

Grundsätzliches über Richtantennen.

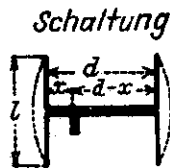
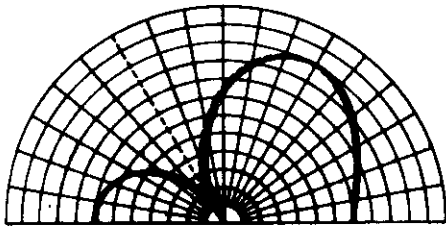
W. Moser, Berlin

Bei der Planung von Antennen stützt man sich auf gewisse Vorstellungen über ihre Wirkungsweise. Diese kann man sich aus mathematischen Ableitungen oder aus Experimenten bilden. Je umfangreicher das Bauvorhaben und je verwickelter die Zusammenordnung der Strahlerelemente ist, desto schwerer ist die Durchführung von Experimenten am Modell oder Original; umso wünschenswerter ist es dann, sich vorher schon theoretisch möglichst weitgehend Klarheit zu verschaffen, um solche Antennen vorausberechnen zu können. Ich möchte im folgenden einige Punkte bezüglich der Richtantennen beleuchten, die bis jetzt noch nicht so hervorgehoben worden sind.

Richtwirkung kann man auf dreierlei Art bewirken, 1.) durch Kombination von Dipolen, 2.) durch Langdrahtantennen und 3.) durch Anordnung leitender Flächen in der Nähe eines Einzelstrahlers (Dipol). Auch Kombinationen dieser drei Fälle sind möglich.

Zu 1): Bei der Ausbildung von Dipolkombinationen setzt man gewöhnlich voraus, dass Strom und Phase in jedem Einzelstrahler angebar sind. Bei den Flächenantennen der Grosstationstechnik z.B. legt man gleiche Ströme und gleiche Phase zugrunde. Bei phasengesteuerten Antennen, mit denen man Strahlschwenkungen ausführen will, versucht man, die Diagramme aus der Phasenverteilung der an den Einzelstrahler wirkenden EMK's bzw. aus den Laufzeiten der Phasenglieder zu errechnen. Man vernachlässigt gewöhnlich dabei die Strahlungskopplung in der Annahme, dass diese keinen wesentlichen Einfluss ausübt. Solange die Speiseanordnung als solche genaue Gleichphasigkeit oder Gegenphasigkeit vorsieht, fällt bei einer völlig symmetrischen Anordnung (z.B. Tannenbaum

Antenne 2 x 2) die Strahlungskopplung heraus. In allen anderen Fällen haben die Antennen, entsprechend ihrer Lage, verschiedene hereingekoppelte Strahlungskopplungswerte. Man kann rechnerische Betrachtungen anstellen, aus denen sich die vermutlichen Abweichungen abschätzen oder auch genauer berechnen lassen. Die gemäss Bild 1 zugrunde gelegte Schaltung, die wir als Beispiel betrachten wollen, besteht aus zwei parallelen Dipolen im Abstand d .

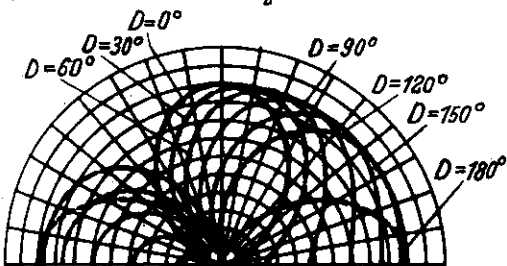


mit Strahlungskopplung $D = 90^\circ$
 ohne Strahlungskopplung

$$J_2 = J_1 \frac{R_{11} \cdot \cos \alpha x + jZ \cdot \sin \alpha x - R_{12} \cdot \cos \alpha (d-x)}{R_{11} \cdot \cos \alpha (d-x) + jZ \cdot \sin \alpha (d-x) - R_{12} \cdot \cos \alpha x}$$

