldfaktoren im Vergleich zu denen eines extrem kurzen Dipols (KD) mit $l/\lambda = 0,01$. Die jeweiligen Verläufe sind ab $\rho/\lambda = 0,03$ nahezu deckungsgleich. Durch $|u| = 1$ wird mathematisch recht willkürlich verschiedenlich die Grenze des „reaktiven“ zum „strahlenden“ Nahfeld definiert. Diese Grenze wird in **Bild 14** im Abstand $\rho/\lambda = 1/(2\pi)$ markiert.

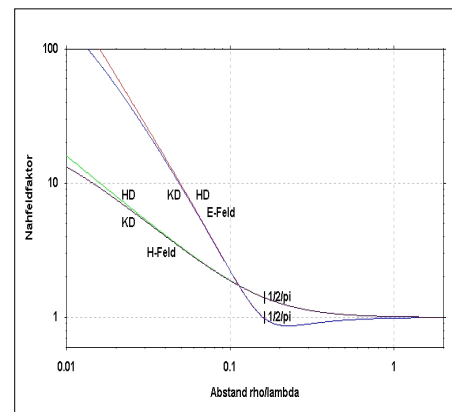


Bild 14: Vergleich der Nahfeldfaktoren N_E und N_H in der Ebene $z = 0$ zwischen einem sehr kurzen Dipol (KD) ($l/\lambda = 0,01$) und einem Hertzschen Dipol (HD) als Funktion des normierten Abstands ρ/λ im doppellogarithmischen Maßstab

■ Betrachtungen zum „reaktiven“ Nahfeld beim HD

In der Einleitung wurde die Existenz eines „reaktiven“ Nahfelds in der Nähe von Antennen mit dem örtlichen Phasenunterschied zwischen dem elektrischen und magnetischen Feld begründet. Zur Veranschaulichung werden deshalb in **Bild 15** noch einmal diese beiden Nahfeldfaktoren des HD und jetzt ergänzend die zugehörigen relativen Phasen von E - und H -Komponente dargestellt. Es fällt schwer, anhand der Verläufe dieser Beträge und Phasen ein

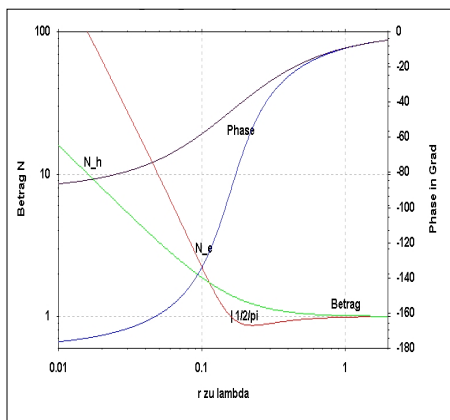


Bild 15: Darstellung der Beträge und der Phasen der elektrischen und magnetischen Nahfeldfaktoren des Hertzischen Dipols (HD) als Funktion des normierten Abstands r/λ im doppellogarithmischen Maßstab

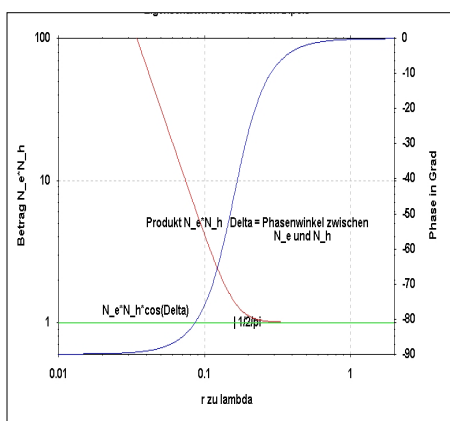


Bild 16: Produkte der Nahfeldfaktoren N_E und N_H und ihr Differenzwinkel beim HD als Funktion des normierten Abstands r/λ im doppellogarithmischen Maßstab

eindeutiges Kriterium für die Abgrenzung vom „reaktiven“ zum „strahlenden“ Nahfeld zu finden und damit diese Grenze festzulegen.

