

S

9811d

STRAHLUNGSZONEN- UND PHASENZENTRUM
DER ZWEIARMIGEN, KEGELFÖRMIGEN,
LOGARITHMISCHEN SPIRALANTENNE

RUDOLF WOHLLEBEN

S 9811a

STRAHLUNGSZONEN- UND PHASENZENTRUM
DER ZWEIARMIGEN, KEGELFÖRMIGEN,
LOGARITHMISCHEN SPIRALANTENNE

Von der Fakultät für Elektrotechnik
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines

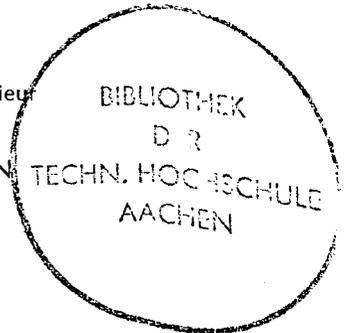
DOKTOR - INGENIEURS

genehmigte Dissertation

Vorgelegt von Diplom-Ingenieur

RUDOLF WOHLLEBEN

aus Bad Kreuznach



Referent: Professor Dr. rer. nat. H. Lueg
Korreferent: Professor Dr.-Ing. H. Döring
Tag der mündlichen Prüfung: 6. Juli 1968

Inhaltsverzeichnis

	2
1. <u>Einführung</u>	4
1.1 Prinzipien zum Entwurf von Breitbandantennen	6
1.1.1 Winkelprinzip	6
1.1.2 Erweitertes BABINETsches Prinzip	8
1.1.3 Logarithmisch-periodisches Prinzip	10
1.2 Bestimmungsparameter der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne	12
1.2.1 Herstellung der Antenne	13
1.2.1.1 Folienwahl	14
1.2.1.2 Stützkegelkörper	14
1.2.1.3 Symmetrierglied (Unendlich-Balun).	15
2. <u>Verschiedene Vorschläge zur Abgrenzung der " Strahlungszone "</u>	16
3. <u>Nahfeldmeßstand</u>	23
3.1 Verschiedene Abtastverfahren	23
3.1.1 Nahfeld-Meßverfahren mittels Photowiderstand und neuer Auswertungsmethode	25
3.1.2 Theorie der Nahfeldrückwirkung	27
3.1.3 Verändertes Meßsystem	34
3.1.3.1 Theorie der Demodulation	36
3.1.3.2 Photowiderstand	42
3.1.3.2.1 Ersatzschaltbild	43
3.1.3.2.2 Optische Anpassung	43
3.1.3.2.3 Stammbaum photoelektronischer Bauelemente	45
3.1.3.2.4 Dynamische Impedanz	45
3.1.3.3 Choppermodulator	47
3.1.3.4 Chopperfrequenz	47
3.1.3.5 Hochselektives, aktives RC-Filter	47
3.1.3.6 Oszillographische Auswertung	48
3.1.3.7 Grenzen des Meßsystems	48
3.2 Fehlerbetrachtung	49
3.2.1 Amplitudenfehler	49
3.2.2 Phasenfehler	51

	Seite
4. <u>Meßergebnisse</u>	53
4.1 Messungen des Betrages der Strombelegung	53
4.1.1 k-3- oder BRILLOUIN-Diagramm	64
4.1.2 Strahlungsdämpfung in der Strahlungszone (aktive Zone)	72
4.2 Messungen des Phasenbelags	73
5. <u>Strahlungszone oder aktive Zone</u>	78
5.1 Vorschlag einer Definition (für die KLS)	78
5.2 Sperrimpedanz	79
6. <u>Fernfeld-Integration</u>	83
7. <u>Messungen des Phasenzentrums kegelförmiger, logarithmischer Spiralantennen</u>	95
8. <u>Vergleich zwischen Strahlungszonezentrum und Phasenzentrum</u>	102
9. <u>Anhang</u> : Programm zur Fernfeld-Integration (FORTRAN) .	103
10. <u>Zusammenfassung</u>	106
11. <u>Liste der verwendeten Formelzeichen</u>	108
12. <u>Literaturliste</u>	111
Lebenslauf	119

1. Einführung

Etwa 1955 unter V.H.RUMSEY an der University of Illinois begonnene Untersuchungen an logarithmischen Spiralantennen bezogen sich zunächst auf ebene Gebilde mit zweiseitiger Richtwirkung.

Die von seinem Mitarbeiter J.D.DYSON 1957 [1,2] vorgelegte Dissertationsschrift enthält bereits viele aus Experimenten gefundene Daten von 50 solcher Flachtypantennen, die zum großen Teil interpretiert sind. Sogar Nahfeldsondierungen wurden schon unternommen. Die numerische Auswertung einer zweiten theoretischen Dissertationsschrift von P.E.MAST [3] zum Strahlungsdiagramm scheiterte an dem Fehlen von Tafeln zu den gefundenen Legendre- und ähnlichen Funktionen mit gebrochenen Koeffizienten und Indizes.

Erste Untersuchungen zum kegelförmigen oder Kegelmanteltyp mit folienartigen Armen wurden ebenfalls von J.D.DYSON [4] ausgeführt und in den folgenden Jahren schwerpunktmäßig von einer Gruppe von Forschern an der University of Illinois betrieben. Zur Form des Strahlungsdiagramms oder zur Eingangsimpedanz solcher Gebilde, abhängig von einigen ihrer sechs Geometrie-Parameter, wurden viele Angaben gemacht. Eine 1965 erschienene Arbeit [5] über den Entwurf solcher Antennen mit rohrförmigen Armen sollte offenbar die U.S. amerikanischen experimentellen Forschungen vorläufig abschließen.

Darauf weist auch das Erscheinen des Buches von V.H.RUMSEY über " Frequenz- unabhängige Antennen " [6] hin, das die Familie der logarithmisch-periodischen (LP) Antennen unter dem etwas strapazierten Begriff: " frequenzunabhängig ", der offenbar aus dem Bereich der Werbung stammt, vereinigt. Normalerweise versteht man unter logarithmisch-periodischen Antennen solche, die linear polarisiert strahlen, während alle Spiraltypen elliptisch und in gewissem Raumwinkelbereich sogar zirkularpolarisiert strahlen.

Der Illinois-Schule etwas fern stehend darf aber die Disserta-

tionsschrift von W. T. CATHEY 7 (YALE-University, Connecticut) nicht unerwähnt bleiben, die sich zum ersten Mal mit der Theorie des Strahlungsdiagramms - einer numerischen Fernfeldintegration - von einer zweiarmigen, auf einem Kegel mit elliptischem Querschnitt geformten Spiralantenne befaßt, die zwar eine komplizierte aber technisch wenig sinnvolle Form hat.

Weiterhin wurde an der University of California eine von MEI erweiterte HALLENSche Integralgleichung zur Fernfeldintegration verwendet 8, 9 .

Die Verwendung einer solchen kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne mit Folienarmen als Erreger im 25 m-Parabolreflektor der Nachrichten-Erdefunkstelle Point Mugu (Kalifornien) sowie am Nimbus-Satelliten, weist darauf hin, daß sie auch die harten Forderungen der Weltraumfahrt nach Kleinheit, Leichtigkeit und Breitbandigkeit erfüllt.

Obwohl man im Verständnis des Abstrahlvorganges und Impedanzverhaltens solcher Kegeltypen bereits tief eingedrungen ist und viele der sechs Bestimmungsparameter bezüglich ihrer Wirkung auf Impedanz- und Strahlungseigenschaften schon in den sinnvollen Bereichen variiert wurden, so sind dennoch einige interessante Bestimmungsparameter fast unbeachtet geblieben.

Die vorliegende Arbeit widmet sich demzufolge besonders der Variation des Kegelöffnungswinkels ($2\theta_0$) und wichtigen Eigenschaften wie denen des Strahlungszonenzentrums* (Nahfeld) und des Phasenzentrums (Fernfeld), dessen Ort vor allem bei Verwendung solcher Antennen als Erreger in Reflektoren bekannt sein muß.

Um zu wissen, aus welchen Überlegungen heraus logarithmische Spiralantennen entstanden sind, ist es sinnvoll, gewisse Prinzipien zu kennen, die wegen ihrer Bedeutung für den Entwurf auch anderer breitbandiger Strahler erwähnt werden.

*) Nach Abschluß dieser Arbeit wurden Überlegungen von A.B.GOROSCHT-SCHENJA (Zur Berechnung der Abmessungen der Zonen effektiver Ausstrahlung von konischen Spiralantennen, Izvestija V.U.Z ov Radioelektronika, No.2, 1967, Febr. 150-156) bekannt, die auf dem "Prinzip der stationären Phase" (100) beruhen und experimentelle Ergebnisse (4,5,22) bestätigen.

1.1 Prinzipien zum Entwurf von Breitbandantennen

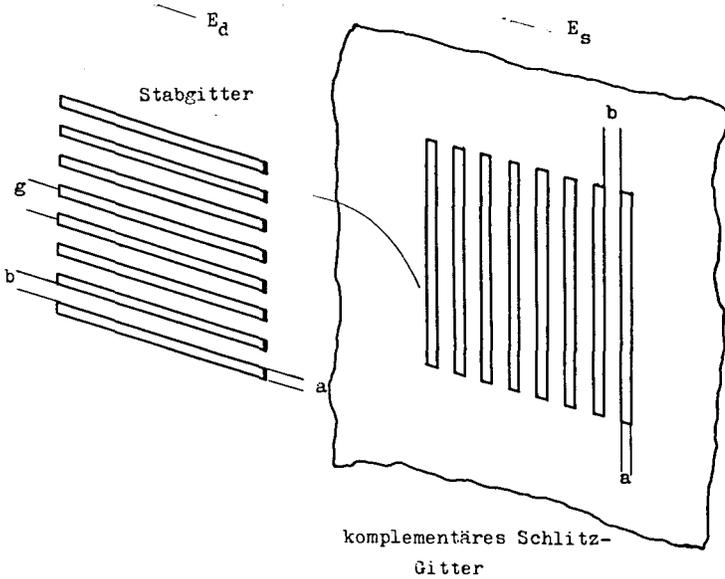
Da die optimal breitbandige Form einer Antenne sowohl auf theoretischem als auch auf experimentellem Wege noch nicht gefunden worden ist, muß sich auch der Forscher vorerst damit begnügen, beim Entwurf solcher auf einige Prinzipien zurückzugreifen, die aus der Theorie der Wellenleiter und der physikalischen Optik (Beugungstheorie) stammen. Nach kurzer Erläuterung der drei Prinzipien wird gezeigt, daß diese auch von der Geometrie kegelförmiger, logarithmischer Spiralantennen erfüllt werden.

1.1.1 Winkelprinzip

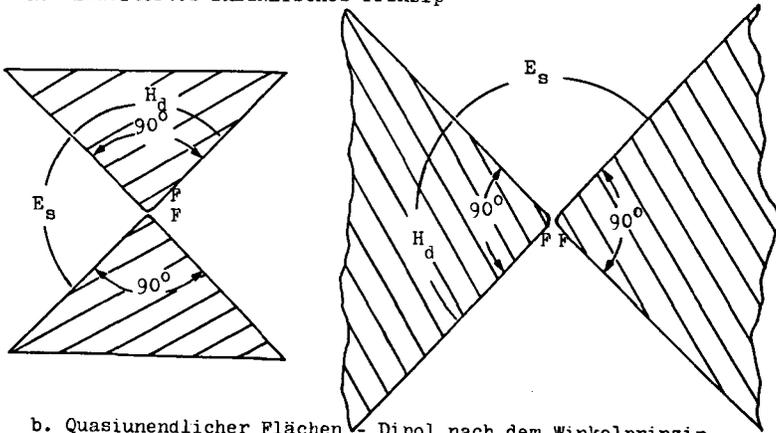
In der Leitungstheorie kennt man ein Prinzip zur Vermeidung von Inhomogenitäten; kann man letztere nicht umgehen, so führe man jenen Teil der Leitung möglichst stetig wachsend oder verjüngend, kurz " winklig " aus. Dieses Wellenwiderstandskonzept gilt auch analog für Antennen, die im allgemeinen doch den Freiraumwellenwiderstand auf den einer Koaxialleitung transformieren sollen. Ein " winklig " (engl.: tapered) gestaltetes, leitungsartiges Antennengebilde wird einer sich ablösenden Welle bei entsprechender Strahlungsdämpfung eine ins Unendliche ausgedehnt scheinende Leitung vortäuschen (Fig.1b, 2b). Diese Erscheinung ist nicht frequenzabhängig.

Jede Spiralstruktur, besonders aber die logarithmische, die für jedes Element zwischen geometrischem Leitstrahl und Tangente den gleichen Winkel aufweist und daher Gleichwinkelspirale genannt wird, erfüllt als von reiner Winkelabhängigkeit bestimmte Antennenform [6] diese Forderung.

Die dem Wellenwiderstandskonzept entsprechende " Impedanzbandbreite " wird jedoch dadurch begrenzt, daß durch Reflexionen an den Rändern solcher Antennen die Ortskurve der Eingangsimpedanz die Peripherie eines vorgegebenen Fehlerkreises (Fehlanpassung) schneidet.



a. Erweitertes BABINETsches Prinzip



b. Quasiunendlicher Flächen-Dipol nach dem Winkelprinzip

ITE
TH Aachen

Fig.1 Entwurfsprinzipien für Breitbandantennen

1.1.2 Erweitertes BABINETsches Prinzip

Entsprechend dem aus der Beugungstheorie bekannten, nicht erweiterten oder skalaren BABINETschen Theorem (1839) ergänzt das nach einem KIRCHHOFFschen Ansatz bestimmbare, durch einen ebenen, teilweise offenen Schirm ausgeblendete Feld E_1 einer elektromagnetischen, unpolarisierten Erregung das durch einen komplementären Schirm ausgeblendete Feld E_2 wieder zum ursprünglich erregten E_0 . Dies gilt sowohl im FRAUNHOFER- (Fern-) als auch im FRESNEL- (Nah-) Feld.