$$d = \frac{\lambda}{2}$$

$$l = \frac{\lambda}{2}$$



D variiert von 0 bis 180°

Lage der Maxime

D	ohne Strahlungskopplung	mit Strahlungskopplung
0°	0°	0°
30°	$9,6^\circ$	8°
60°	$19,5^\circ$	$16,5^\circ$
90°	$30,0^\circ$	28°
120°	$41,8^\circ$	40°
150°	$56,5^\circ$	58°
180°	$90,0^\circ$	90°

$$D = \frac{2\pi}{\lambda}(d-2x)$$

Abb. 1 Schwenkdiagramm eines Strahlerpaares

Diese sind durch eine offene Energieleitung (ebenfalls von der Länge d) verbunden. An einem beliebigen Punkt dieser Verbindungsleitung sei die hochfrequente EMK angelegt. Die Längendifferenz beider Speisungswege ist also

$d - 2x$, also $D = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (d - 2x)$. Zwischen den beiden Polen besteht die Strahlungskopplung

$$\mathcal{R}_{12} = R_{12} + j X_{12},$$

die in an sich bekannter Weise berechenbar ist¹⁾. Setzt man hierfür nun die Leitungsgleichung a , so erhält man folgende Gleichung für das Verhältnis der Ströme

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{\mathcal{R}_{11} \cos \alpha x + j Z \sin \alpha x - \mathcal{R}_{12} \cos \alpha (d - x)}{\mathcal{R}_{11} \cos \alpha (d - x) + j Z \sin \alpha (d - x) - \mathcal{R}_{12} \cos \alpha x},$$

woraus Amplituden- und Phasenverhältnis zwischen beiden bestimmt ist. Für einige Werte von D zwischen 0° und 180° wurden die Strahlungsdiagramme ausgerechnet; man kann diese leicht mit den ohne Strahlungskopplung zu berechnenden Diagrammen vergleichen. Für einen Wert von D ist das im Bild 1 dargestellt. Für die anderen Werte von D gibt die im Bild mit eingetragene Tabelle die Unterschiede der Maximumsrichtung. Diese Unterschiede betragen immerhin bis zu einigen Graden. Solche Abweichungen können z.B. bei Leitstrahlantennen eine Rolle spielen. Man erkennt daraus die Notwendigkeit, solche Antennen einschliesslich Phasensteuereinrichtung nach dem Aufbau messtechnisch zu eichen. Bei grösseren Anlagen lohnt es sich, jedem Einzelstrahler eine Phasenmesseinrichtung zuzuordnen, derart, dass die Phasenunterschiede jeder Einzelantenne abgelesen werden können. Bei einem Grossprojekt der Deutschen Reichspost ist das beispielsweise geplant worden.

¹⁾ Für Hertz'sche Dipole zum ersten Mal berechnet bei M. Abraham: Archiv für Elektrotechnik Bd. 8, 1919, 92 ff, insbesondere Formel 25 und 26. Für $\lambda/2$ -Dipole vgl. A. Pistolker: Proc. IRE 1929, S. 562.

Zu 2.): Von der Langdrahtantenne ist die wichtigste Form die Rhombusantenne. Sie ist bei vielen Anlagen geplant und ausgeführt worden. Zur Projektierung muss man die Diagramme möglichst genau kennen. Die amerikanischen Autoren Bruoe und Beck (1935) haben solche Diagramme angegeben. Auch deutsche Autoren, z.B. Grosskopf und Jachnow, die sich mit diesem Problem beschäftigt haben, haben, ebenso wie die Amerikaner, dabei ideal leitende Erde vorausgesetzt und auf der Antenne fortschreitende Wellen mit gleichbleibender Stromamplitude angenommen. Die Diagramme setze ich also als bekannt voraus. Die Annahme gleichbleibender Stromamplitude ist natürlich eine Idealisierung, die von der Wirklichkeit mit zunehmender Rhombuslänge immer mehr abweicht. Für den einfachen Langdraht hat Jachnow bereits Diagramm und Strahlungswiderstand für exponentiell abnehmenden Strom angegeben. Es zeigt sich, dass das Diagramm durch die Dämpfung in den praktischen Fällen nicht entscheidend beeinflusst wird, wohl aber der Strahlungswiderstand. Nachdem bei allen zitierten Arbeiten die Erde als vollkommen leitend angenommen wurde, war noch die Frage offen, wie weit eine unvollkommen spiegelnde Erdoberfläche das Diagramm beeinflusst. Ähnliche Betrachtungen sind für einfache Dipole von Handel und Pfister und von den Amerikanern Trevor und Carter und von Fricke angestellt worden. Der Reflexionsfaktor, der bei spiegelnder Erde einfach die Form