Deshalb wird im obigen **Bild 16** vergleichbar den Begriffen „Scheinleistung“, „Phasendifferenzwinkel“ und „Wirkleistung“ das Produkt $N_E \cdot N_H$, der Differenzwinkel Φ_{EH} zwischen E und H und das Produkt $N_E \cdot N_H \cdot \cos\Phi_{EH}$ als Funktion von r/λ dargestellt. Auch diese Darstellung ergibt ebensowenig einen eindeutigen Hinweis auf eine solche Grenze. Darüber hinaus zeigt der Verlauf von $N_E \cdot N_H \cdot \cos\Phi_{EH}$ mit dem konstanten Betrag 1 einen kontinuierlichen, dem **Poyntingvektor** entsprechenden, Leistungstransport direkt vom HD bis ins Fernfeld. Es fehlt damit jedes Anzeichen über das Einsetzen der Strahlung. Festzuhalten ist jedoch, dass an dieser oben mathematisch definierten Grenze $\rho/\lambda = 1/(2\pi)$ der Phasendifferenzwinkel $\Phi_{EH(HD)} = \pi/4 = 45^\circ$ beträgt. Dieser Wert kann damit ebenfalls als ein mögliches Kriterium für die äußere Grenze des oben definierten „reaktiven“ Nahfelds betrachtet werden.

Reaktives Nahfeld bei $(2m-1)\lambda/2$ -Dipolen?

Zum Vergleich mit diesem fiktiven sehr kurzen Strahler werden jetzt die $(2m-1)\lambda/2$ -Dipole auf ihr „reaktives“ Nahfeld untersucht. Bei der Untersuchung am $(2m-1)\lambda/2$ -Dipol oben wurden bei der Bestimmung der Beträge von E und H die zugehörigen Phasen nicht weiter betrachtet. Die absolute Phase der magnetischen Feldstärke H_φ ist im gesamten Raum noch recht einfach analytisch berechenbar: $\Phi_H = \beta(r_1 + r_2)/2$. Damit liegen die Orte konstanter Phase auf **Rotationsellipsoiden** (größere Halbachse: $(r_1 + r_2)/2$), die auf dem Strahler zu einer Geraden entartet ist und im Fernfeld als Grenzfall eine Kugel mit dem Radius $r = r_1 = r_2$ darstellt. Diese Phasenflächen sind damit **orthogonal** zu den **Rotationshyperboloiden** (s. **Bilder 2 und 8**). Bei Dipolen mit $m > 1$ treten natürlich an entsprechenden Stellen Phasensprünge von π auf. Die allgemeine Berechnung der Phase der resultierenden elektrische Feldstärke ist aber wegen der erforderlichen geometrischen Addition der ρ - und z -Komponenten wesentlich komplizierter. In zwei Sonderfällen tritt allerdings jeweils nur eine Komponente auf:

In der **Symmetrieebene** ($z = 0$) existiert nur E_z . In den Gl. 1a und 1c sind in diesem Fall $C_{z1} = C_{z2} = C_{\varphi1} = C_{\varphi2} = 1$. Damit stimmen die Phasenverläufe von E_z und H_φ überein: $\Phi_E = \Phi_H = \beta r_1 = \beta r_2$. Es gibt also dort und in entsprechendem Bereich beiderseits der Symmetrieebene kein „reaktives“ Nahfeld ($\Phi_{EH} = 0$).

Dicht entlang des **Strahlers** tritt andererseits nur E_ρ auf und damit wird auch hier die Phase analytisch berechenbar. Sie ist auf der positiven z -Seite konstant und eilt der ebenfalls konstanten Phase von H_φ an gleicher Stelle um $\pi/2$ bzw. 90° nach ($\Phi_{EH} = 90^\circ$). Auf der negativen z -Seite kehrt E_ρ natürlich das Vorzeichen um.

Die markante **-3-dB-Kugel** des elektrischen Nahfeldfaktors N_E wird im Folgenden als Referenzfläche für die Untersuchung auf reaktives Nahfeld bei diesen Dipolen definiert. In der zweidimensionalen Betrachtung entspricht dies dem Kreis $r = l$. Beim $\lambda/2$ -Dipol treten an der Stelle des bereits oben erwähnten Sattelpunkts p_s , als Schnittpunkt von Kreis und Hyperbel mit $N_E = 0,707$ bzw. -3dB (s. **Bilder 3 und 7**) die Besonderheiten auf, dass einmal wegen der Hyperbel der Laufwegunterschied $|r_2 - r_1| = \lambda/4$ ist und außerdem wegen des (Thales-)Kreises die beiden Radien r_1 und r_2 senkrecht aufeinander stehen. Damit können die zugehörigen Winkel ϑ_1 und ϑ_2 von den beiden Quellen sehr einfach ineinander umgerechnet werden: $\vartheta_1 = \vartheta_2 + 90^\circ$. Mit den in **Bild 1** dargestellten polaren Koordinaten r_n , ϑ_n und diesen speziell-