Die Erweiterung dieses Theorems ist beim Übergang von skalaren (unpolarisiertes Licht) auf Vektorfelder (elliptisch polarisierte, elektromagnetische Wellen) erforderlich, damit wieder die ursprüngliche Erregung, nach Addition solcher hinter zwei zueinander komplementärer Schirme, auftritt. Fig.1a zeigt zwei komplementäre Gebilde, die zur Verwendung in einem horizontal polarisierten, ebenen Wellenfeld vorgesehen sind und die Bedingung $b < a < \lambda_0$ erfüllen. Hierbei sind a die Schlitz- beziehungsweise Stabbreite und b die Gitterkonstante. Das vom horizontal polarisierten E -Vektor erregte Stab- wie auch das Schlitzgitterstrahlen im Sinne des vektoriellen BABINET-Theorems in den Schattenraum ab. Entsprechend dem Verhältnis Schlitz- (Stab-) Breite zur Gitterkonstanten (a/b) kann man solchen Schirmen eine Oberflächenimpedanz zuordnen ⁺, die den Transmissionsfaktor und Reflexionsfaktor für ein senkrecht zu ihm einfallendes, ebenes Wellenfeld bestimmt. Sind diese Größen für ein Gitter so groß wie seines zu ihm komplementären, so bezeichnet man es als " selbstkomplementär " (DESCHAMPS). Seine Impedanz beträgt dann $Z_0/2$ und das Verhältnis $a/b = 1$. Für polarisierte, elektromagnetische Wellen sind nun nicht nur Schlitzgitter, also einfach periodische Strukturen (EPS) (Fig.1a, 2a) einsetzbar, sondern auch Dipolformen nach Fig.1b oder Spiralformen, also logarithmisch-periodische Strukturen (LPS) (Fig.2b), die man durch konforme Abbildung aus jenen bilden kann. Ein Flächendipol, der aus zwei gleichschenkelig rechtwinkligen Dreiecken besteht, ist also ebenfalls selbstkomplementär. Andererseits ist leicht erkennbar, daß die in solche Dreiecksformen von ihren Spitzen symmetrisch eingespeisten Ströme sich als Oberflächenströme ausbreiten und auf den ausgedehnten Leiterflächen eine wachsende Strahlungsdämpfung erfahren.

⁺ GREIF, R. Logarithmisch periodische Antennen, NTP No. 23, 1961, S.81-93

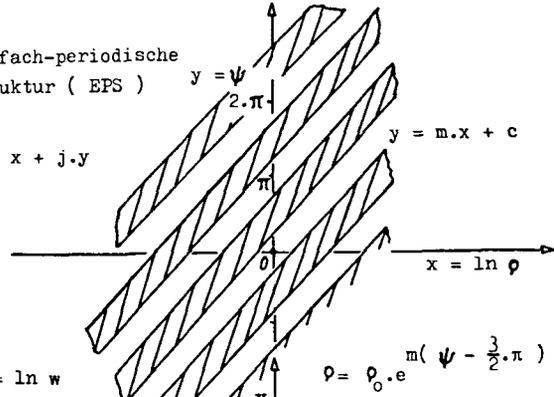
2a. Einfach-periodische Struktur (EPS)

$z = x + j \cdot y$

$z = \ln w$

$w = e^z$

$w = u + i \cdot v$

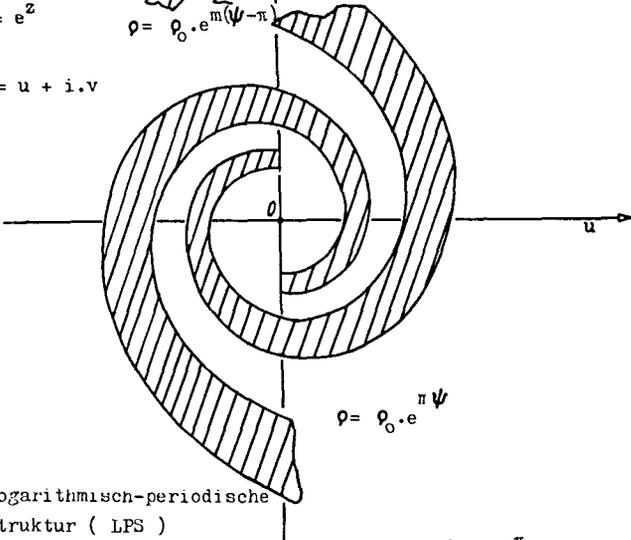


$y = \psi$

$y = m \cdot x + c$

$\rho = \rho_0 \cdot e^{m(\psi - \frac{3}{2} \cdot \pi)}$

$\rho = \rho_0 \cdot e^{m(\psi - \pi)}$



$\rho = \rho_0 \cdot e^{\pi \psi}$

$\rho = \rho_0 \cdot e^{m(\psi - \frac{\pi}{2})}$

2b. Logarithmisch-periodische Struktur (LPS)

ITE
TH Aachen

Fig.2 Zusammenhang zwischen einfach-periodischer (EPS) und logarithmisch-periodischer Struktur (LPS)

Ebenso können ebene Spiralantennen die Selbstkomplementarität erfüllen, auf einen Raumkörper geformte dagegen noch nicht im strengen Sinne, da der Nachweis der Gültigkeit des BABINET-Theorems für solche Formen noch aussteht.

1.1.3 Logarithmisch-periodisches Prinzip

Dieses Prinzip läßt sich folgendermaßen erklären (Fig. 2b) :

addiert man zu einer Größe a , z.B., der Antennen-geometrie oder Wellenlänge die einer Konstanten, z.B. Geometrie- oder Wellenlängenzuwachs, τ ein, zwei u.s.w. mal, so läßt sich eine Folge der Form [10]

$$\ln a + \ln \tau ; \ln a + 2 \ln \tau ; \ln a + 3 \ln \tau ; \dots \quad (1-1)$$

bilden. Entlogarithmiert man nun die einzelnen Glieder dieser Folge, so sieht man, daß die Größe a mehrmals um den gleichen " Stufungsfaktor " τ [11] vergrößert wird. Wiederholt sich ein geometrisches Gebilde mehrmals (Fig. 2b), indem es also nach einer räumlichen Periode in (um den gleichen Betrag) vergrößerter Form auftritt, so bezeichnet man die Gesamtheit dieser Gebilde, da die einzelnen Teile - logarithmisch betrachtet - eine arithmetische Folge darstellen, als " logarithmisch-periodische Struktur "(LPS). Entsprechend den Stufungen bietet diese Struktur an einer gewissen Stelle einer eingespeisten, variierenden Wellenlänge die gleiche Antennenform wie die einer benachbarten Wellenlänge an, was ihre Breitbandigkeit ausmacht.

Bei rotationssymmetrisch ausgebildeten logarithmischen Spiralantennen [12] , die ebenfalls der Gruppe der logarithmisch-periodischen Antennen angehören, muß (1-1) in Polarkoordinaten transformiert werden

$$\ln \rho = f(\psi) . \quad (1-2)$$

Auf welche Weise die logarithmische Spirale als Randlinie für solche Antennen, also einer logarithmisch-periodischen Struktur, mit einfach-periodischen Strukturen (EPS) (Hohlleiterfiltern u.ä) verwandt ist, zeigt die Methode der konformen Abbildung, wobei die w - und z -Ebene über folgendes Gesetz verbunden sind

$$z = \ln w \quad (1-3)$$

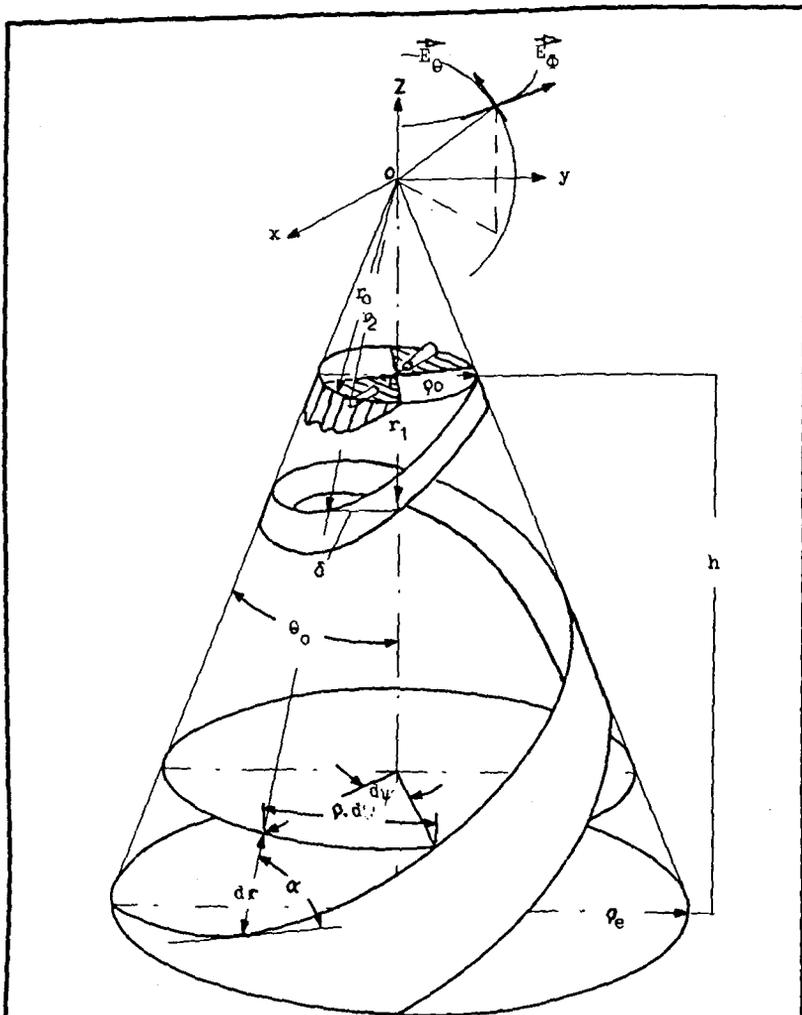
oder $w = e^z = \rho \cdot e^{j\psi}$ (1-4)

und in Koordinaten

$$\rho = e^x \quad \text{oder} \quad x = \ln \rho \quad (1-5)$$

$$\psi = y \quad (1-6)$$

wird.



$2 \cdot \theta_0$ Kegelöffnungswinkel
 α räumlicher Spiral-
 Steigungswinkel

r_0 oberer Kegelstumpfradius
 r_e unterer Kegelstumpfradius
 δ Winkelweite des Arms

ITE
TH Aachen

Fig.3 Aufbau und Definitionsgrößen einer kegel-
 förmigen, zweiarmigen, logarithmischen
 Spiralantenne (KLS)

Eine Gerade der Form (Fig.2a)

$$y = mx + c \quad (1-7)$$

geht dabei über in (Fig.2b)

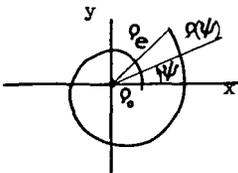
$$\rho = \rho_0 \cdot e^{m \cdot (\psi - n \cdot \frac{\pi}{2})} \quad (1-8)$$

Die Gültigkeit des eng zum logarithmisch-periodischen Prinzip gehörenden " Phasentrehprinzips "[2,12] kann für Spiralantennen ebenfalls nachgewiesen werden, was aber aus dem Rahmen dieser Arbeit fällt.

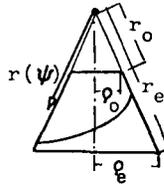
Bevor auf die Messung der speziellen Nahfeldeigenschaften von diesen breitbandigen Längsstrahlern, der " Strahlungszone " und deren Zentrum eingegangen wird, ist es erforderlich, die Antennenform selbst zu besprechen, was am einfachsten an der Art ihrer Herstellung geschieht.

1.2 Bestimmungsparameter der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne (KLS)

Sieht man von der Folienstärke der Arme [2, 13] einer kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne ab, so sind in Fig.3 die Bestimmungsparameter: $2 \cdot \theta_0$, α , ρ_0 , ρ_e , δ eingetragen; legt man die Antenne " selbstkomplementär " aus, so ist mit $\delta (= 90^\circ)$ auch die Anzahl der Arme ($n = 2$) festgelegt [14] . Bei nicht selbstkomplementärer Ausführung und Beachtung der Folienstärke würde also die Antenne sieben Bestimmungsparameter aufweisen, was bisher nur selten auftrat.



a.



b.

Fig.4 Zur Geometrie des Flach- und Kegelmanteltyps der Spirallinie

Nach [15, 16] hat die Flachtyprandlinie folgende einfache Bestimmungsgleichung (Fig.4a)

$$\rho = \rho_0 \cdot e^{a \cdot \psi} \quad (1-9)$$

die spiralförmige Kegelmantel-Randlinie mit Fig.3 bis Fig.4b :

$$r(\psi) = \varrho_0 \cdot \frac{1}{\sin \theta_0} \cdot e^{b\psi} = r_0 \cdot e^{\exp((\sin \theta_0 / \tan \alpha) \cdot \psi)} \quad (1-10)$$

Die Länge der so umschriebenen, räumlichen Randlinie auf dem Kegelstumpf wird

$$L = s_e = \frac{1}{\sin \theta_0 \cdot \cos \alpha} (\varphi - \varphi_0) \quad , \quad (1-11)$$

die längste Falllinie

$$r_e = L \cdot \cos \alpha + \frac{\varrho_0}{\sin \theta_0} \quad , \quad (1-12)$$

die Kegelhöhe (Fig. 3)

$$h = L \cdot \cos \theta_0 \cdot \cos \alpha \quad . \quad (1-13)$$

Wie ϱ_0 und L (φ_e) in Abhängigkeit des vorgesehenen Frequenzbereichs zu dimensionieren sind, ergibt sich aus späteren Betrachtungen (Abschnitte 1.2.1.3, 5.1).

1.2.1 Herstellung der Antennen

Die im Rahmen des Satellitenprojektes " NIMBUS " [17] vorgenommene umständliche Prozedur, die Antennenarmfolien auf dem Kegelstumpf-Stützkörper durch Projizieren der Antennenarme eines Flachtyps mittels Optiken großer Schärfentiefe auf photoempfindliches Papier, das entwickelt und mit Kupferbelag versehen wurde, zu bilden, sollte für die vorliegende Arbeit nicht übernommen werden. Die Abwicklung mußte ohnehin nach der genannten Methode an irgendeiner Stelle einen Schnitt aufweisen, der beim Zusammenkleben auf eine - wenn auch geringe - Stoßstelle führt [18] und den später zu messenden Strombelag auf den Armen stört. Nach den vorhandenen Randliniendaten [15], die für die Parameter $\alpha = 75^\circ; 80^\circ; 2 \cdot \theta_0 = 6^\circ; 8^\circ; 10^\circ; 11^\circ; 12^\circ; 13^\circ; 14^\circ; 15^\circ; 20^\circ; 25^\circ; 30^\circ; 40^\circ; 50^\circ; 60^\circ; 70^\circ; 80^\circ; 90^\circ$

$\varrho_0 = 15 \text{ mm}$ und eine für Zeichengenauigkeit ausreichende Schrittweite von 15° auf dem Kegelmantel auf dem Großrechner SIEMENS 2002 ermittelt wurden, konnte der Nachteil einer Stoßstelle dadurch umgangen werden, daß die Abwicklung fortlaufend aufgezeichnet und auf die breiten Kupferarmfolien nach der Schnittmuster methode (mit einem Kopierrädchen) übertragen wurden. Nach viermaliger Wiederholung dieses Vorganges waren die Randlinien zu den beiden Antennenarmen mittels einer feinen, leichtgekrümmten Schere auszuscheiden.