$$R' = 2 \sin \left(\frac{2\pi h}{2} \sin \vartheta \right)$$

hat, erhält jetzt die Form

$$R = \sqrt{(1 - k^2) + 4 k \cos^2 \frac{\psi - \Delta'}{2}}$$

Die Kurven (Bild 2) für die Diagramme zeigen, dass die Lage der Maxima für den Fall der leitenden und nicht leitenden Erde sehr wenig verschoben ist.

A) Diagramm über trockenem Sandboden.

$$\epsilon = 10, \quad \sigma = 10^{-14} \quad (\text{EME})$$

B) Diagramm über ideal leitender Erde.

$$A) \quad F(\vartheta) = \frac{\sin \alpha}{1 - \cos \alpha \cos \vartheta} \sin^2 \left\{ \frac{\pi L}{\lambda} (1 - \cos \alpha \cos \vartheta) \right\} \cdot \sqrt{1 - R^2 + 4k \cos^2 \frac{\psi - \Delta}{2} (\psi - 4\pi \frac{h}{\lambda} \sin \vartheta)}$$

$$B) \quad F(\vartheta) = \frac{\sin \alpha}{1 - \cos \alpha \cos \vartheta} \sin^2 \left\{ \frac{\pi L}{\lambda} (1 - \cos \alpha \cos \vartheta) \right\} \cdot 2 \sin \frac{2\pi h}{\lambda} \sin \vartheta$$

$$R = \sqrt{1 - R^2 + 4k \cos^2 \frac{\psi - \Delta}{2}} \quad (\text{Reflexionsfaktor})$$

k = Reflexionskoeffizient (absolut. Betrag)

ψ = " " Phasenwinkel

$\Delta = 4\pi \frac{h}{\lambda} \sin \vartheta$ Gangunterschied

h = Höhe über Erde

α = Erhebungswinkel

$R' = 2 \sin (2\pi \frac{h}{\lambda} \sin \vartheta)$ Reflektionsfaktor bei ideal leitender Erde

Antennenmaße: Halber Öffnungswinkel $\alpha = 20^\circ$

Rhombusseitenlänge $L = 100 \text{ m}$

Höhe über Erde $h = 18 \text{ m}$

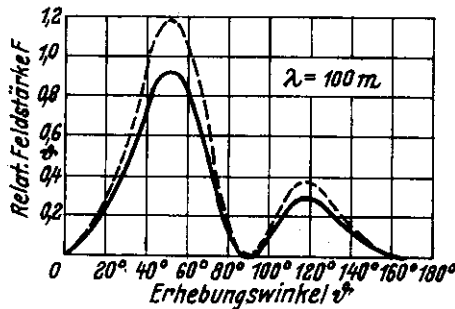
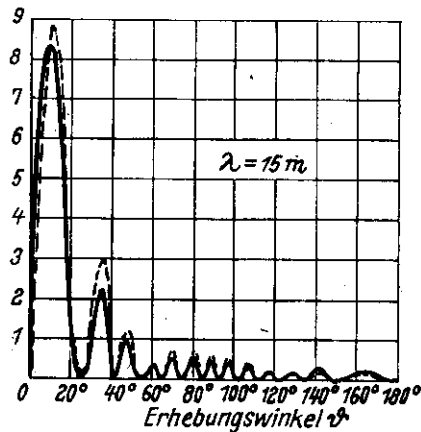
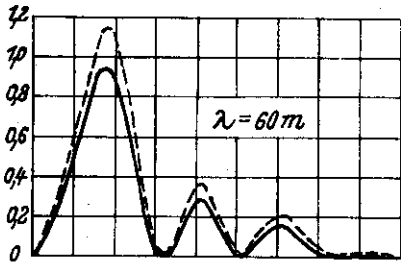