len Beziehungen ergeben sich für den Sattelpunkt p_s besonders einfache Berechnungen für die Beträge von E_ρ und E_z und die zugehörigen relativen Einzelphasen. Weil entlang des Kreises nur in diesem Sattelpunkt die Beträge der beiden Feldkomponenten identisch sind: $|E_\rho| = |E_z|$, ist dort die resultierende Phase das **arithmetische Mittel** der beiden Einzelphasen. Das überraschende Ergebnis ist, dass der Phasenwinkel Φ_{EH} zwischen dem magnetischen Feld H_φ und dem resultierenden elektrischen Feld E_{ges} identisch gleich dem geometrischen Winkel ϑ_2 von der entfernteren Quelle Q_2 zum Sattelpunkt p_s auf der positiven z -Seite ist. Weil außerdem die Radien r_2 von Q_2 und r vom Mittelpunkt zum Sattelpunkt ein gleichseitiges Dreieck aufspannen, ist $\vartheta_2 = \vartheta/2$ und damit Φ_{EH} direkt aus den Koordinaten ρ_s und z_s des Sattelpunkts berechenbar:

$$\Phi_{EHs} = \frac{1}{2} \arctan(\rho_s/z_s) = \frac{1}{2} \arcsin(\rho_s/l) \quad (21)$$

Dieses Ergebnis gilt natürlich auch bei den $(2m-1)\lambda/2$ -Dipolen für alle weiteren $(2m-1)$ -Sattelpunkte als Schnittpunkte entsprechender Hyperbeln (Gl. 10) mit dem (Viertel-)Kreis $r = l$. Diese Hyperbeln ihrerseits sind durch die Scheitelpunkte ζ auf der z -Achse definiert, die den Amplitudenwerten $0,707$ des Strombelags entsprechen, also an den Stellen

$$\zeta = \frac{(2k-1)}{2(2m-1)} \quad \text{mit } k = 1 \text{ bis } 2m-1 \quad (22)$$

auftreten. Die auf die halbe Strahlerlänge l normierten Koordinaten der Sattelpunkte eines Viertelkreis sind:

$$\rho_s/l = 1 - \zeta^2 \quad (23a)$$

$$\text{und} \quad z_s/l = \zeta \cdot \sqrt{2 - \zeta^2}. \quad (23b)$$

Zur Erinnerung: Auf dem -3-dB -Kreis ist überall $N_E = \text{const} = 0,707$. Aber nur in den Sattelpunkten ist $|E_\rho| = |E_z|$. Zwischen zwei benachbarten Sattelpunkten dominiert jedoch beginnend an der Symmetrieachse $|E_z|$ abwechselnd mit $|E_\rho|$.

Beim $\lambda/2$ -Dipol tritt entlang eines Viertelkreises nur ein Sattelpunkt und zwar im Winkel $\vartheta = 48,6^\circ$ auf. Damit ist dort $\Phi_{EH} = 24,3^\circ$. Auf diesen Wert ist also Φ_{EH} von 0 auf der Symmetrieachse entlang des Kreises kontinuierlich angestiegen. Andererseits hat Φ_{EH} mit 90° am Strahler beginnend (z. B. entlang der Hyperbel) eine entsprechende Abnahme bis auf diesen Wert erfahren. Dieser Phasenwinkel ist dort etwa nur halb so groß wie der beim HD definierte Grenzphasenwinkel des „reaktiven“ Nahfelds $\Phi_{EH(HD)} = 45^\circ$.

Bei Dipolen mit höherer Ordnung m wandert der 1. Sattelpunkt auf dem Kreis im-

mer weiter in Richtung Symmetrieachse. Damit nehmen der zugehörige Winkel ϑ und entsprechend auch der Phasendifferenzwinkel Φ_{EH} weiter zu. Es wird folglich der Anstieg von Φ_{EH} bei 0 in der Symmetrieebene beginnend entlang des Kreises kürzer und steiler.

Im anschließenden Winkelbereich bis zum 2. Sattelpunkt dominiert jetzt die ρ -Komponente. In diesem Winkelbereich steigt Φ_{EH} weiter an, durchläuft ein Maximum und erreicht einen geringeren Wert, entsprechend des kleineren Winkels $\vartheta_{s(2)}$ beim 2. Sattelpunkt. Im Bereich der folgenden z -Dominanz bis zum 3. Sattelpunkt durchläuft der Phasenwinkel ein Minimum. Allgemein pendelt also der Betrag Φ_{EH} zwischen den Sattelpunkten mit Maxima bei der ρ -Dominanz und Minima bei der z -Dominanz des elektrischen Feldes.

Damit tritt das ausgeprägteste „reaktive“ Nahfeld in dem Winkelbereich auf, der der ersten Nullstelle nach der Hauptkeule im Strahlungsdiagramm entspricht. Verbunden mit dieser Nullstelle ist natürlich auch der bereits oben erwähnte Phasensprung von π bei der magnetischen Feldstärke. Im Winkelbereich der Nebenkeulen nimmt das „reaktive“ Nahfeld wie bei der Hauptkeule entsprechend ab.