1.2.1.1 Folienwahl

Da aus der veröffentlichten Fachliteratur voneinander sehr abweichende Aussagen über die zu verwendende Folienstärke zu entnehmen waren, wurden diese Daten [13] kritisch gesichtet, die äquivalente Leitschichtdicke bei der geplanten unteren Frequenz ($\approx 0,5 \text{ GHz}$) überprüft und festgestellt, daß 0.05 mm Folienstärke ausreichend war. Wegen Steifigkeitsforderungen wurden aber 0.07 mm starke Kupferfolienbänder endgültig verwendet. Dabei wurde, fußend auf [13] , weiterhin gefunden, daß sich mit längerem L der Spiralarme ($\geq 1,5 \cdot \lambda$) die Eingangsimpedanz einem bei etwa 50Ω liegenden Wert nähern müßte, was aber experimentell noch nicht bestätigt werden konnte.

1.2.1.2 Stützkegelkörper

Mit Hilfe eines mit ca. 10 A heizbaren, in seiner 60 cm langen Einspannungsvorrichtung drehbaren Schneiddrahtes, der an einer herkömmlichen Drehbank angebaut war, konnten die auf Pressholzscheiben des späteren Fußdurchmessers mit ASSIL-K aufgeklebten Styropor-Quader eines $\epsilon_r = 1,07$, $\tan \delta = 0,0004^*$ [19] auf die Kegelform geschnitten werden. Die so entstandene, recht rauhe Oberfläche wurde durch leichtes Schleifen noch feinbehandelt und dadurch geglättet (Fig.5).

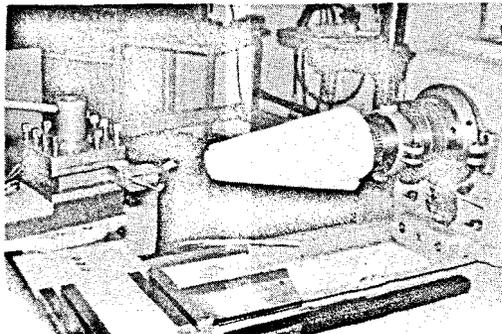
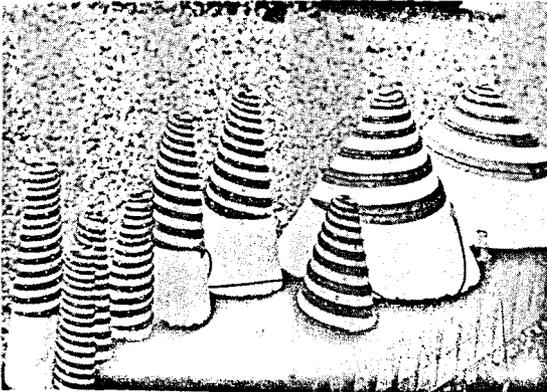


Fig.5 Schneiden der Styroporstützkegel

*) Frequenz $f = 1 \text{ MHz}$

1.2.1.3 Symmetrierglied (Unendlich-Balun)

Die vorliegenden Kupferfolienarm-Abwicklungen (je zwei pro Antenne) konnten mit ASSIL-K-Kleber auf den Styropor-Stützkörper angebracht werden. Die beiden Arme beginnen am oberen Kegelstumpfe, dessen Durchmesser 30 mm beträgt, in einem selbstkomplementären Flächendipol (ein Unipol pro Armanfang), dessen Einspeisungsstelle sich aus den beiden Folienufern bildet, die sich etwa 0,1 mm gegenüberliegen. Die kegelförmige, logarithmische Spiralantenne wird über ein " Unendlich-Balun ", einem sehr breitbandigen Symmetrierglied, gespeist; d.h. über den " aktiven " Arm läuft ein Miniaturkabel (F. u. G., Typ 0,5L / 1,5) vom Kegelfuß in die Spitze des oben sitzenden Breitband-Unipols, wo sein Außenleiter samt Auskoppelschleife (Krümmungsradius etwa 0.7 mm) senkrecht auf die Spitze des " Blindarmes " (dummy-arm) trifft und dort angelötet wird; " aktiver " Arm heißt derjenige, an dessen Koaxialkabelende am Antennenfuß der Antenneneingangsstecker sitzt. In geringem Abstand von dem Lötunkt der Koppelschleife (ca. 2-3 mm) beginnt das Blindkabel, das den Kegel hinab zum Fuß läuft und in äquidistanten Schritten (10 mm) auf der Armmitte festgelötet wird. Die Lötunkte dienten bei den Messungen des Strombelags nach Betrag und Phase längs der Arme als Bezugsmarken. Das Blindkabel ist für die Einstellung möglichst exakter geometrischer - und daher auch elektrischer (Kapazität gegen Masse) - Symmetrie als Teil des " Unendlich-Balun " erforderlich.



2. Verschiedene Vorschläge zur Abgrenzung der " Strahlungszone "

Der Begriff " Strahlungszone " oder " aktive Zone " ist erst durch die Forschung an sehr breitbandigen Antennen aufgekommen. Bei schon länger bekannten Längsstrahlern (YAGI-UDA- oder dielektrische Stielstrahler) spricht man vom " Wellenleiter " und versteht darunter ein Volumen um den mit der Wellenablösung belasteten Antennenkörper, in dem noch neunzig Prozent der eingespeisten Energie meßbar ist. Die Definition dieses Wellenleiters und die Angabe des Grenzradius' gehen auf NEUMANN [20] zurück. Im Unterschied zum üblichen Längsstrahler, dessen Strombelegung in diesem Kanal fast konstant ist, tritt bei den sehr breitbandigen logarithmisch-periodischen Strahlern ein Bereich auf, in dem eine gebundene, kaum strahlende Leitungswelle in einen zweiten Bereich, eine Zone des Gebildes läuft, in der dann eine erhebliche Strahlungsdämpfung auftritt und so ein Strombelegungsverlauf feststellbar ist, der einer Schwingungsamplitudenkurve, über der Frequenz eines stark bedämpften Resonanzkreises aufgetragen, sehr ähnelt (Fig.6a).

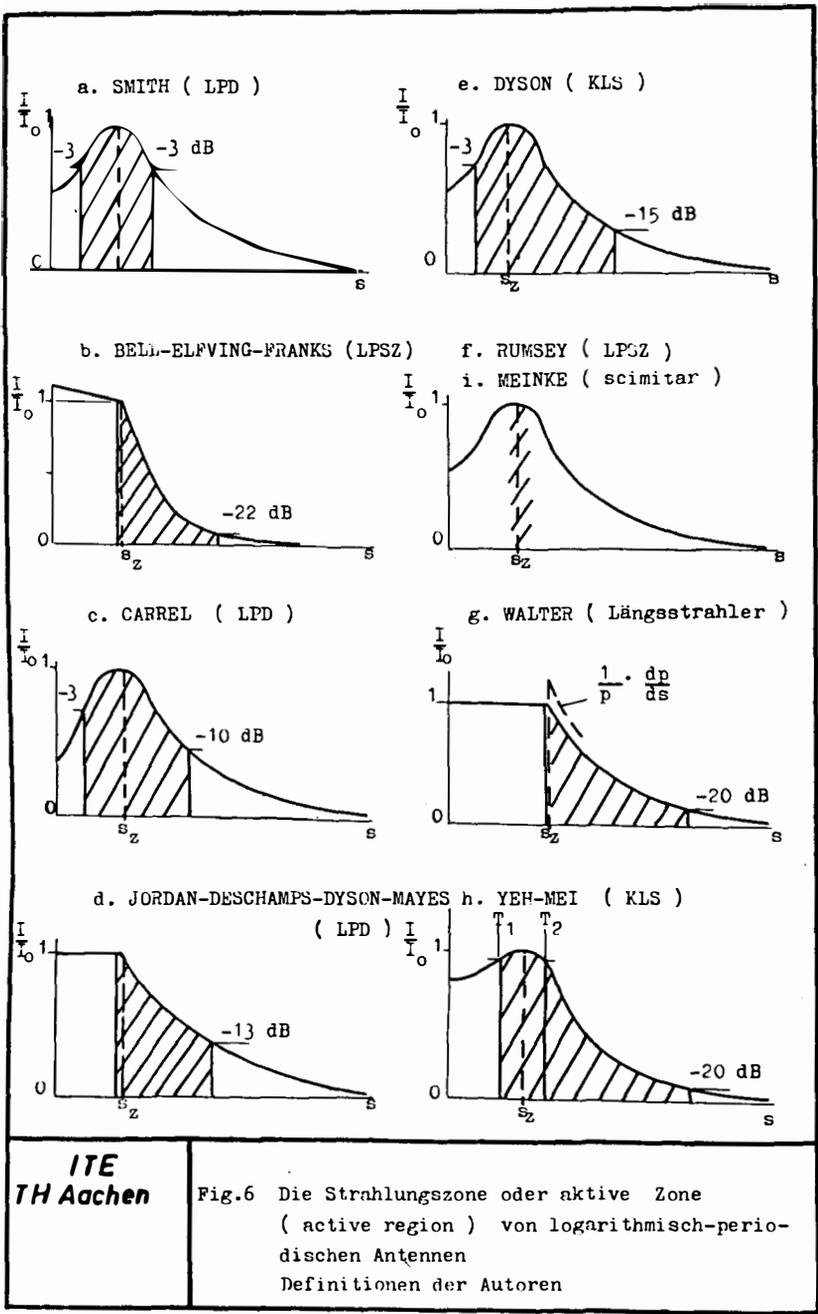
Die nun folgenden, unterschiedlichen Vorschläge zur Festlegung der Grenzen der Strahlungszone, die zum Teil bereits aus Lehrbüchern [6,21] stammen, mögen Hinweis genug dafür sein, daß hier noch ungeklärte Sachverhalte offen liegen, die in Abschnitt 5.1 durch eine neue Definition als gelöst angesehen werden können.

In Fig.6 genannte Abkürzungen, die nachstehend näher erläutert werden, symbolisieren verschiedene Antennentypen, die aber alle zur Gruppe der logarithmisch-periodischen gehören und von den Autoren zum Finden der Definition herangezogen wurden.

a. SMITH (LPD) [21] (Fig.7a)

Die in Fig.6a gezeigte Kurve des Strombelags wurde an einem logarithmisch-periodischen Dipolstrahler (LPD) gemessen, also einer Längsstrahleranordnung aus diskreten Einzelstrahlern, wovon nur ein schmaler Bereich der Breite $\tau^{1/2}$ [11] jeweils die Hauptstrahlungsenergie trägt. Die mit wachsender Armlänge s einlaufende, an die offene Leitung gebundene Welle, trifft etwa bei s_z auf einen Resonanzdipol, der eine Art Sperrimpedanz (Falle) darstellt, wodurch sich die Resonanzenergie leicht überhöht bezüglich der in der Leitung geführten und zu den eng benachbarten Koppelstrahlern weitergeleitet wird (Fig. 7a).

Führt man nun eine Sonde (die in Abschnitt 3.1.2 besprochen wird) längs der Struktur, so läßt sich leicht eine Halbwertsbreite



**ITE
TH Aachen**

Fig.6 Die Strahlungszone oder aktive Zone (active region) von logarithmisch-periodischen Antennen
Definitionen der Autoren

dieser Energiehäufung ermitteln, die SMITH als aktive Zone (active region) definiert, aber im weiteren Teil seines Buches auf einen -10-dB-Abfall erweitert. Die sich anschließende Behauptung, LPD-Antennen seien außerhalb dieser Strahlungszone " elektrisch tot ", ist schon durch die Art der gegenphasigen Einspeisung benachbarter Unipol-Elemente an eine (sich kreuzende) Parallel-draht-Leitung nicht haltbar (Fig.7a).

b. BELL - ELFVING - FRANKS (LPSZ) [22]

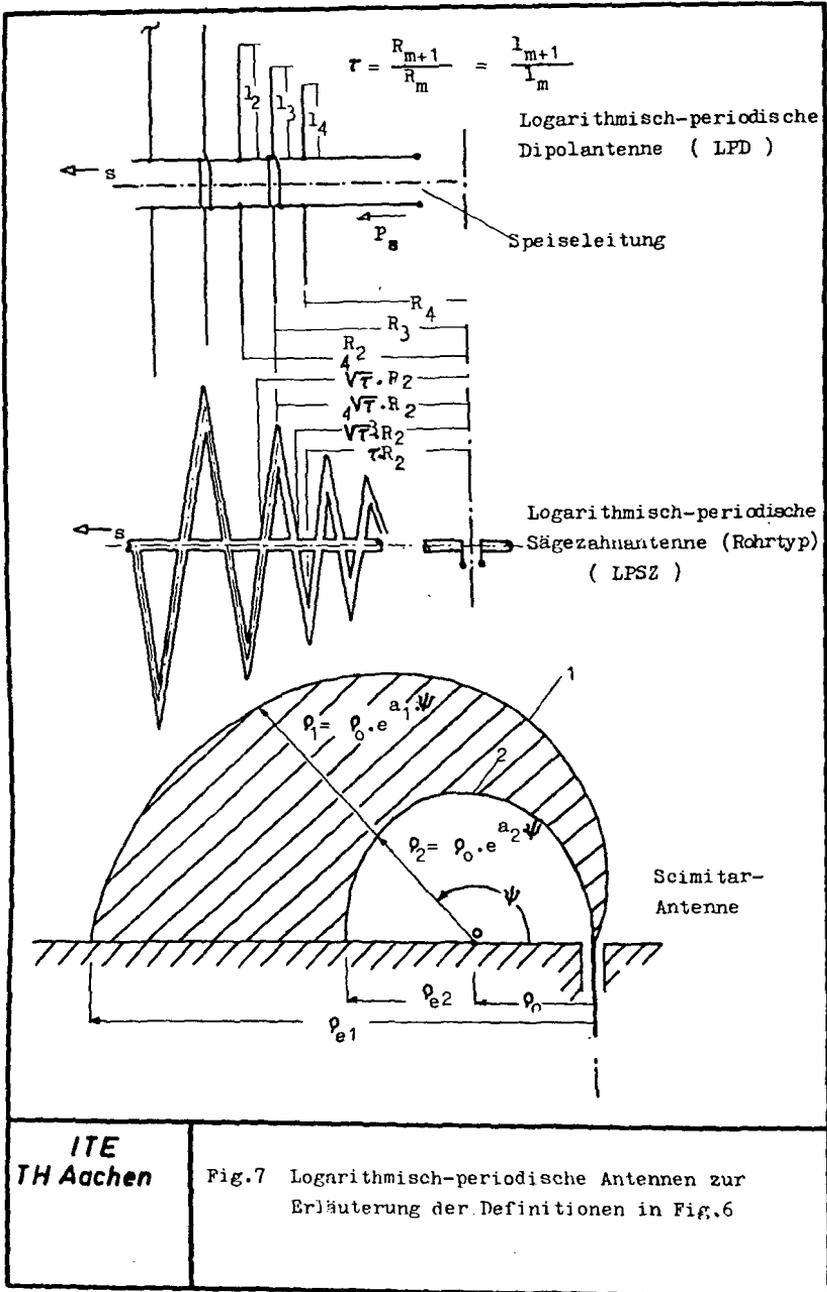
Diese Autoren stellten einen bereits durch geringe Strahlungsdämpfung bedingten Abfall des Strombetrag-Belags über etwa $0,4 \cdot \lambda_0$ längs der Achse einer logarithmisch-periodischen Sägezahnantenne (LPSZ) bis zu einem in Fig. 6b mit s_z bezeichneten Punkt fest, von dem aus die Strahlungsdämpfung stark wächst. In diesem zweiten Bereich, der etwa mit $0,82 \cdot \lambda_0 < s < 1,15 \cdot \lambda_0$ umschrieben werden kann, erfolgt ein Strombelagsabfall auf -22 dB; er wird daher als die Strahlungszone bezeichnet. Das Ende wird damit begründet, daß das zur Fernfeld-Bildung beitragende Nahfeld an dieser -22dB-Stelle " im wesentlichen beendet " ist. Es wurde experimentell durch Abschneiden der Antenne vom langwelligen Ende bis zu einem Punkt hin, an dem das Strahlungsdiagramm " sich merklich ändert " gefunden; dies entspricht der am Ende der LPS auftretenden Reflexion, dem " Endeffekt ". Bei Breitbandantennen ist die Erscheinung " Endeffekt " der ersten geringen Strahlungsdiagramm-Änderung bei mechanischem Kürzerwerden (Schmalbandigerwerden) der Antenne gleichbedeutend.