Abb. 2 Vertikaldiagramm der Rhombusantenne über endlich leitender Erde

Die Höhe der Maxima wird durch die verringerte Reflexionsfähigkeit bei natürlicher Erde etwas herabgesetzt. Man macht also keinen allzu grossen Fehler, wenn man bei Projektierungen unendlich leitende Erde voraussetzt. Dies hat übrigens auch schon Bruce betont.

Beim Rhombus interessiert besonders noch ein anderer Punkt, nämlich der Abschlusswiderstand, und die durch diesen hereingebrachte Verringerung des Wirkungsgrades. Je nach dem Verhältnis von Rhombuslänge zu Wellenlänge und nach Massgabe des Wellenwiderstandes kann dieser Wirkungsgrad auf 50% und weniger herabgemindert

sein. Es besteht nun die Möglichkeit, die Rhombusantenne beiderseitig zu speisen und dabei den Abschlusswiderstand ganz zu sparen²⁾. In den Jahren 1937 bis 1939 habe ich gemeinsam mit Mitarbeitern Versuche durchgeführt, um die Richtigkeit dieses Vorschlages zu beweisen. Bild 3 zeigt eine Anordnung, die an einem Rhombus in Originalgrösse (100 m Seitenlänge) durchgeführt wurde,

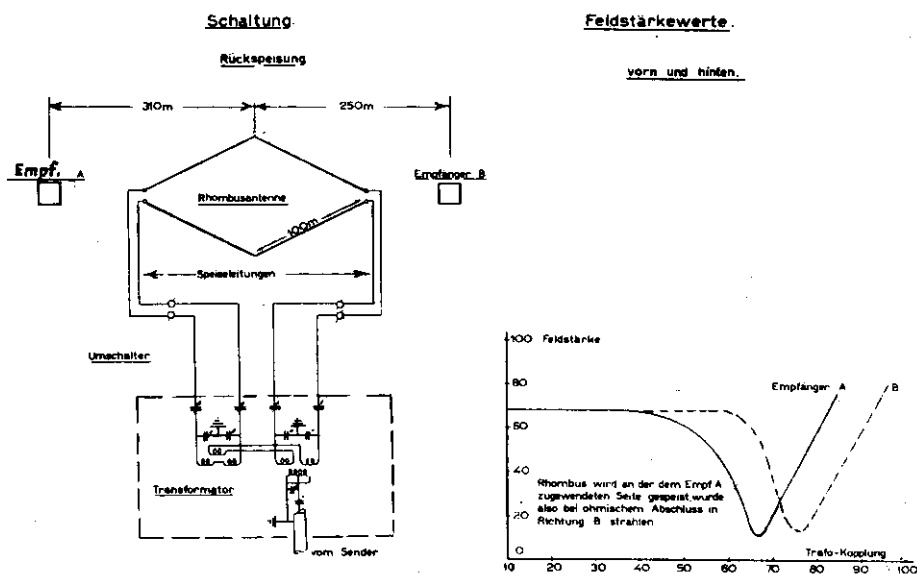


Abb. 3 Rhombus - Rückspeisung ($\lambda = 50$ m)

²⁾ DRP (Telefunken, Dr. Moser und Walter) angemeldet am 4. 5. 1937.