Zusammenfassend bestimmt also die Ordnung m und damit die relative Strahlerlänge wesentlich den Winkelraum und auch die Stärke des „reaktiven“ Nahfeldes, das bei höherer Ordnung m über den Bereich der -3 -dB-Kugel hinaus reichen kann. In **Bild 17** wird Φ_{EH} für $m = 1$ bis 3 entlang des Viertelkreises zunächst für alle Sattelpunkte entlang der Geraden $\Phi_{EH} = \vartheta/2$ dargestellt. Allerdings ist in dieser Darstellung der Komplementärwinkel $\alpha = 90^\circ - \vartheta$ als Abszisse aufgetragen. Ergänzt werden für $m = 1$ bis 3 die vollständigen Verläufe $\Phi_{EH}(\alpha)$ als Ergebnisse einer etwas umständlichen Auswertung der mit EZNEC [6] gewonnenen Daten für die insgesamt drei Feldkomponenten mit Betrag und Phase.

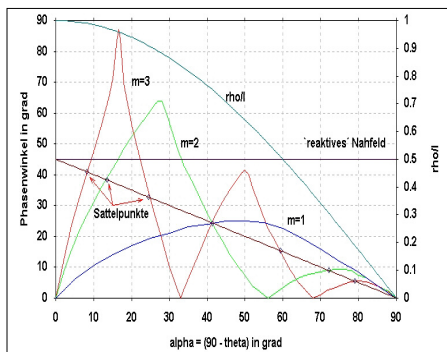


Bild 17: Orte und Phasenwinkel der Sattelpunkte auf der Kugelfläche $r = l$ und die mit EZNEC gerechneten Phasenwinkel bei $(2m-1)\lambda/2$ -Dipolen (mit $m = 1, 2$ und 3) als Funktion des Komplementärwinkels $(90^\circ - \vartheta)$

Es soll erwähnt werden, dass auch Balanis [3] für Linienstrahler eine Beziehung für eine Nahfeldgrenze ableitet, die er aber abweichend von der in der Einleitung ausgeführten Praxis auch „reaktives Nahfeld“ bezeichnet. Dabei wird jedoch nicht der Phasenabstand zwischen E - und H -Feld betrachtet, sondern es wird ähnlich der Fresnellösung bei der Reihenentwicklung für den Integrationsradius – vereinfacht ausgedrückt – das Glied 4. Ordnung ausgewertet und dabei das Phasenkriterium $\Phi = \pi/8$ angewandt. Er kommt bei Strahlerlängen $L = 2l$ zu folgendem Radius für sein „reaktive Nahfeld“:

$$r_{\text{reak}} \leq 0,62 \sqrt{L^3/\lambda} \quad (24)$$

Diese Grenze würde bei den $(2m-1)\lambda/2$ -Dipolen zu folgenden normierten Radien führen:

$$r_{\text{reak}}/l = 0,88 \sqrt{2m-1} \quad (25)$$

Beim $\lambda/2$ -Dipol wäre damit $r_{\text{reak}} = 0,88 l$ im Vergleich zu $r_{\text{reak}} = 0,64 l$ beim HD.

Abschließend aber noch folgende Bemerkungen: Dieser aus historischer Sicht eingeführte „reaktive“ Nahfeldbereich und seine mathematisch definierte Abgrenzung haben physikalisch-technisch keine Bedeutung. Auch die in verschiedenen Literaturstellen direkt mit diesem Bereich in Verbindung gebrachte gegenseitige Beeinflussung benachbarter Antennen (Stichwort *Induction field*) [12] bleibt nicht auf diesen Bereich begrenzt. In diesem Zusammenhang stellen aber auch die seinerzeit von der RegTP [11] im Rahmen der Plausibilitätsprüfung für Personenschutz definierten Grenzen $\lambda/2\pi$ für das „reaktive Nahfeld“ bzw. 4λ für das Fernfeld keine physikalische, sondern „politische“ Grenzen dar. Sie sind realitätsfremd, da mit Ausnahme der Wellenlänge kein Bezug zur Antennenabmessung gemacht wird. Der erste Abstand stammt vom HD, der wie bereits oben ausgeführt, wegen seiner geringen Abmessung und seines konstanten Strombelags nur als fiktive Antenne angesehen werden kann.