c. CARREL (LPD) [23]

Für einen logarithmisch-periodischen Dipoltyp (LPD) bildet sich eine solche Anhebung des Energiepegels, die es gestattet, eine von CARREL vorgeschlagene 10-dB-Breite anzunehmen, die nach der LPD-Spitze hin im allgemeinen um wenige Hundertstel der Freiraumwellenlänge größer ausfällt als zum anderen Ende hin; d.h. der Punkt s_z liegt in diesem Bereich (s_{-10dB}^- bis s_{+10dB}^+) etwas unsymmetrisch. CARREL's gemessenen und auf dem Großrechner simulierten Ergebnissen zufolge bleibt die Antenne beim Wandern der Strahlungszone, die fünf Dipolelemente bei $\tau = 0,888$ umfaßt, so lange frequenz-unabhängig, als diese Punkte des 10-dB-Abfalls ermittelbar sind.

d. JORDAN - DESCHAMPS - DYSON - MAYES (LPD) [24]

Auf einer LP-Dipolantenne folgt die recht kurze aktive Zone auf eine solche mit unbelasteter und belasteter Einspeisungsleitung, deren " Wellenwiderstandsschwankungen und Abstrahlung vernachlässig-



ITE
TH Aachen

Fig.7 Logarithmisch-periodische Antennen zur Erläuterung der Definitionen in Fig.6

bar " sei. Die aktive Zone beginnt zwei Elemente vor dem Resonanz-Halbwellen-Dipol und endet bei ihm selbst bei einem Abfall des Stromdichtebetrags um 13dB gegenüber der Einspeisungszone. Die Strahlungszone muß vor dem Resonanzdipol anfangen, da nur dort die zur Entstehung der Rückwärtswellenstrahlung wichtige, vor-eilende Phasenprogression auftritt.

e. DYSON (KLS) [25,26]

Während die Vorschläge a. bis d. sich auf logarithmisch-periodische Dipol-Antennen, also solche mit diskreten Elementen, beziehen, werden die räumlich gekrümmten Spiralelemente zum Spiralarm stetig aneinandergesetzt. DYSON gibt für den oberen Rand der Strahlungszone, der an der Umwandlungsstelle der Schnellwelle (Leitung) zur Langsamwelle (freier Raum) liegt, eine aus dem BRILLOUIN- oder k- β -Diagramm (siehe Abschnitt 4.1.1) leicht ableitbare Formel an

$$\varrho_{s-} = \frac{\lambda_0}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{\sin \alpha \cdot \cos \theta_0}{1 + \cos \alpha \cdot \cos \theta_0} \right) , \quad (2-1)$$

die für den theoretischen Fall gilt, daß eine Spiralwindung nur wenige Prozent von der einer Wendel abweicht.

Die experimentellen Ergebnisse brachten bei Festlegung folgender Kriterien

1. keine " wesentliche Veränderung " der Halbwertsbreite des Fernfelddiagramms
2. keine " wesentliche Veränderung " des Achsenverhältnisses der Polarisationsellipse im Hauptazimut

eine Strahlungszonebegrenzung zwischen $s^- = -3\text{dB}$ und $s^+ = -15\text{dB}$. Hieraus ist deutlich erkennbar, daß das Gebiet des Strombelag-Abfalls die größere Bedeutung hat. Die beiden Grenzen wurden durch Abschneiden des Antennenarms an

1. der Kegelstumpfspitze
2. dem Kegelstumpffuß

ermittelt; s_2 liegt hier im Maximum der Belagskurve.

f. RUMSEY (LPSZ) [6, S.67]

Das einzige Indiz, das nach RUMSEY die Strahlungszone definiert, ist der örtlich nach ihr folgende, starke Abfall der Leitungswelle; folglich kann also nur das ausgeprägte Maximum selbst die

aktive Zone darstellen. Diese an einem Sägezahntyp (LPSZ) aufgestellte Definition beschränkt die Strahlungszone nur auf einen Punkt, was einen Widerspruch in sich darstellt und den Experimenten nach zu eng gefaßt ist.

g. WALTER (Längsstrahler, allgemein) [27]

Hier wird nicht der Begriff Strahlungszone verwendet, sondern die " Dämpfungskonstante, die die Amplitudenverteilung der Strahlungsquelle " - eines Längsstrahlers - bestimmt; es ist sinngemäß das Gleiche angesprochen. Die in Fig.6g eingetragene, gestrichelte Kurve und die dazugehörige Funktion (Differentialausdruck) stellen den Verlauf der Strahlungsdämpfung dar, der also im Falle einer kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne einen Sprung aufweist. Diese Spitze der Dämpfungsfunktion entspricht dem Anfang und hier gleichbedeutend dem Zentrum der Strahlungszone - dem Strahlungszonenzentrum (s_z). Das Ende wird durch eine Art " reziproken Wellenleiter " beschrieben, in dem 90 Prozent der eingespeisten Leistung abgestrahlt und 10 Prozent an das Gebilde gebunden sind (-20dB-Punkt in der Strombelagskurve).

h. YEH und MEI (KLS) [9]

Es wird festgestellt, daß die Strahlungszone für die Strahlung verantwortlich ist. Unter Bezug auf DYSONS Messungen wurde die Strombelegung durch die iterative Lösung der erweiterten HALLENSchen Integralgleichung [28, 8] für gekrümmte Gebilde ermittelt und auf dem Großrechner IBM 1094 weitere Belagungen bei Variation der Parameter simuliert. Der Verlauf des Betrags des Belagungsstromes wird in drei Bereiche aufgeteilt (Fig.6h)

- a. Eingangsleitungs- (input-) $s < T_1$
- b. Durchgangs- (transition-) $T_1 < s < T_2$
- c. Exponential-Abfall- (exponential-delay-) $T_2 < s$

-Zone, wobei die Strahlungszone schon nach T_1 beginnt. Ihr Zentrum liegt bei

$$s_z = \frac{T_2 - T_1}{2} , \quad (2-2)$$

und der -20-dB-Punkt entspräche ihrem Ende.

Diese Grenzen sind durch auf dem Rechner simulierte Abschneideversuche und durch diese hervorgerufenes Auftreten einer schwachen Rückstreuung im Fernfeld-Strahlungsdiagramm gefunden worden. Das " Ab-scheiden " entspricht einem künstlich erzeugten Endeffekt,



d.h. Entstehen von Reflexionen auf der Struktur, also einer Welligkeit.

i. MEINKE (Türkensäbel, scimitar) [29, 30, 31]

Die auch als Sichelantenne oder " exponentielle Schleife " bezeichnete Antenne (Fig.7) weist ebenfalls eine Strahlungszone auf, die auf " Flächenteile mit hoher Feldstärke " beschränkt sind, da die Verschiebungsströme auf diese die Form des Fernfeld-diagramms dominierend bestimmen. Diese Definition kommt der RUMSEYSchen sehr nahe und erscheint zu begrenzt aufgefaßt.

Es kann a. bis i. zusammenfassend zur Strahlungszone gesagt werden, daß sie durch ihren Anfang, das Strahlungszonenzentrum s_z und ihr Ende bestimmt ist.

Daß jene genannten Definitionen nicht erschöpfend sind, wird aus ihrer Vielfalt klar. Um eine Definition zu finden, die den Forderungen und Verhältnissen bei solchen breitbandigen Längsstrahlern möglichst gut entspricht, wurden umfangreiche Messungen im Nahfeld, d.h. genauer: auf der Oberfläche der Arme der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne vorgenommen. Da die Stromdichteverteilung nicht direkt zugänglich ist, mißt man im allgemeinen auf dem Umweg über das \vec{E} - beziehungsweise \vec{H} -Feld in großer Oberflächennähe ($0,02 \cdot \lambda_0$). Da rückwirkungsärmste Nahfeldmeßstände bisher noch kaum bekannt und in Anwendung waren, mußte hierzu zunächst eine solche Anordnung entwickelt werden.

3. Nahfeldmeßstand

3.1 Verschiedene Abtastverfahren

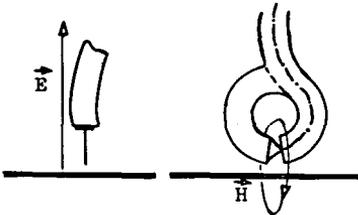
Bei Fernfeldmessungen ist die Rückwirkungsfreiheit zwischen Sendende- und Empfangsantenne in der Praxis durchweg gegeben, obgleich das Reziprozitätstheorem theoretisch auch hier gültig ist.

Da im Nahfeld dagegen nur mittels einer Sonde gemessen werden kann, die die Feldverteilung stört, ist hier Rückwirkungsfreiheit ausgeschlossen. Um nun größte Rückwirkungsarmut zu erreichen, sind drei verschiedenartige Methoden bekannt geworden (Fig.8).

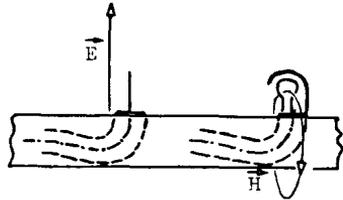
- a. Die direkte, leistungslineare (REYNOLDS [32, 33] , MEINKE [34]), (Fig.8a, b)
- b. die direkte, mit Sub-Träger (SCHAFER-BOWMAN [35]) oder unterdrücktem Träger (DYSON [36])
- c. diejenige mit Hilfe von Streuern.

Nachstehend soll nur auf die unter c. genannten Streuer eingegangen werden, deren größte geometrische Abmessung nur wenige Hundertstel der Freiraumwellenlänge beträgt, sodaß ihr Rückstreuquerschnitt, der wegen der dann notwendigen Auswerteschaltung modular sein muß, sehr gering ist. Diese sehr breitbandigen Streuerelemente werden mittels möglichst wenig reflektierender Stützen in die zu untersuchende Feldkonfiguration gebracht und das von ihnen reflektierte Streusignal kann leicht von der im Simultanbetrieb eingesetzten, zu vermessenden Antenne an ein auswertendes Netzwerk weitergegeben werden. Die Sonden der in Fig.8a,b gezeigten Methoden von REYNOLDS [32] und MEINKE [34] werden Dank des metallischen Außenleiters des Miniaturkoaxialkabels, das die sondierte Energie zum Empfänger weiterführt, beträchtliche Rückwirkungen zeigen. Dies gilt in etwas geringerem Maße von den beiden Vorschlägen von STRAIT-CHENG [37] und RICHMOND [38] , wobei die zum Schalten der Streuerdioden (Fig.8d,e) notwendigen feinen, verdrehten Litzen-Zuführungen eine geringere Störung darstellen. Die Methode von CULLEN-FARR [39] mit dem rotierenden Stäbchen (Fig.8c), ebenso wie die einer elastischen Drahtwendel, die nach IIZUKA [40] ihren Reflexionsquerschnitt periodisch ändert (Fig.8f), verzichten bereits auf metallische Zuführung.

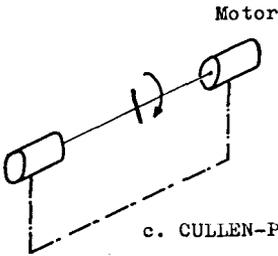
Das im Folgenden zur Nahfeldsondierung längs der Spiralarme verwendete Verfahren stützt sich auf die Modulierbarkeit eines Mikro-



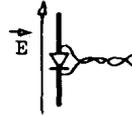
a. REYNOLDS (1948)



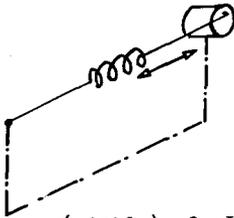
b. MEINKE (1967)



c. CULLEN-PARR (1955)

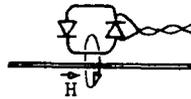


d. STRAIT-CHENG (1962)

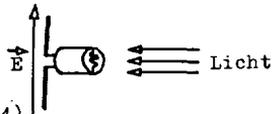


e. RICHMOND (1955)

(1962) f. IIZUKA (1963)



g. VURAL-CHENG (1964)



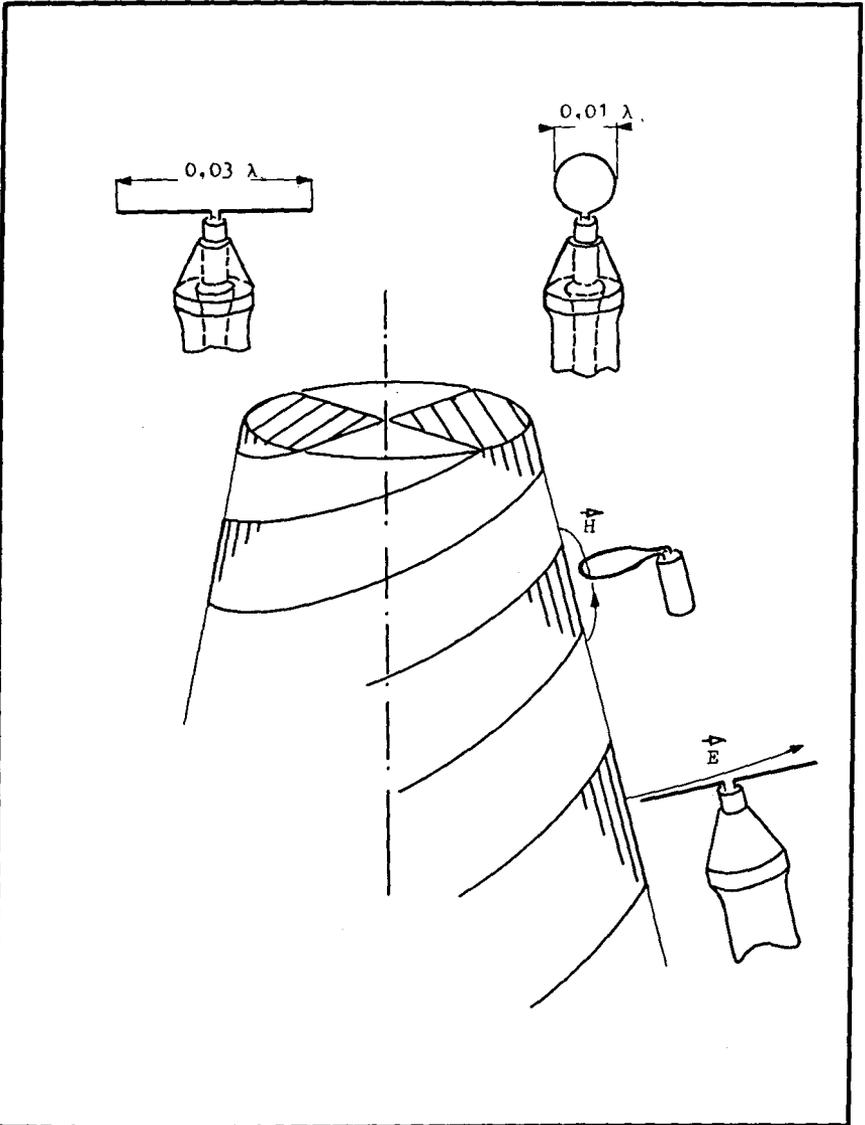
wellenfeldes an einem Photohalbleiter durch Licht und wurde von IIZUKA [41] an der Harvard-University und von VURAL-CHENG-STRAIT[42] an der Syracuse-University angewandt (Fig.8f,g).