Diese Speisung geschah über eine Doppeltransformatoranordnung ähnlich bei einer Tannenbaumantenne mit gespeistem Reflektor. Bei dieser Anordnung nimmt die eine Seite des Rhombus Energie auf, die andere Seite liefert Energie zurück³⁾. Durch entsprechende Einstellung der Phasen- und Amplitudenbeziehung an der Speisevorrichtung lässt sich das erreichen. Der experimentelle Beweis dafür ist erbracht, wenn man zeigt, dass das Diagramm einseitig gerichtet ist. In Bild 3 sind die Empfangswerte für zwei entgegengesetzt aufgestellte Empfänger eingetragen, wobei als Variable die Transformatorkopplung zugrunde gelegt ist. Man sieht, dass man das Strahlungsmaximum beliebig nach links oder nach rechts bringen kann. Die Aufnahme eines ganzen Diagramms bei Rückspeisung geschah an einer drehbaren Modellantenne für $\lambda = 4$ m. Dabei war der Empfänger an einem festen Punkt in passendem Abstand und passend erhöht auf der Erdoberfläche aufgestellt. Das erhaltene Diagramm gleicht dem einer Rhombusantenne, die am Ende mit Widerstand abgeschlossen ist.

Zu 3.): Richtwirkung durch Spiegelung an Flächen. In der Nähe der Antenne hat man immer eine grosse mehr oder weniger leitende Fläche: die Erdoberfläche. Diese ist eine Kugelfläche von sehr grossem Radius, wobei als Schwierigkeit hinzutritt, dass die Leitfähigkeit endlich ist. Bei unserer Betrachtungsweise, die sich auf die Richtwirkung bezieht, genügt es, das Feld in einer allgemein grossen Entfernung von der Antenne zu betrachten. Es genügt meist, die Erdoberfläche als eben anzusehen. Man hat im Fall einer unendlich ausgedehnten ebenen Fläche bei beliebigem σ und ϵ die durch ihre spiegelnden Eigenschaften geänderten Eigendiagramme der Antenne zu suchen. Solche Betrachtungen sind sowohl

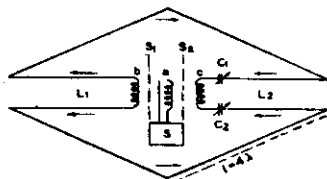
³⁾ Hierauf wurde später auch von A. Heilmann in Fortschritte der Hochfrequenztechnik 1941, S. 277, hingewiesen.

theoretisch wie auch messtechnisch durchgeführt worden. Bei der Rhombusantenne haben wir das verfolgt (Abschnitt 2). Ferner verweise ich auf Rechnungen und Messungen, die die Herren von Handel und Pfister bei der Erforschung der Flugzeugstrahlung durchgeführt haben. Die Spiegelung bei grossen Höhen über Erde führt zu Interferenzen verhältnismässig hoher Ordnung, woraus sich eine starke Aufspaltung der Diagramme ergibt.

Gut leitende Reflektorflächen in der Nähe von einem oder mehreren Dipolen angeordnet, betrachtet man dem Beispiel der Optik folgend gern als vollkommene Spiegel. Man unterstellt dabei, dass die Reflexion wie bei der geometrischen Optik erfolgt. Richtig ist das aber nur dann, wenn die Fläche im Vergleich mit der Wellenlänge sehr gross ist. Bei Flächen endlicher Ausdehnung, und zwar sowohl ebenen wie gekrümmten, ist diese Bedingung nicht erfüllt. Es ist aber doch sehr interessant und wichtig, die durch solche endlichen Flächen erzeugten Diagrammformen zu kennen. Wir wollen z.B. wissen, wie das Diagramm einer auf einem Flugzeug aufgestellten Antenne, z.B. UKW- oder Dezi-Antenne voraussichtlich aussieht, oder was man mit einem Paraboloid oder einer Kugelschale endlicher Ausdehnung für Bündelungen erreichen kann, oder schliesslich, wie gut eine ebene Metalltafel hinter einem Dipol oder einer aus Dipolen zusammengesetzten Antenne nach hinten abblendet. Dies kann man theoretisch oder experimentell untersuchen. Bei der theoretischen Behandlung stellt sich heraus, dass sich schon für die einfachsten Gebilde erhebliche formale Schwierigkeiten ergeben. Ich bringe im folgenden einige Beispiele dazu. Die exakte Theorie liefert uns gemäss einer neuen Dissertation von Oberhettinger das quer zur Achse liegende Diagramm eines unendlich langen Zylinders, zu dem parallel ein Dipol gestellt ist (siehe Bild 4)⁴⁾.