Die bei allen $(2m-1)\lambda/2$ -Dipolen auffallende -3 -dB-Kugel (s. **Bilder 3, 5, 7 und 9**) existiert mathematisch natürlich nur in Verbindung mit der hier gewählten Normierung auf den zylinderradialen Abstand ρ und der Einführung des Nahfeldfaktors N_E für das elektrische Feld. Es kann nicht bewiesen werden, dass auch zwischen den niederohmigen Resonanzfrequenzen eine entsprechende geschlossene Hülle existiert. In **Bild 18** wird für l/λ von 0,2 bis 0,8 der mit Gl. 16a berechenbare Nahfeldfaktor N_E in der Symmetrieachse $z = 0$ im Abstand $\rho = l$ dargestellt. Falls also auch zwischen den Resonanzfrequenzen für den Nahfeldfaktor N_E eine in sich geschlossene

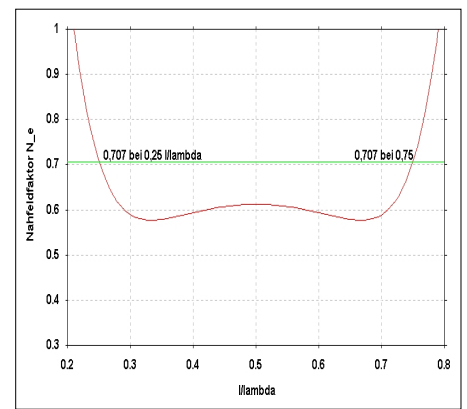


Bild 18: Darstellung des Nahfeldfaktors N_E in der Ebene $z = 0$ im Abstand $r = l$ als Funktion des normierten Abstands ρ/λ

-3 -dB-Hülle existiert, ist diese gegenüber der Kugelform mehr oder weniger ellipsoidisch modifiziert mit dem Ergebnis, dass bei dem jetzt angenommenen Rotationsellipsoid die ursprüngliche Kugel in der Symmetrieachse abgeplattet wird bzw. in Richtung Symmetrieebene allseitig aufgebläht ist.

■ Wo beginnt das Fernfeld?

Dies beantworten für die Speiseebene bzw. die Hauptstrahlrichtung im Wesentlichen die **Bilder 12 und 13**. Der Verlauf der Nahfeldfaktoren N_E und N_H schmiegt sich in unterschiedlicher Weise an den Wert 1, der dem Fernfeld entspricht. Als Kriterium für den Fernfeldabstand wird der Betragsfehler bzw. die Abweichung des Betrags des Nahfeldfaktors zum Fernfeldwert $N = 1$ betrachtet. Von allen Funktionen eignen sich besonders die Nahfeldfaktoren der niederohmig resonanten Dipole $(2m-1)\lambda/2$. Weil in der Speiseebene von der Antenne bis $r \rightarrow \infty$ der magnetische Nahfeldfaktor $N_H = 1$ ist, genügt zur Bestimmung der Fernfeldgrenze die Betrachtung von N_E , das in diesem Fall (s. Gl. 14 oder 17b) durch eine relativ einfache Funktion, und zwar durch den Quotienten von zwei Radien: ρ/r_1 , beschrieben wird. Auf der anderen Seite wird bekanntlich als Kriterium für den Fernfeldabstand auch ein Phasenfehler herangezogen: Bei der Vermessung von Strahlungsdiagrammen wird eine ebene Phasenfront gewünscht und ein Phasenfehler von $\Phi = \pi/8$ bzw. $22,5^\circ$ als genügend klein angesehen. Dieser führt bei Flächenantennen mit Querabmessung D (Spiegel, Hörnern, aber auch Gruppen) zu einem Fernfeldabstand $r_{ff} \geq 2D^2/\lambda$.

Die entsprechende relative Phase wird bei den betrachteten Dipolen jetzt durch die Differenz (Gl. 17e) dieser beiden Radien ρ und r_1 beschrieben.

Beide Funktionen sind durch die Berechnung von r_1 aus ρ und l (Pythagoras) wegen der auftretenden Quadratwurzel irrationale Funktionen, bei denen im interes-

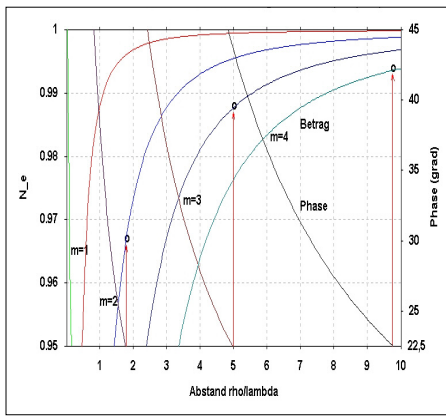


Bild 19: Darstellung der Beträge des Nahfeldfaktors N_E (ansteigend) und der Phasenfehler (abnehmend) für $(2m-1)\lambda/2$ -Dipole mit $m = 1$ bis 4 als Funktion des normierten Abstands ρ/λ zur Bestimmung der Fernfeldgrenzen

sierenden Bereich die üblichen Näherungen zu ungenau sind.