KING [43] verwendet ebenfalls einen Diodenstreuer (Fig.11b) und nimmt die Auswertung der Messung nach Amplitude und Phase so vor, daß jeweils mit dem Phasenschieber allein auf Spannungsbauch- oder -knoten abgeglichen wird. Der Nachteil dieser sonst günstigen Art besteht in der Forderung nach Anpassung am Antennenfußpunkt, sowie vor und hinter dem Phasenschieber, die nur langwierig approximativ erreicht werden kann. Das System ist aber unabhängig von der Detektorkennlinienkrümmung für Amplituden- und Phasenmessungen linear.

3.1.1 Nahfeld-Meßverfahren mittels Photowiderstand und neuer Auswertungsmethode

Dem im Folgenden beschriebenen Meßsystem liegt keine grundsätz- lich neue Schaltung zu Grunde, aber es stellt eine geschickte Kombination der Streuermethode nach IIZUKA [41] und der Meßschaltung nach KING [43] dar, wodurch die Nachteile jeder dieser weitgehend vermieden werden. Durch ein neues Auswertungsverfahren, das eine nachträgliche Fehlerreduzierung ermöglicht, hat sich jedoch das neue Meßsystem bei sich über Monate ausdehnenden Messungen als sehr vorteilhaft und gegenüber anderen als zeitsparend erwiesen. Die Streuermethode beruht auf dem Prinzip einer Feldbestimmung aus der von einer zur Wellenlänge kleinen Sonde rückgestrahlten oder -gestreuten Energie. Dabei wird die zu untersuchende Antenne simultan betrieben und mit relativ hoher Sendeleistung (bis 26 W) gespeist. Von den bei der Rückstreuung an dem nichtlinearen opto- elektronischen Bauelement auftretenden Oberwellen konnte die erste Harmonische in anderem Zusammenhang [44] gemessen und ausgewertet werden, was aber für diese Methode bedeutungslos ist.

Das empfangene Sondersignal trägt Informationen zu Amplitude, Phase und, je nach Art der Sondenorientierung, auch Polarisations- richtung am Ort der Sonde und gibt in großer Nähe der Antennen- arme Aufschluß über die Oberflächenstromdichte.



ITE
TH Aachen

Fig.10 Orientierung der Streuersonden

3.1.2 Theorie der Nahfeldrückwirkung

Die Funktionsweise der Vorgänge bei Abtastmessungen seien an Hand zweier Dipole (Fig.9) erläutert, für deren *gegenseitige Lage* das Reziprozitätstheorem **ja gültig ist, da hier keine nichtreziproken Stoffe auftreten** und daher eine Gegeninduktanz vorliegt. Es gilt also (siehe Fig.9)

$$\underline{I}_{o2} \cdot \underline{U}_{o1} = \underline{I}_{o1} \cdot \underline{U}_{o2}$$

Der Strom \underline{I}_{o1} induziert im Streuer durch die Feldkopplung eine Ursprungspannung \underline{U}_{o1} , die je nach vorliegendem Streuer-Widerstand den im Streuer eingepprägten Strom \underline{I}_{o2} erzeugt, welcher wiederum die Leerlaufspannung \underline{U}_{o2} erzeugt.

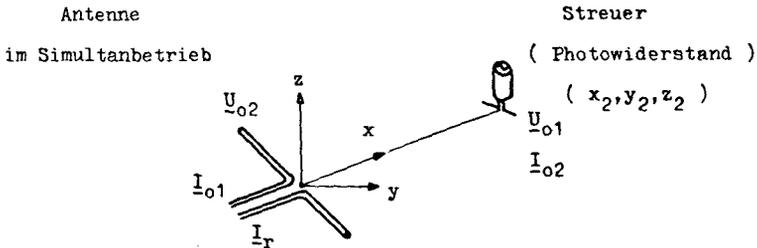


Fig.9 Zur Nahfeldtheorie

Die am Ort der Sonde (x_2, y_2, z_2) vom Sendedipol erzeugte Feldstärke $\vec{E}_1 (x_2, y_2, z_2)$ ist ihrem Erregerstrom \underline{I}_{o1} proportional. Mit der Größe $\vec{E} (x, y, z)$, die bei $\underline{I}_{o1} = 1 \text{ A}$ vom Sendedipol im Raum erzeugte Feldstärke, gilt

$$\vec{E} (x, y, z) = \underline{I}_{o1} \cdot \vec{E}' (x, y, z) \quad (3-2)$$

Die Größe \vec{E}' ist dann unabhängig von der Amplitude \underline{I}_{o1} . Wird die Sonde ohne den sie belastenden Photowiderstand in das Feld gebracht, so gilt für ihre leerlaufenden Klemmen [40]

$$\underline{U}_{o1} = 2 \cdot \vec{h}_2 \cdot \vec{E}' \quad , \quad (3-3)$$

wobei \vec{h}_2 die komplexe effektive Höhe des Dipols ist. Mit Hilfe des HELMHOLTZschen Satzes von der Ersatzspannungsquelle läßt sich für die Anschlüsse des Photowiderstandes bei Verbindung dieser mit den Sondenklemmen und Fließen des Stromes \underline{I}_2 in den Photo (-Last-) Widerstand \underline{Z}_{L2} schreiben (\underline{Z}_{o2} ist die Streuer-Impedanz)

$$\underline{I}_2 = \frac{\underline{U}_{o1}}{\underline{Z}_{L2} + \underline{Z}_{o2}} \quad (3-4)$$

Dabei kann in erster Näherung der in die Sonde fließende, von \underline{U}_{o1} eingepögrte Strom \underline{I}_2 auch als R6ckstrahl- oder Streustrom betrachtet werden ($\underline{I}_2 = \underline{I}_{o2}$). Diese Beziehungen sind im strengen Sinne nur f6r mittelpunktgespeiste Antennen, also nicht f6r gewisse unsymmetrische Stromdichten im Empfangsfall auf ihnen g6ltig. Durch Einsetzen von (3-2) in (3-3) und (3-3, 3-4) in (3-1) ergibt sich

$$\underline{I}_{o1} \cdot \underline{U}_{o2} = \frac{4 \cdot (\vec{h}_2 \cdot \vec{E}_1(x, y, z) \cdot \underline{I}_{o1})^2}{\underline{Z}_{o2} + \underline{Z}_{L2}} \quad (3-5)$$

Wendet man nun den HELMHOLTZschen Satz auf den " Reflexionsstrom " \underline{I}_r , des Signals, der von der Sonde erregt (moduliert) am leerlaufenden Sendedipol erscheint, an, so folgt

$$\underline{I}_r = \frac{\underline{U}_{o2}}{\underline{Z}_{o1} + \underline{Z}_{L1}} \quad (3-6)$$

Durch Kombination von (3-5) mit (3-6) erh6lt man

$$\frac{\underline{I}_r}{\underline{I}_{o1}} = \frac{4 \cdot (\vec{h}_2 \cdot \vec{E}_1(x, y, z))^2}{(\underline{Z}_{o1} + \underline{Z}_{L1}) (\underline{Z}_{o2} + \underline{Z}_{L2})} \quad (3-7)$$

Die Modulation des Photowiderstandes durch das 25 Hz rechteckmodulierte Licht f6hrt zu einer Impedanz-Modulation bez6glich \underline{Z}_{L2} zwischen \underline{Z}_{dL2} und \underline{Z}_{hL2} , den Dunkel- und Hellimpedanzen des Halbleiters, und damit zu einer Stromdifferenz, die wie folgt geschrieben werden kann

$$\underline{I}_{rd} - \underline{I}_{rh} = \frac{4 \cdot (\vec{h}_2 \cdot \vec{E}_1(x, y, z))^2}{\underline{Z}_{o1} + \underline{Z}_{L1}} \cdot \frac{\underline{Z}_{dL2} - \underline{Z}_{hL2}}{(\underline{Z}_{o2} + \underline{Z}_{dL2}) (\underline{Z}_{o2} + \underline{Z}_{hL2})} \cdot \underline{I}_{o1} \quad (3-8)$$

Mit $\Delta \underline{Z}_{L2} = \frac{\underline{Z}_{dL2} - \underline{Z}_{hL2}}{2}$ d.h. $\underline{Z}_{dL2} \approx \underline{Z}_{hL2}$ (3-9)

und $|\Delta \underline{Z}_{L2}| \ll |\underline{Z}_{L2}|$ (3-10)

folgt sinngem63, wenn man f6r die Modulationseinh6llende \underline{I}_r vom Tr6gerpegel der gestreuten Welle ausgeht,

$$I_r = \frac{4 \cdot (\vec{h}_2 \cdot \vec{E}'_1(x,y,z))^2}{Z_{o1} + Z_{L1}} \cdot \frac{\Delta Z_{L2}}{(Z_{o2} + Z_{L2})^2} \cdot I_{o1} \quad (3-11)$$

Die durch den Hell-Dunkelimpedanzsprung verursachte Änderung von I_r sei im vorliegenden Fall durch nachstehenden Ausdruck charakterisiert

$$n = \left| \frac{Z_{L2}}{Z_{o2} + Z_{L2}} \right| \quad (3-12)$$

Um einen besseren Einblick über die Pegelverhältnisse in der Meßapparatur zu erhalten, sind in Fig.18, die später noch eingehend erläutert wird, die Symbole der Pegel (P, U u.s.w.) eingetragen, deren Größenordnung zu einem praktisch ausgeführten Beispiel in Tabellenform aufgezeigt sei.

Symbol	f	λ_0	P_s	U_{seff}	P'_s	U'_{seff}	U_{teff}	Z_{o1}	I_{teff}	Z_{L1}
Wert	2	15	26	50,8	0,787	12,5	10,47	60,5	55	130
Einheit	GHz	cm	W	V	W	V	V	Ω	mA	Ω

Symbol	I_r	P_1	h_{o2}	d_{o2}	R_{o2}	X_{o2}	Z_{o2}	R_{d2}	X_{d2}	R_{h2}
Wert	6,22	0,437	0,067	0,5	344	-j136	3808	1250	+j140	220
Einheit	μA	W	in λ_0	mm	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω	Ω

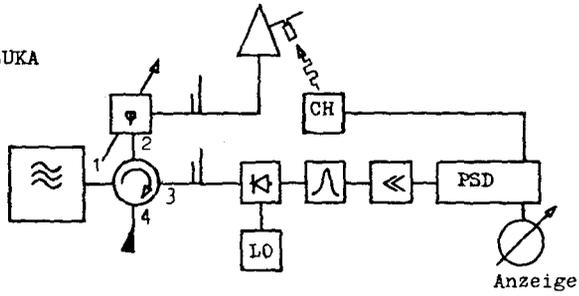
Symbol	X_{h2}	Z_{L2}	Z_{L2}	n	U_r	P_r	$U_D = U_{NF}$	v_{25}
Wert	+j140	735+j140	515	47,3	0,81	1,3	0,5	60
Einheit	Ω	Ω	Ω	%	mV	nW	mV	dB

Symbol	U_{os}	U_L	U_{ss}	\hat{U}_{PD}	R_{PD}
Wert	500	12,5	120	2	1 $\bar{2}$
Einheit	mV	V	mV	V	k Ω

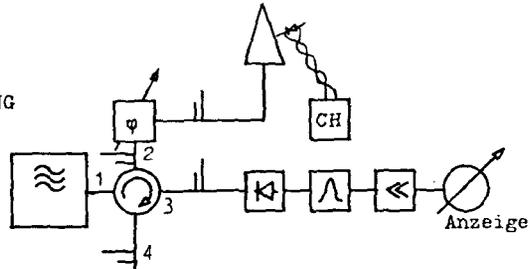
Die Leerlaufimpedanz des Streuers errechnet sich nach Angaben für kurze Dipole [45], die sich auf die Abmessungen des Streuers ($l = 10\text{mm}$, $d = 0,5\text{mm}$) beziehen.

Bei den Berechnungen wurden die geringen Durchgangsdämpfungen des Dreierzirkulators mit etwa 0,3dB vernachlässigt, ebenso die Konversionsverluste an der Diode und die Mischsteilheit (etwa = 1).