4) Nach Oberhettinger: Dissertation Berlin 1943 "Ueber die Wirkung eines vollkommen leitenden Zylinders im Strahlungsfeld eines Dipols".

Schaltung



gemessenes Diagramm.

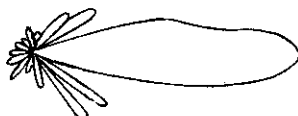


Abb. 4 Rhombus-Rückspeisung.
Modell ($\lambda = 4 \text{ m}$) auf Drehgestell.

Je nach Abstand des Dipols (in Wellenlängen ausgedrückt) ergibt sich eine deutliche Bündelung nach der Dipolseite hin und eine Abschattung nach der entgegengesetzten Seite. (Die unvollkommene geometrische Betrachtungsweise zeigt Abweichungen). Bündelung und Abschattung wandeln sich aber mit den Ausmassen ab und können sogar zu Gunsten einer bevorzugten Querausstrahlung verschwinden. Da bei dieser Rechnung der Zylinder von unendlich ausgedehnter Achsenrichtung angenommen ist, ist natürlich eine Unvollkommenheit in der Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Wirklichkeit. Man sieht hier nur, dass man die verschiedensten Formen in praktischen Fällen erhalten wird. Ideallisiert man den zu errechnenden praktischen Fall auf eine Kombination von Dipol und Kugel, so wird man auf alte Probleme der Optik zurückgeführt. Schon früher ist die

Beugung elektromagnetischer Wellen an Kugeln theoretisch untersucht worden. In der drahtlosen Telegrafie interessiert wieder mehr die gerichtete Verformung des von einem Dipol ausgesandten Diagramms durch eine neben den Dipol gestellte Kugel. Hier liegt eine Lösung von Watson⁵⁾ vor, allerdings nur für den Fall eines radial gelegten Dipols, die folgendermassen aussieht (Bild 5).