In **Bild 19** werden für N_E die Beträge und Phasenfehler als Funktion des Abstands ρ/λ für $m = 1$ bis 4 dargestellt. Der Phasenfehler $\Phi = \pi/8$ markiert die zugehörigen Werte von N_E . Im Fall $m = 1$ wird bei diesem Phasenfehler N_E gerade mal 0,72, also weit außerhalb des sichtbaren Bereichs in **Bild 19**. Damit ist erkennbar, dass bei kurzen Antennen dieses Phasenkriterium versagt.

Eine alternative Darstellung der Fernfeldgrenze ergibt sich aus der Nahfeldimpedanz z. B. durch Auswertung von Gl. 16a. Für den $\lambda/2$ -Dipol wird der zweidimensionale Verlaufs (z, ρ) der Fernfeldgrenze in **Bild 20** durch Darstellung der Nahfeldwellenwiderstande $Z_{nf} = \text{const}$ dicht unterhalb von Z_0 angedeutet.

■ Eine neue Berechnung von Fupunktwidestanden verschieden langer Dipole

Bei der Berechnung der elektrischen Feldstärke mit Gl. 1a in der Symmetrieachse ($z = 0$) in sehr großem Abstand (Fernfeld) und Gleichsetzen mit der über die Fernfeldformel (Gl. 3) an gleichem Ort berechenbaren elektrischen Feldstärke müssen für die Antenne ein Gewinn G und ein Strahlungswiderstand R_s zugrunde gelegt werden, der in dieser Definition immer auf den **Strombauch** bezogen ist. Mit diesem Strahlungswiderstand und dem Strom im Maximum I_{max} (s. Gl. 1) ist eine Beziehung zur Sendeleistung P (s. Gl. 2) möglich. Auf diesem Weg erhält man jetzt eine wichtige Beziehung zwischen dem Gewinn G und diesem Strahlungswiderstand des (beliebig langen) Dipols:

$$G \cdot R_s = Z_0/\pi \cdot (1 - \cos(\beta l))^2 \quad (26)$$

Dies führt z. B. beim $\lambda/2$ -Dipol zu

$$R_s = 120/1,64 \Omega = 73,17 \Omega.$$

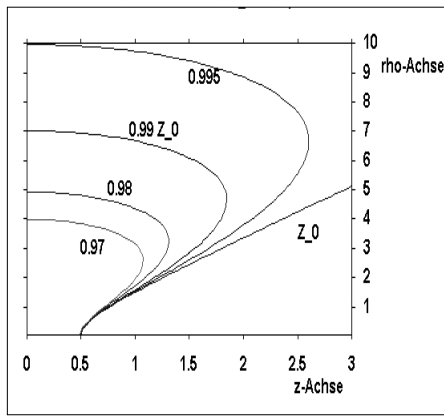


Bild 20: Zweidimensionale Darstellung der Nahfeldimpedanz Z_{nf} für einen $\lambda/2$ -Dipol durch Höhenlinien für verschiedene Verhältnisse zum Freiraumwellenwiderstand Z_0 zur Bestimmung der Fernfeldgrenzen; Dipol verläuft bei $\rho = 0$ und $z = -1 \dots +1$

Ist aber der Dipol kürzer als $\lambda/2$, dann wird I_{max} nicht mehr erreicht. Für diesen Fall wird ein Fupunktwidestand R_f am Speisepunkt bei $z = 0$ definiert. Über die Beziehung $I_f = I_{\text{max}} \cdot \sin(\beta l)$ kann der Strahlungswiderstand R_s in diesen Fupunktwidestand R_f transformiert werden und man erhält entsprechend das folgende interessante Ergebnis:

$$G \cdot R_f = Z_0/\pi \cdot \tan^2(\pi l/\lambda). \quad (27)$$

Die „Frequenzabhängigkeit“ des Gewinns G dieser Dipole in der Hauptkeule wird also benötigt, um den Fupunktwidestand allgemein als Funktion von l/λ berechnen zu können. Aus den bekannten oben zitierten Gewinnangaben für den sehr kurzen, den $\lambda/2$ - und den λ -Dipol erhält man mit der Approximation für den Kehrwert: $1/G \approx 2/3 \cdot (1 - 1,675(l/\lambda)^{2,15})$

$$R_f = 80(1 - 1,675(l/\lambda)^{2,15}) \tan^2(\pi l/\lambda) \Omega. \quad (28)$$

Bild 21 zeigt diese Abhängigkeit und im Vergleich dazu Rechenwerte mit EZNEC [6] für einen dünnen Dipol.