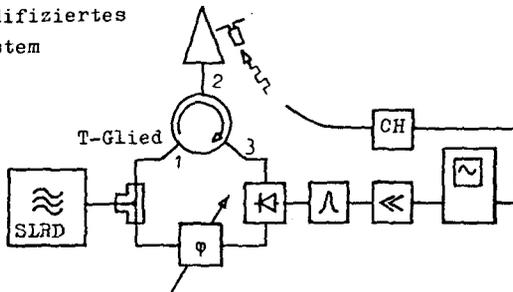
a. IIZUKA



b. KING



c. modifiziertes System



Entscheidend an dem Vorliegenden ist aber, daß der von geometrischen Dimensionen abhängige, in Gleichung (3-11) auftretende Wechselkoeffizient

$$\vec{h}_2 \cdot \vec{E} (x,y,z) \approx 0,0268 \quad (3-13)$$

durch die in der Tabelle angegebenen Werte, die sich auf eine Messung stützen, ermittelt werden kann und man so in der Lage ist, die " Rückwirkung " ebenfalls in dieser Größenordnung von einigen Hundertstel zu suchen. Dabei sei darauf hingewiesen, daß das Erhaltene ohne den von IIZUKA eingesetzten phasenselektiven Detektor gemessen wurde und also durch Verwendung eines solchen die Empfängerempfindlichkeit erheblich gesteigert werden konnte, was mit Verkleinern des Streuers und der " Rückwirkung " gleichbedeutend war. Die Daten zu Z_{dL2} und Z_{hL2} sind [46] entnommen. Wenn man sich nur für den Betrag und die Phase, also nicht den Vektorcharakter der Flächenströme interessiert, wie es im vorliegenden Fall genügt, so ergibt sich bei entsprechender Orientierung zwischen der mehr auf das elektrische Feld (Dipol) und der dominierend auf das magnetische Feld gerichteten Sonde (ungeschirmte Kreis schleife, Fig.10) nur eine geringe Differenz. Diese kann aber auch daraus resultieren, daß die rückstreuende Quelle (Photowiderstand) einmal mit hochohmiger Last und im anderen Fall im Kurzschlußbetrieb arbeitet. Schon während der ~~Vor~~versuche [46, 55] an den rückstreuenden Photohalbleitern war auf dieses Verhalten hingewiesen worden, dessen quantitative Überprüfung noch aussteht. Um nun das Verständnis des neuartigen Vorgehens beim Auswerten der Strombelagsmessungen zu erleichtern, seien das IIZUKA- und KINGsche Verfahren im speziellen betrachtet (Fig.11).

Die von IIZUKA angegebene Methode erweist sich als unvorteilhaft für die Auswertung des vom Streuer zurückkommenden Informationssignals. Es wird nach dem Überlagerungsprinzip mit einem ebenfalls hochfrequenten Hilfsträger auf die Zwischenfrequenz von 30MHz gemischt, gleichgerichtet und nach Vergleich mit einem Bezugssignal in einem phasenselektiven Gleichrichter, der schon seit langem in Elektronen-Spin-Resonanz-Spektrometer eingesetzt wird [47, 48], zur Anzeige gebracht. Streuersignal und Mischoszillatorsignal werden in verschiedenen Generatoren erzeugt und deren nicht befriedigende Frequenzkonstanz (Temperaturlaufen), besonders im cm-Wellenbereich, haben entscheidenden Einfluß auf das Demodulationssignal.

KING dagegen entnimmt in seiner Methode Primär- und Hilfsträger dem gleichen Generator, d.h. die Umsetzung entfällt und das unerwünschte laufen kompensiert sich selbst. Der Sender im cw-Betrieb speist über die Durchlaßrichtung (Tor 1-3) eines Viertors

und einen variablen Phasenschieber die simultan betriebene kegelförmige, logarithmische Spiralanterie. Das empfangene Streuersignal erreicht über Phasenschieber und Durchlaßrichtung (Tor 3-4) den abstimmbaren Mischkopf. Parallel dazu erreicht das notwendige Bezugssignal durch Einstellen des Kurzschlußschiebers (Tor 2) über den Sperrweg des Hybrids (Tor 1-4) mit entsprechender Abschwächung (-20dB) gegenüber dem Sendesignal den Mischkopf zur Mischung mit dem Streuersignal. Aus dem entstehenden Modulationsspektrum filtert man ein schmales, niederfrequentes Demodulationssignal aus, dessen Betrag abgelesen wird. Bei der Mischung geht außer der Amplituden- auch die Phaseninformation des hochfrequenten Streuersignals in eine reine Amplitudenabhängigkeit des Demodulationssignals über, was noch gezeigt wird. Unter der Voraussetzung von Anpassung an Phasenschieber-, Dämpfungsglieder-, Viertor-Ein- und Ausgängen und am Antennen- und Mischkopfeingang durch zwischengeschaltete Doppelstichleitungen (o.ä. tuning stubs) wie sie KING als notwendig erachtet (Phasenfehler), läßt sich die Überlagerung von \underline{U}_1 und \underline{U}_2 schreiben

$$\underline{U}_1 = A \cdot \cos \omega_s \cdot t \quad (3-14)$$

$$\underline{U}_2 = B \cdot (1 + n \cdot \cos \omega_m \cdot t) \cdot \cos (\omega_s \cdot t + 2 \cdot \varphi_1 + \varphi_0) \quad (3-15)$$

mit

- A Amplitude des Bezugssignals
- B Amplitude des Streuersignals
- n Modulationsgrad des Streuersignals
- ω_m Modulationskreisfrequenz
- ω_s Sendekreisfrequenz (Träger, cw)
- φ_0 Phasenlage des Streuersignals bezogen auf Bezugssignal
- φ_1 Phasenverschiebung durch den Phasenschieber.

Streuersignal \underline{U}_2 und Bezugssignal \underline{U}_1 werden mittels der nichtlinearen Eigenschaften der Diode gemischt. Die überlagerte Eingangsspannung \underline{U}_i des Mischers ist mit der Ausgangsspannung \underline{U}_a durch die nach dem " Fünf-Koordinaten-Verfahren " [49, 50] darstellbaren Nichtlinearität der Diode verknüpft

$$\underline{U}_i = \underline{U}_1 + \underline{U}_2 \quad (3-16)$$

$$\underline{U}_a = a_0 + a_1 \cdot \underline{U}_i + a_2 \cdot \underline{U}_i^2 + a_3 \cdot \underline{U}_i^3 + a_4 \cdot \underline{U}_i^4 \quad (3-17)$$

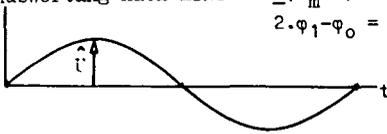
Sind A und B etwa gleich groß, so bleiben nach dem erwähnten Filter neben dem Richtstromglied alle Terme mit $2 \cdot \omega_m, \dots$ unberück-

Fig.12 Auswertung nach KING

$$\underline{U}(\omega_m \cdot t) = a_2 \cdot n \cdot A \cdot B \cdot \cos(2\varphi_1 + \varphi_0)$$

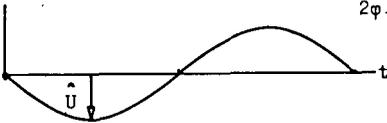
$$2 \cdot \varphi_1 - \varphi_0 = \varrho, 2\pi, \dots$$

a.



$$\hat{U} = +a_2 \cdot n \cdot A \cdot B$$

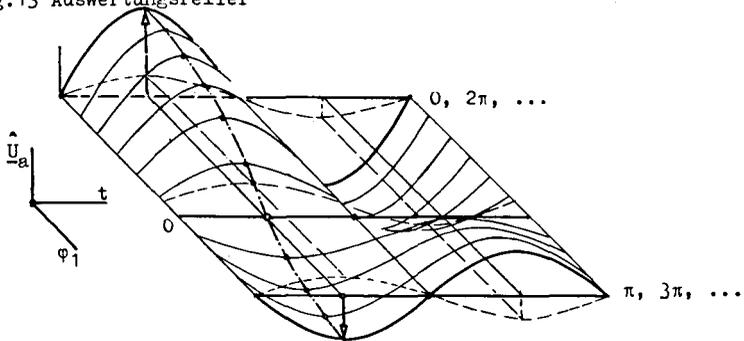
b.



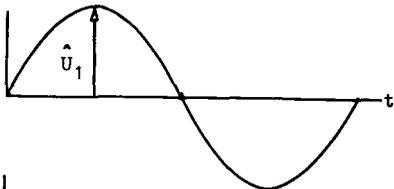
$$2\varphi_1 - \varphi_0 = \pi, 3\pi, \dots$$

$$\hat{U} = -a_2 \cdot n \cdot A \cdot B$$

Fig.13 Auswertungsrelief



$$\underline{U}_a(\omega_m \cdot t) = a_2 \cdot n \cdot B(2A \cdot \cos(\varphi_0 - \varphi_1)) \cos \omega_m t + a_2 n B(B + 2C \cos \varphi_0) \cos \omega_m t$$



$$\varphi_0 - \varphi_1 = 0, 2\pi, \dots$$

$$\hat{U}_{10} = a_2 n B(2A + B + 2C \cos \varphi_0)$$

$$\varphi_0 - \varphi_1 = \pi, 3\pi, \dots$$



$$\hat{U}_{20} = a_2 n B(-2A + B + 2C \cos \varphi_0)$$

$$\hat{U}_a = \frac{\hat{U}_{10} - \hat{U}_{20}}{2} = 2 \cdot a_2 \cdot n \cdot A \cdot B$$

Fig.14 Mittelwertverfahren

**ITE
TH Aachen**

Fig.12 Auswertung nach KING

Fig.13 Auswertungsrelief

Fig.14 Mittelwertverfahren

sichtig. Also ist

$$\underline{U}_{a, \omega_m} = \left(a_2 \cdot A^0 + \frac{3}{2} \cdot a_3 \cdot A^2 + \frac{15}{8} \cdot a_4 \cdot A^4 + \dots \right) \cdot AB \cdot n \cdot \cos(2\varphi_1 + \varphi_0) \cdot \cos \omega_m \cdot t, \quad (3-18)$$

wobei B die Amplituden- und φ_0 die Phasenabhängigkeit des Streusignals darstellen. Zur Bestimmung von B muß (Fig.12) also

$$\begin{aligned} \cos(2\varphi + \varphi_0) &= \pm 1 \\ 2\varphi_1 + \varphi_0 &= \pm \nu \cdot \pi \end{aligned} \quad (3-19)$$

erfüllt sein; d.h. der Phasenschieber wird dabei so eingestellt, daß \underline{U}_a maximal erscheint. Amplituden (Beträge) und Phasen sind nur relativ zu einem beliebigen Sondierort bestimmbar. Zur Phasenerfassung muß die folgende Bedingung

$$\begin{aligned} \cos(2\varphi_1 + \varphi_0) &= 0 \\ \varphi_0 &= 2\varphi_1 \end{aligned} \quad (3-20)$$

beachtet und der Phasenschieber [51]. auf Nulldurchgang abgeglichen werden.

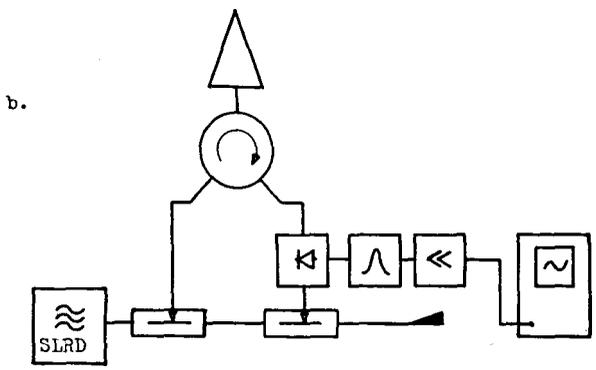
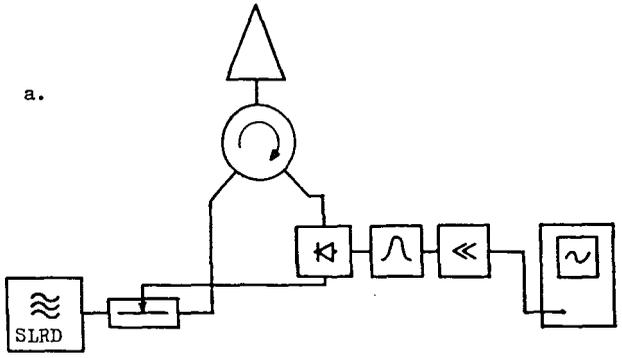
Die zum Sondenort entsprechend eingestellte Kompensationsphase legt φ_0 fest. Für jeden Frequenz- und Antennenwechsel ist Anpassung herbeizuführen, was bereits als Nachteil der KING-Methode erwähnt wurde.

3.1.3 Verändertes Meßsystem

Die in Fig.11c gezeigte Schaltung stellt eine Mikrowellenbrücke, kombiniert aus IIZUKAs Streuermethode und KINGscher Auswertung, dar und weist ihnen gegenüber summarisch folgende Eigenschaften auf:

Vorteile.

- a. Der Phasenschieber liegt nicht im simultanen Antennenspeiseweig; dadurch ist das Bezugssignal von den den Dreitoren eigenen Sperrdämpfungsstreuungen unabhängig und erfährt nur eine einfache Phasenverschiebung.
- b. Frequenzabhängige Anpass- und Kompensations-Stichleitungen und die damit verbundenen Abstimmungen entfallen.



**ITE
TH Aachen**

Fig.15 Ausführung zweier möglicher Systeme mit Schlitzmeßleitung als Phasenschieber

Nachteil

Nur etwa 5⁰/0 der nötigen Sendeleistung wird zur eigentlichen Messung benötigt; der Rest fließt in einen für die Entkopplung von Phasenschieber-Sender angeschalteten Leistungsabsorber (Fig.18).