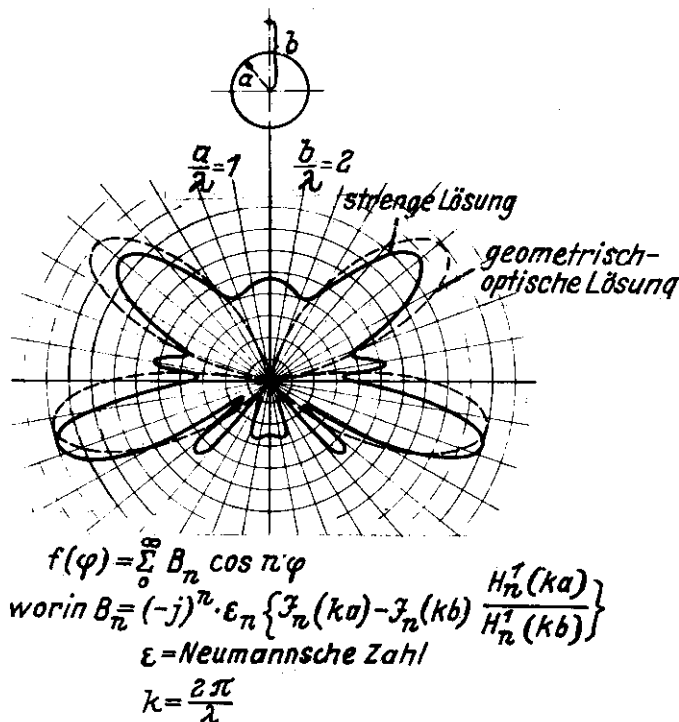


Abb. 5 Vertikal-Diagramm eines horizontalzylinders mit Parallel-Dipol

Es ist wichtig, zu betonen, dass diese eben als Beispiel zitierten Lösungen von Oberhettinger und von Watson den Vorgang exakt elektrodynamisch beschrieben.

⁵⁾ G.N. Watson: The diffraction of electric-waves by the earth. Proc. Roy. Soc. London 95, 1918/19, S.83-99. Für den horizontalen Dipol über einer Kugel gibt die Lösung: M. Taylor, Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen eines horizontalen Dipols über die Erdkugel, Dissertation Göttingen 1927.

Bekannter und üblicher ist es, solche Vorgänge geometrisch-optisch zu betrachten. Man bekommt dann mit elementaren Funktionen errechnete Diagramme, die sich von der Wirklichkeit mehr oder weniger unterscheiden.

Bei der Kugelschale und beim Paraboloid liegen die Verhältnisse schwieriger. Es ist durchaus möglich, Lösungen der Wellengleichung anzugeben, die dem Randwertproblem entsprechen. Bei der Kugelschale hat in der letzten Zeit A. Sommerfeld eine solche Lösung angegeben, die der von Watson⁵⁾ stammendem im Aufbau ähnlich ist. Die Berechnung der Konstanten wurde hierbei nur für extreme Fälle durchgeführt, nämlich für den Fall Wellenlänge > Radius. Beim Paraboloid kann man eine Lösung mit Hilfe der konfluenten hypergeometrischen Reihe angeben. Bis zur zahlenmässigen Auswertung ist man aber meines Wissens noch nicht vorgegangen. Im Übrigen zeigen die Experimente, dass bei nicht zu kleinen Spiegeln die bekannte geometrische Betrachtungsweise unter Heranziehung des Huyghens'schen Prinzips der Wirklichkeit schon recht nahe kommt.

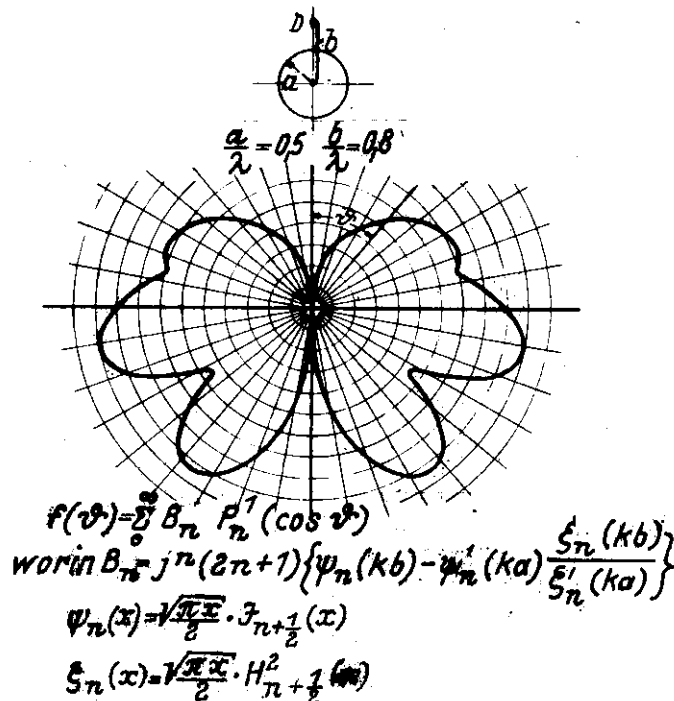


Abb. 6 Vertikal-Diagramm einer Kugel mit radial gestelltem Dipol.