Die bisher erlangten Ergebnisse gelten voraussetzungsgemäß für Dipole/Strahler mit symmetrischer Strombelegung auf bei-

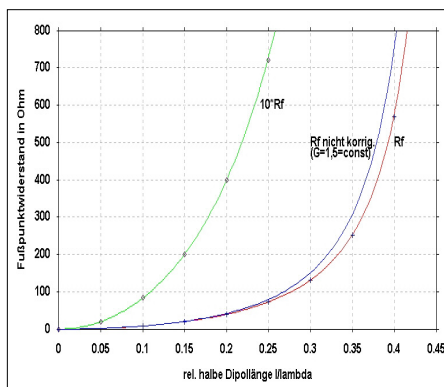


Bild 21: Fupunktwidestand R_f für Dipole als Funktion des Verhältnisses l/λ ; zum Vergleich: Rechenwerte mit EZNEC an den Stellen $n = 0,05 = l/\lambda$

den Strahlerhalfen. Sie sind aber auch übertragbar auf Strahler, die senkrecht gegenüber einer unendlich ausgedehnten Fläche mit unendlicher Leitfähigkeit so erregt werden, dass die bisher als Symmetrieebene betrachtete Ebene $z = 0$ mit dieser Ebene übereinstimmt. Für die so erzeugten Vertikalstrahler gilt jedoch abweichend, dass die oben für Dipole gemachten Gewinnangaben verdoppelt werden müssen, weil bei gleicher Leistung nur der halbe Raum ausgeleuchtet wird. Damit halbieren sich die oben errechneten Fupunktwidestande.

Die in den unteren Kurzwellenbandern (Low-Bands) sehr beliebten Vertikalstrahler können in diesen Frequenzbereichen in der Regel nicht als $\lambda/4$ -Strahler ausgeführt und betrieben werden. Sie sind oftmals wesentlich kürzer. In [13] werden für diesen Fall zwei verschiedene (Näherungs-) Gleichungen zitiert. Die damit errechneten Fupunktwidestande sind im Bereich bis $\lambda/4$ zum Teil deutlich zu klein. Oberhalb von $\lambda/4$ sind diese Näherungen unbrauchbar. Wegen der bei der Approximation der Gewinnfunktion ($1/G$) zum Einsatz kommenden Exponentialfunktion versagt natürlich auch Gl. 28 im Bereich des Gewinnmaximums. Weil aber Gl. 27 exakt ist, kann mit einer anderen geeigneten Approximation für den Bereich des Gewinnmaximums auch eine entsprechende Gleichung für den Fupunktwidestand dort gewonnen werden.

Abschließend soll der Begriff des „unendlich dünnen“ verlustlosen Dipols, der eingangs Voraussetzung für den gesamten Rechengang war, näher betrachtet werden. Bei diesen theoretischen Dipolen wurde der in der Praxis vorhandene Verkürzungsfaktor zu Null angenommen. Simuliert wird dem Programm nach [6]: Ein verlustloser Dipol mit der Länge 20 m hat bei 1 mm Leiterdurchmesser in Resonanz einen Verkürzungsfaktor von ca. 2,6 %. Bei einer theoretischen Leiterstarke von 10^{-30} mm ist dieser Verkürzungsfaktor immer noch 0,35 %. (Mit dieser Leiterstarke wurden die Beispiele in den **Bildern 17 und 21** gerechnet.) Bei einer linearen Extrapolation mit dem Wert 0,29 % bei 10^{-40} mm käme man auf eine Leiterstarke von ca. 10^{-90} mm für das Verschwinden des Verkürzungs-faktors!

■ Fazit

Ein mögliches Gefährdungspotenzial in der Nahе von Antennen liegt in den Beträgen der elektrischen und magnetischen Feldstärken. Die individuellen Phasen absolut und relativ zueinander spielen dabei keine Rolle. Mithilfe des neu eingeführten Nahfeldfaktors für beide Feldstarkearten in Verbindung mit der bekannten Fernfeld-

formel können bei niederohmig resonanten Dipolen recht einfach die örtlichen Beiträge der Feldstärken E und H abgeschätzt werden, weil die geometrische Charakteristik beider Nahfeldfaktoren durch ein einfaches Bildungsgesetz beschrieben werden kann. Der Ausgangspunkt dazu ist der sinusförmige Strombelag. Wird der Dipol unterhalb seiner Resonanzfrequenz betrieben, dann steigen nahe der Antenne in der Symmetrieachse zunächst die magnetischen Feldstärken und mit weiterer Verkürzung auch die elektrischen Feldstärken dramatisch an. Diese Anstiege können ebenfalls mit Nahfeldfaktoren exakt berechnet werden bzw. bildlich demonstriert werden.