3.1.3.1 Theorie der Demodulation

Da **Fehl**anpassung an Antennenfußpunkt und Meßleitungsabschluß zugelassen sind, entstehen am Mischereingang im Unterschied zu (3-16) folgende Signale

$$\underline{U}_1 = A \cdot \cos (\omega_s \cdot t + \varphi_1) \quad (3-21)$$

$$\underline{U}_2 = B \cdot (1 + n \cdot \cos \omega_m \cdot t) \cdot \cos (\omega_s \cdot t + \varphi_0) \quad (3-22)$$

$$\underline{U}_3 = C \cdot \cos \omega_s \cdot t \quad (3-23)$$

Der neu hinzukommende Term \underline{U}_3 ist ein (um $-\varphi_1$ gegenüber \underline{U}_1 verschobener), vom Antennenfußpunkt reflektierter Anteil. Die im Kleinsignalbetrieb arbeitende Diode (1N21B) wird wiederum bei Berücksichtigung nur dreier Glieder der MC LAURIN-Reihe für den Ausgang angenähert durch

$$\underline{U}_a = a_0 + a_1 \underline{U}_ü + a_2 \underline{U}_ü^2 \quad (3-24)$$

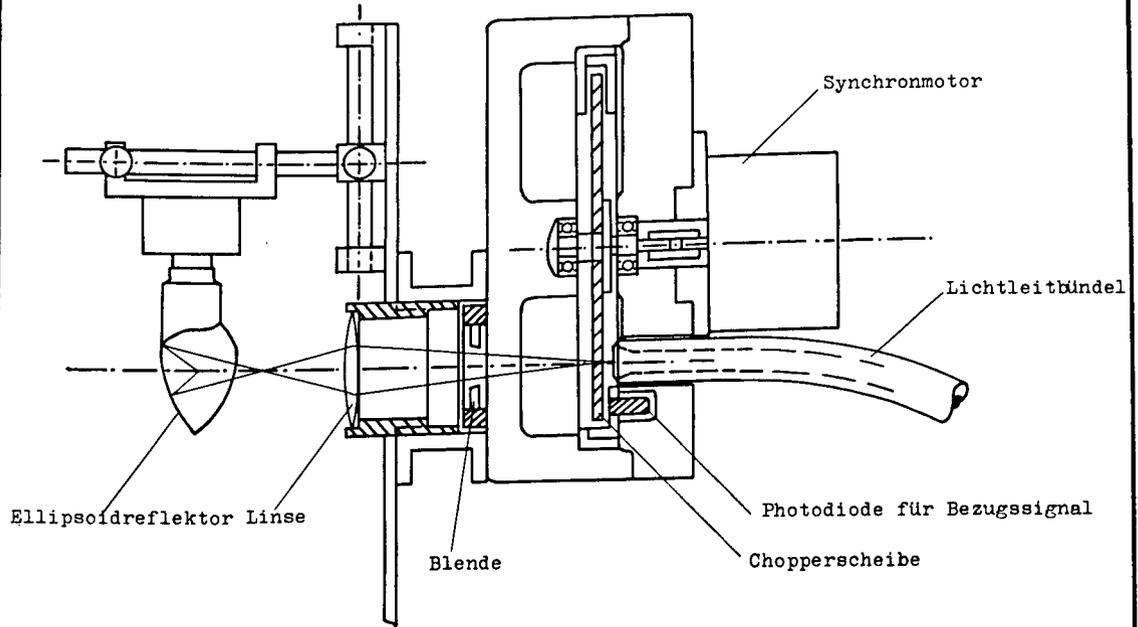
und mit

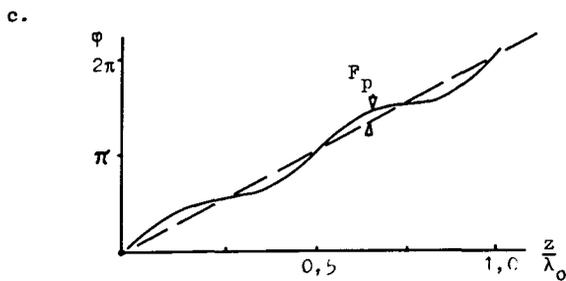
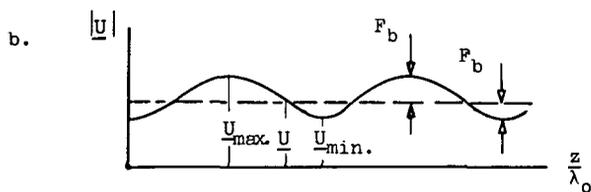
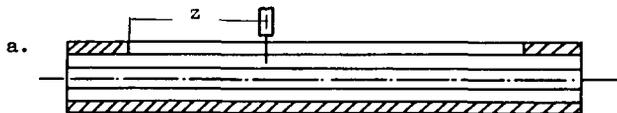
$$\underline{U}_ü = \underline{U}_1 + \underline{U}_2 + \underline{U}_3 \quad (3-25)$$

folgt

$$\begin{aligned} \underline{U}_a = & a_0 + \\ & + a_1 A \cdot \cos (\omega_s \cdot t + \varphi_1) \\ & + a_1 B \cdot (1 + n \cdot \cos \omega_m \cdot t) \cdot \cos (\omega_s \cdot t + \varphi_0) \\ & + a_1 A \cdot \cos \omega_s \cdot t \\ & + a_2 \cdot A^2 \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \cos (2 \cdot \omega_s \cdot t + 2\varphi_1) \right) \\ & + a_2 B^2 \cdot \left(1 + 2n \cos \omega_m t + \frac{n^2}{2} + \frac{n^2}{2} \cos 2\omega_m t \right) \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos (2\omega_s t + 2\varphi_0) \right) \\ & + a_2 \cdot C^2 \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \cos 2 \cdot \omega_m \cdot t \right) \\ & + a_2 \cdot 2 \cdot A \cdot B \cdot (1 + n \cos \omega_m t) \cos (2\omega_m t + \varphi_0 + \varphi_1) + \cos (\varphi_0 - \varphi_1) \\ & + a_2 \cdot 2 \cdot A \cdot C \cdot (\cos (2 \cdot \omega_s \cdot t + \varphi_1) + \cos \varphi) \\ & + a_2 \cdot 2 \cdot B \cdot C \cdot (1 + n \cos \omega_m t) (\cos (2\omega_s t + \varphi_0) + \cos \varphi_0) \end{aligned} \quad (3-26)$$

Fig. 16 Choppermodulator





ITE
TH Aachen

Fig.17 Abschlußfehler (Betrag- und Phasenfehler)

Nach dem Filter bleibt von (3-26)

$$\begin{aligned} \underline{U}_{a,\omega_m} &= a_2 \cdot B^2 \cdot n \cdot \cos \omega_m \cdot t & (3-27) \\ &+ a_2 \cdot 2 \cdot A \cdot B \cdot n \cdot \cos (\varphi_0 - \varphi_1) \cdot \cos \omega_m \cdot t \\ &+ a_2 \cdot 2 \cdot B \cdot C \cdot n \cdot \cos \varphi_0 \cdot \cos \omega_m \cdot t \\ &= a_2 \cdot B \cdot n \cdot (2A \cos (\varphi_0 - \varphi_1) + B + 2C \cos \varphi_0) \cdot \cos \omega_m \cdot t \end{aligned}$$

Im Vergleich zu (3-18) treten in (3-27) zwei weitere in der ersten und dritten Zeile stehende Glieder auf, die aber von der Kompensationsphase der Meßleitung unabhängig sind, was als Kriterium verwendet werden kann, sie meßtechnisch zu eliminieren. In Fig.12a und b bleibt bei Phasenvariation um die Differenz π der Wert von \hat{U} gleichgroß; hierbei sind die Phasenschieberdifferenzen $\pi/2$ und die am Sondenort doppelt so groß. Nach (3-27) sind aber $\hat{U}_{\max.} \neq \hat{U}_{\min.}$; demzufolge ist die Streueramplitude der Spannung \hat{U} nicht mehr direkt entnehmbar, da sie durch die Terme $B + 2 \cdot \cos \varphi_0$ gestört ist. Folglich muß über $\hat{U}_{\min.}$ und $\hat{U}_{\max.}$ gemittelt werden, also mit

$$\varphi_0 - \varphi_1 = 0, 2\pi, 4\pi, \dots \quad (3-28)$$

$$\hat{U}_{\max.} = a_2 \cdot n \cdot B \cdot (+ 2 \cdot A + B + 2 \cdot C \cdot \cos \varphi_0), \quad (3-29)$$

und mit $\varphi_0 - \varphi_1 = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots \quad (3-30)$

$$\hat{U}_{\min.} = a_2 \cdot n \cdot B \cdot (- 2 \cdot A + B + 2 \cdot C \cdot \cos \varphi_0), \quad (3-31)$$

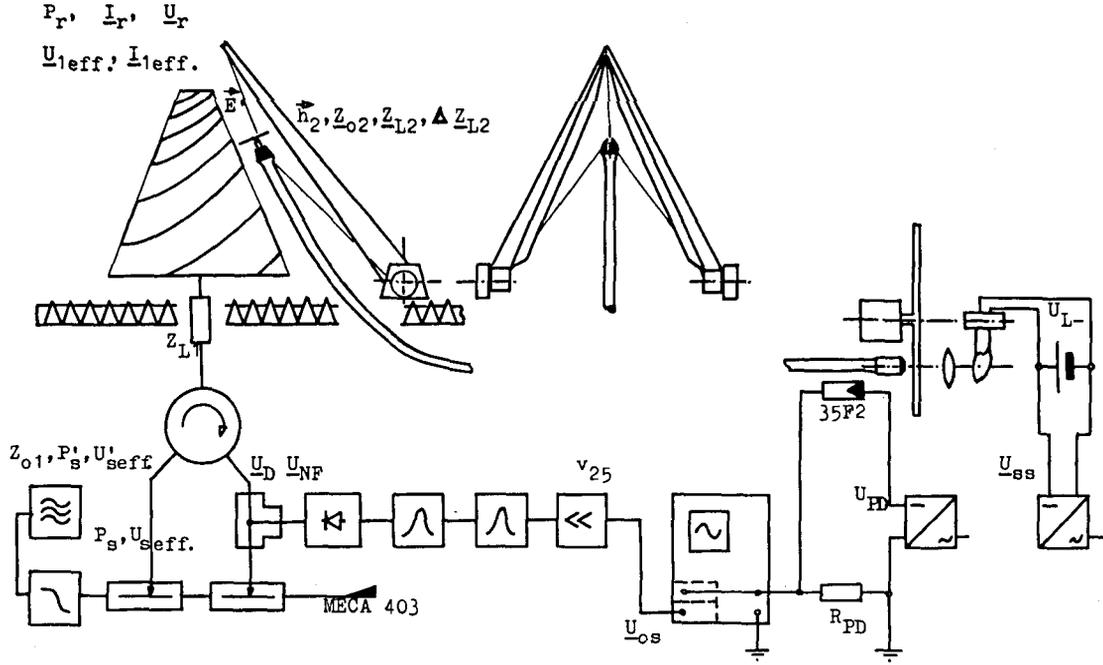
ergibt sich aus Fig.13

$$\hat{U}_a = \frac{\hat{U}_{\max.} - \hat{U}_{\min.}}{2} = 2 \cdot a_2 \cdot n \cdot A \cdot B \quad (3-32)$$

als Mittelwert (Fig.14). Obwohl nun Phasenschiebereinstellungen für diese Extrema infolge der geringen Amplitudenvariation etwas unsicherer sind als solche für Nulldurchgänge, lassen sich diese Fehler nach einiger Übung und Vertrautheit mit Schlitzmeßleitungen (Fig.17) in genügend kleiner Toleranz halten.

Die in Fig.15a, b gezeigten beiden Systemausführungen sind für spezielle Amplituden- oder Phasenmessungen verschieden geeignet, was aus der folgenden Bewertungstabelle hervorgeht

Fig. 18 Antennen-Nahfeldmeßstand



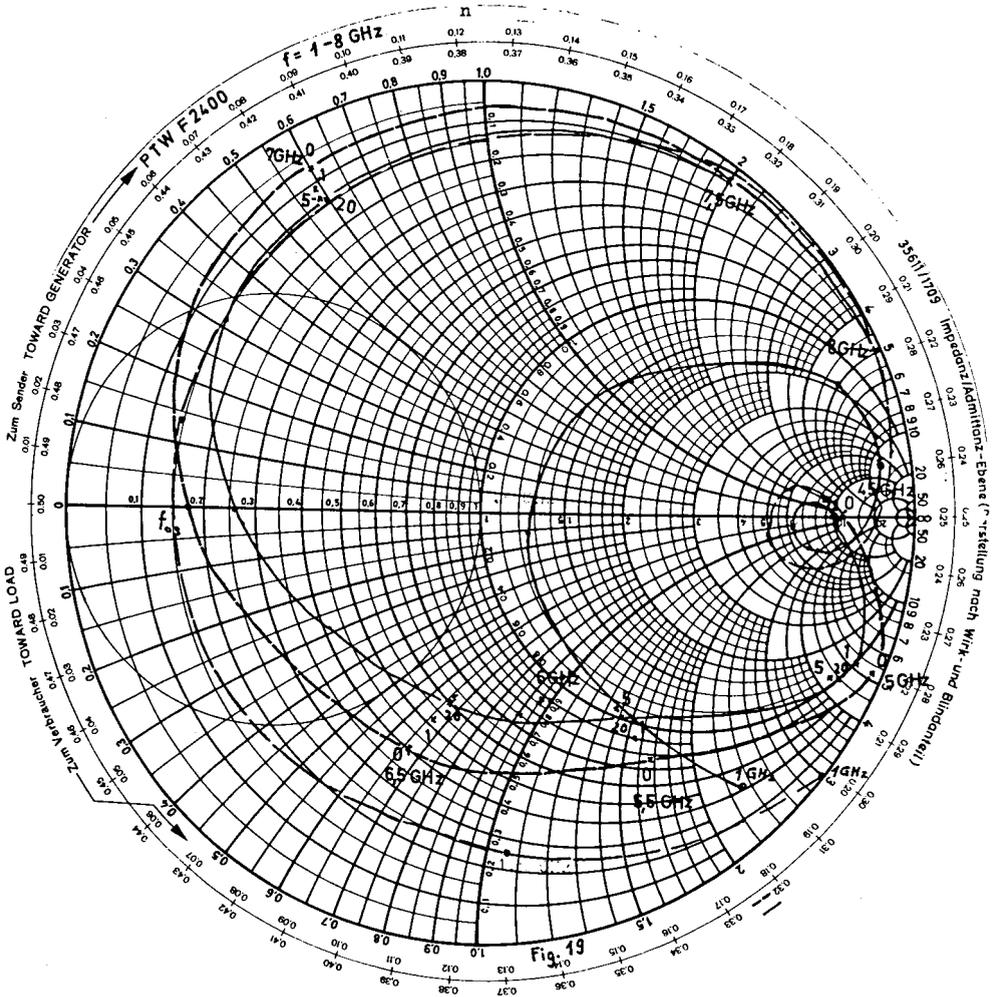


Fig. 19

Fig. 19 Hell- (—) und Dunkelimpedanz (---) des Streuer-Photowiderstandes PTW F 2400 (1 bis 8 GHz)

System	Brücken-Nullabgleich	daher Phasenbestimmung	$\frac{P_{\text{antenne}}}{P_{\text{sender}}}$	daher: Betrag(Tiefe d. Abfalls)	Aufwand
a.	kaum möglich, nur Minimum	weniger genau	66 ⁰ /o	sehr genau	Fig.15a
b.	möglich	genauer(entsprechend Phasenschieber)	1,5 ⁰ /o	weniger genau	wie Fig.15a und zweite Meßleitung mit Leistungsabsorber

System a. empfiehlt sich also, wenn weniger Auswertungszeit zur Verfügung steht und der Geräteaufwand minimal bleiben muß. System b. ist durch seinen Mehraufwand genauer und für die im Abschnitt 4.1 besprochenen Meßreihen verwendet worden.

3.1.3.2 Photowiderstand

Da IIZUKA nur über Messungen bei 0,6 GHz berichtete, waren bei Planung eines bis im 10 GHz-Gebiet anwendbaren Nahfeldmeßstandes zunächst umfangreiche Voruntersuchungen an Photohalbleitern erforderlich [46]. Dabei konnte die von IIZUKA [41] vermutete Möglichkeit, photovoltaische Halbleiter könnten gegebenenfalls größere Hell-Dunkel-Impedanzsprünge (Fig.19) bei höheren Frequenzen zeigen, widerlegt werden, da solche Gebilde mit pn-Schicht und deren viel höhere Kapazität als z.B. die eines (quasi-) " ohmschen " Kontaktes schon über 1 GHz einen Kurzschluß bilden. Andererseits wurde gerade eine solche " schnelle " Photodiode Typ 35 F2 (mit Vorspannung) für den Triggerbezug am Oszillographen im Lichtkanal des Choppers verwendet (Fig.18).