Weil die Nahfeldfaktoren im Nahfeld genauso wie die Richtcharakteristiken im Fernfeld angewendet werden können, muss das Augenmerk nun auf die Fernfeldformel gelegt werden. Sie darf hier immer nur so eingesetzt werden, dass der infrage kommende Abstand „senkrecht“, also immer der kürzeste, ist. Die logarithmischen Angaben für die Nahfeldfaktoren, hier sinngemäß *Nahfeldmaß* genannt, sind in der Technik allgemein üblich und erleichtern wesentlich die Rechnung bzw. das Abschätzen der Auswirkung.

Die in [14] vorgestellte Vorgehensweise mit der Logarithmierung der Fernfeldformel erlaubt nun direkt, entsprechende „Re-

serven“ entweder in höhere Sendeleistung oder in kleineren Sicherheitsabstand umzurechnen, weil nun das Nahfeldmaß wie ein Gewinn behandelt werden kann. Die vorgestellten Gleichungen sind mit Ausnahme der Gewinnfunktion im vorletzten Abschnitt ($1/G = f(l/\lambda)$, es handelt sich hier um eine recht genaue Approximation) alle mathematisch exakt, da sie alle auf einer mathematisch exakten Lösung aufbauen, die bereits vor über einem halben Jahrhundert gewonnen wurde.

Technisch und physikalisch verhalten sich reale Antennen aus den verschiedensten Gründen mehr oder weniger anders. Das hat dann zur Folge, dass die zur Lösung der verschiedensten Fragestellungen erforderliche Mathematik immer komplizierter wird, sodass schließlich nur noch numerische Simulationen bzw. Messungen eingesetzt werden müssen. Alle Fragen in Verbindung mit Grenzen innerhalb des Nahfeldes und nach außen sind nie eindeutig zu beantworten, weil es diese Grenzen nicht gibt, sondern immer schleichende Übergänge auftreten, die bei jeder Strahlergeometrie anders verlaufen. Es gibt darüber hinaus in allen Lebensumständen, z. B. Gefährdung, Gesundheit usw., keine physikalischen bzw. chemischen, pharmazeutisch/medizinische Grenzwerte. Diese sind alle nur juristisch bzw. politisch definiert.

Literatur

- [1] Heß, H., DJ1AT: Interessantes zum Nahfeld des Linienstrahlers. FUNKAMATEUR 59 (2010) H. 10, S. 1041–1043
- [2] Jordan, E. C.: Electromagnetic Waves and Radiating Systems. Prentice Hall, Englewood Cliffs (N. J., USA) 1950, S. 323 f.
- [3] Balanis, C. A.: Antenna Theory Analysis and Design, John Wiley and Sons, Hoboken (N. J., USA) 1982
- [4] Kanda, M. et. al.: Standards for electromagnetic field measurements. Proc. IEEE, Vol 74 (1986) No. 1, S. 120–128
- [5] Schorn, R. P., DC5JQ: Elektrisches Nahfeld des Halbwelldipols, eine exakte analytische Rechnung. CQDL 65 (1994) H. 11, S. 788–794
- [6] Lewallen, R., W7EL: EZNEC Antenna Software V 5.0. www.ez nec.com; P.O. Box 6658, Beaverton, OR, 97007, USA
- [7] Zinke, O.; Brunswig, H.: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. Band 1, Springer Verlag, Berlin 1995, Kap. 6.1 und 6.4
- [8] Kark, K. W.: Antennen und Strahlungsfelder; Elektromagnetische Wellen auf Leitungen, im Freiraum und ihre Abstrahlung. 3., erw. Aufl., Vieweg+Teubner, Wiesbaden 2010, Kap. 9
- [9] Williams, T.; Kelley, C.: Gnuplot. www.gnuplot.info
- [10] DIN VDE 0848-3-1, Entwurf, Pkt. 5.1.3, 6/99 und 2/2001
- [11] Bundesamt für Post und Telekommunikation (BAPT): Wahl der Feldbedingung. In: Vfg. 306/97, Punkt 6.3.1, Anl. 5 Bl. 2
- [12] Straw, R. D., N6BV (Ed.): The ARRL Antenna Book. ARRL, 21. Edition, Newington, 2007; S. 2–7
- [13] Devoldere, J., ON4UN: ON4UN's Low-Band Dxing, 4. Edition, ARRL, Newington 2005; Kap 9-3.1.1
- [14] Heß, H., DJ1AT: Einfache Sicherheitsabstandsbestimmung mit grafischen Mitteln. FUNKAMATEUR (in Vorbereitung)