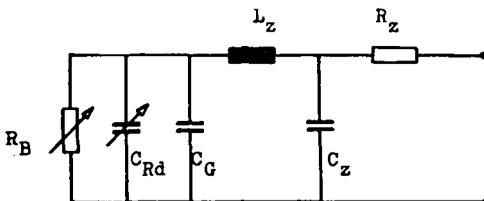


Fig.20 Erweitertes Ersatzschaltbild eines Photowiderstandes

C_{Rd} = Raumladungskapazität (dunkel)

3.1.3.2.1 Ersatzschaltbild (Fig.20)

Üblicherweise schließt man aus den Elementen eines Ersatzschaltbildes auf die Eigenschaften des gesamten Bauelements, sodaß an 40 kommerziellen Photohalbleitern kleiner, mechanischer Abmessungen Ortskurven zwischen 0,5 und 8 GHz mittels Z-g-Diagrammen und Transistoradapter ($0,5 < f < 2,4$ GHz) und Präzisionsmeßleitung ($2,5 < f < 8$ GHz) gemessen wurden, wozu Fig.19 als Beispiel dienen mag (Photowiderstand Typ F 2400). Hieraus können ausgezeichnete Punkte (" 45-Frequenzen " [52]) dazu verwendet werden, konzentrierte Schaltelemente eines erweiterten Ersatzschaltbildes dieses Photowiderstandes (Fig.20) zu bestimmen.

Die Symbole der Schaltelemente bedeuten im einzelnen:

- R_B = Bahnwiderstand (hell-dunkel-variabel)
- C_R = Raumladungskapazität (hell-dunkel-variabel)
- C_G = geometrische Kapazität
- L_Z = Zuleitungsinduktivität
- C_Z = Zuleitungskapazität
- R_Z = Zuleitungsresistenz

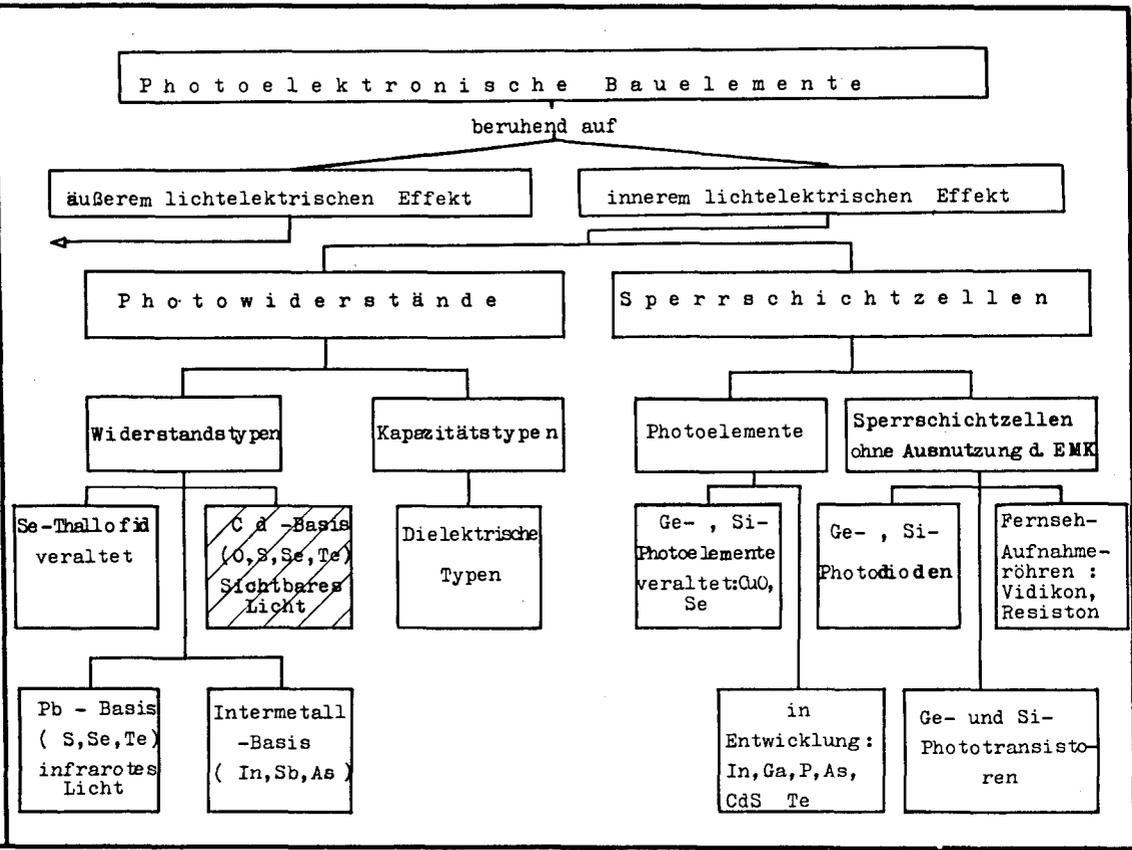
Die Zahlenwerte zum Dunkelfall

Symbol	R_B	C_{Rd}	C_G	L_Z	C_Z	R_Z
Wert	0,01	0,419	0,316	8,407	0,107	30
Einheit	Ω	pF	pF	nH	pF	Ω

3.1.3.2.2 Optische Anpassung [53]

Für diese Versuche stand eine Wolframglühwendellampe Typ 58.8212 (OSRAM) mit Ellipsoid-Reflektorkolben zur Verfügung, die das Licht - auch im Nahfeldmeßstand - ~~über ein Lichtleitbündel~~ (fibreoptic) [54] dem Photohalbleiter zuführte. Die spektrale Halbwertsbreite der Lampe reicht von $0,62 < \lambda_0 < 1,5$ μm (Maximum bei 1 μm), die des Lichtleiters $\lambda_0 > 0,47$ μm (entspricht einem Tiefpaß) und die des Photowiderstandes F 2400 $0,52 < \lambda_0 < 0,68$ μm (maximal bei 0,63 μm), sodaß man von brauchbarer optischer Anpassung sprechen kann. Um einen ausreichenden Pegel für die Anzeige zu erhalten, dürfen 3 klx Lichtstärke nicht unterschritten werden.

Fig. 21 Stammbaum photoelektronischer Bauelemente



3.1.3.2.3 Stammbaum photoelektronischer Bauelemente

Nach Abgrenzung durch a. die Nichtverwendbarkeit von Vorspannungen, b. das Niedrighalten der Kapazitäten und c. die Forderung nach optischer Anpassung, kommt aus der Vielzahl der Gruppen von photoelektronischen Bauelementen (Fig.21) nur die auf Cd-Basis beruhende (schraffiert) in Frage.

3.1.3.2.4 Dynamische Impedanz

Die bisher betrachteten Hell- und Dunkelfälle waren statischer Natur. Nimmt man aber Lichtwechsel im Takt von 40 ms vor, so läßt sich das Einschwingverhalten der Photohalbleiter prüfen [55] . Die jeweiligen " eingeschwungenen " Hell- und Dunkelimpedanzwerte weichen kaum meßbar von den statischen ab, aber vor allem beim Übergang auf den Dunkelzustand hemmen tiefe Trappingterme das schnelle Abklingen der vorher ~~angestiegenen~~ Leitfähigkeit. Dies führt durch die ständige thermische Anregung der Elektronen aus diesen Termen in das Leitungszustand vor allem bei $f > 3 \text{GHz}$ zu einer unerwünschten reellen Dunkelleitfähigkeit. Mit wachsender Mikrowellenleistung wird das Trapping stärker.

In Analogie zu den dynamischen Impedanzwerten kann man (für PTW P2400) die dynamische komplexe Leitfähigkeit [56] bestimmen

$$\sigma_k = j\omega_s \epsilon' + \sigma_r + \omega_s \epsilon'' , \quad (3-33)$$

wobei das reelle σ_r wegen des noch wenig auftretenden Skineffektes vernachlässigbar bleibt.

Aus den Zeitkonstanten der dynamischen Impedanz, die sich exponentiell verhält, lassen sich nach den DEBIJESchen Formeln für die Relaxationszeit von Ladungsträgern [57] Real- und Imaginärteil der komplexen Dielektrizitätskonstanten bestimmen. Für $f/\text{GHz} = 1$, $T/^\circ\text{C} = 25$, $B/\text{klx} = 16$, $\text{Ps/mW} = 50$ ergibt sich folgende Wertetabelle

	G_p/S	B_p/S	ϵ'	ϵ''
Dunkelfall $t/\text{ms} = 0$	$0,8 \cdot 10^{-3}$	$0,94 \cdot 10^{-3}$	14,55	0,45
Hellfall $t/\text{ms} = 5$	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$	11,95	3,15

Es läßt sich zeigen [56], daß die Hell-Dunkel-Variation im Photowiderstand allein die imaginäre Komponente ϵ'' der Dielektrizitätskonstanten, also mehr die Leitfähigkeit als das rein dielektrische Verhalten anspricht.

3.1.3.3 Choppermodulator

Wie aus Fig.10 und 18 zu entnehmen ist, sitzt der Photowiderstand in einem graphitgeschwärzten Kunststoffkopf, von dem aus das Lichtleitbündel zum Chopper-Gehäuse führt, das außer dem gewünschten Lampenlicht zum Tageslicht hin verkapselt ist. Die von einem 50-Hz-Synchronmotor getriebene Chopperscheibe, die sich 25 mal pro Sekunde dreht, besteht aus Flexiglas und ist in einem $181,5^\circ$ -Ausschnitt geschwärzt. Diese geringe Differenz gegen 180° wurde bewußt vorgesehen, um die zur Anstiegszeit etwas längere Abklingzeit der Photohalbleiter zu berücksichtigen, was mit einem phasenselektiven Detektor festgestellt wurde und damit ein Maximum der Grundwelle der 25-Hz Modulation zu erzielen.

3.1.3.4 Chopperfrequenz

Es ist bekannt, daß das Minimum des Eingangsrauschens bei Transistoren, deren Rauschanpassung durch die von der Hochfrequenzdiode angebotene ZF-Impedanz von etwa 200 Ohm größer ist als die von Röhren, nahe bei 200 Hz liegt [42, 58]. Wegen des überall vorhandenen Brummspannungspegels und den Harmonischen dieser Frequenz wurde als Chopperfrequenz eine weniger störanfällige von 25 Hz, also eine Oktave unterhalb der Netzfrequenz, gewählt, die durch den Synchronmotor ausreichend stabil bleibt.

3.1.3.5 Hochselektives, aktives RC-Filter

Die Dimensionierung des RC-Filters ist von den vorliegenden Nutz- und Störpegelverhältnissen abhängig. Die Amplitude des Streuer-Nutzsignals B liegt bis zu 90 dB unter der des Generators. Um wenigstens einen Meßbereich von 20 dB zu überstreichen, ist eine Störmodulations-Sperrdämpfung von etwa 110 dB notwendig.

Die Brummeinstreuungen bei starken Triodensendern, wie sie hier notwendig sind, liegen 50 dB unter dem Hochfrequenzpegel, was für gewöhnlichen Betrieb genügt. Sie müssen aber bei vorliegenden Streuersendierungen noch eine Unterdrückung von 60 dB erfahren.

Die nach Fig.22 realisierte Schaltung erbrachte die gewünschten 60 dB Sperrdämpfung pro Oktave. Die Oktave liegt dabei zwischen 25 (Nutzsingnal) und 50 Hz (Netzbrummspannung). Weiterhin leistet das aktive Filter [59] eine Verstärkung von 60 dB. Die Filterwirkung dieses Verstärkers beruht auf dem pro Filterstufe vorhandenen Gegenkoppelvierpol, der aus zwei in Kette liegenden RC-Gliedern besteht. Das erste der beiden wirkt als Hochpaß, das zweite als Tiefpaß. Die Halbwertsbreite beträgt ± 1 Hz, was ausreicht, um bei $\pm 4^\circ$ Temperaturschwankung unabhängig in der Anzeige zu bleiben.

3.1.3.6 Oszillographische Auswertung

Wie es bereits zur Messung dynamischer Impedanzen [55] notwendig war, so muß auch zur Erfassung von Strombelags- und Phasenbelagsdaten am Oszillographen eine Triggerung vorgenommen werden, da sich nach Fig.13 und 14 nur bei externem Triggern die Phasenabhängigkeit des dargestellten Streuersignals zu einer Bezugsphase messen läßt. Die im Chopperlichtkanal sitzende vorgespannte Photodiode (Typ 35F2, SESCO) liefert an ihrem Arbeitswiderstand R_{PD} eine Triggerrechtecksspannung $U_{PD} = 1V$, die sich auf einen gestasteten Zweikanal-Oszillographen (561A, Tektronix) zum Vergleich mit dem Meßsignal zusammen sichtbar machen läßt.

3.1.3.7 Grenzen des Meßsystems

Hier muß zunächst zwischen Pegel- oder Amplituden- und Frequenzgrenzen unterschieden werden. Im Abschnitt 3.1.2 wurden die Pegelverhältnisse im Meßsystem bei einem $U_{OS} = 500$ mV in einer Tabelle aufgeführt. Bis zu einem $U_{OS \text{ min.}} = 2$ mV war eine Ablesung am Oszillographen gegenüber dem wachsenden Rauschen möglich, womit der Bereich zur Messung des Strombelags dem Betrage nach gekennzeichnet ist. Bei $U_{OS \text{ min.}}$ ergibt sich ein $h_2 \cdot \vec{E} \cdot (x,y,z) = 0,0046$ also etwa $1^\circ/100$ Rückwirkung.

Die Senderleistung (SLRD) und der die Meßleitungen abschließende Leistungsabsorber sowie die Eigenschaften des Ferritzirkulators setzen die Systemgrenzen nach höheren Leistungen hin. Was die (gleichzeitige) Phasenmessung betrifft, so ergab sich, daß die Länge des Meßleitungsschlitzes mindestens $(3/4) \cdot \lambda_0$ sein sollte,

damit Doppelmessungen der Knoten gewährleistet sind, womit die größte Wellenlänge (für LMD, 50 Ohm, Rohde und Schwarz; 150 cm) festliegt. Der mit wachsender Frequenz geringer werdende Hell-Dunkel-Impedanzsprung, der z.B. für den Photowiderstand CL 605 L (CLAIREX) bis 7,5 GHz noch bei $Z_{dL2}/Z_{nL2} = 1,18$ beziehungsweise $\Delta Z_{L2} = 1000 \Omega$ liegt, fixiert die obere Frequenzgrenze.

3.2 Fehlerbetrachtung

Durch mehrfache Versuche wurde festgestellt, daß die erhaltenen Daten in 90 % aller Fälle die Werte im angegebenen Unsicherheitsbereich lagen.

3.2.1 Amplitudenfehler

Der Betrags- oder Amplitudengesamtfehler setzt sich aus folgenden vier Beiträgen zusammen: Fehler durch

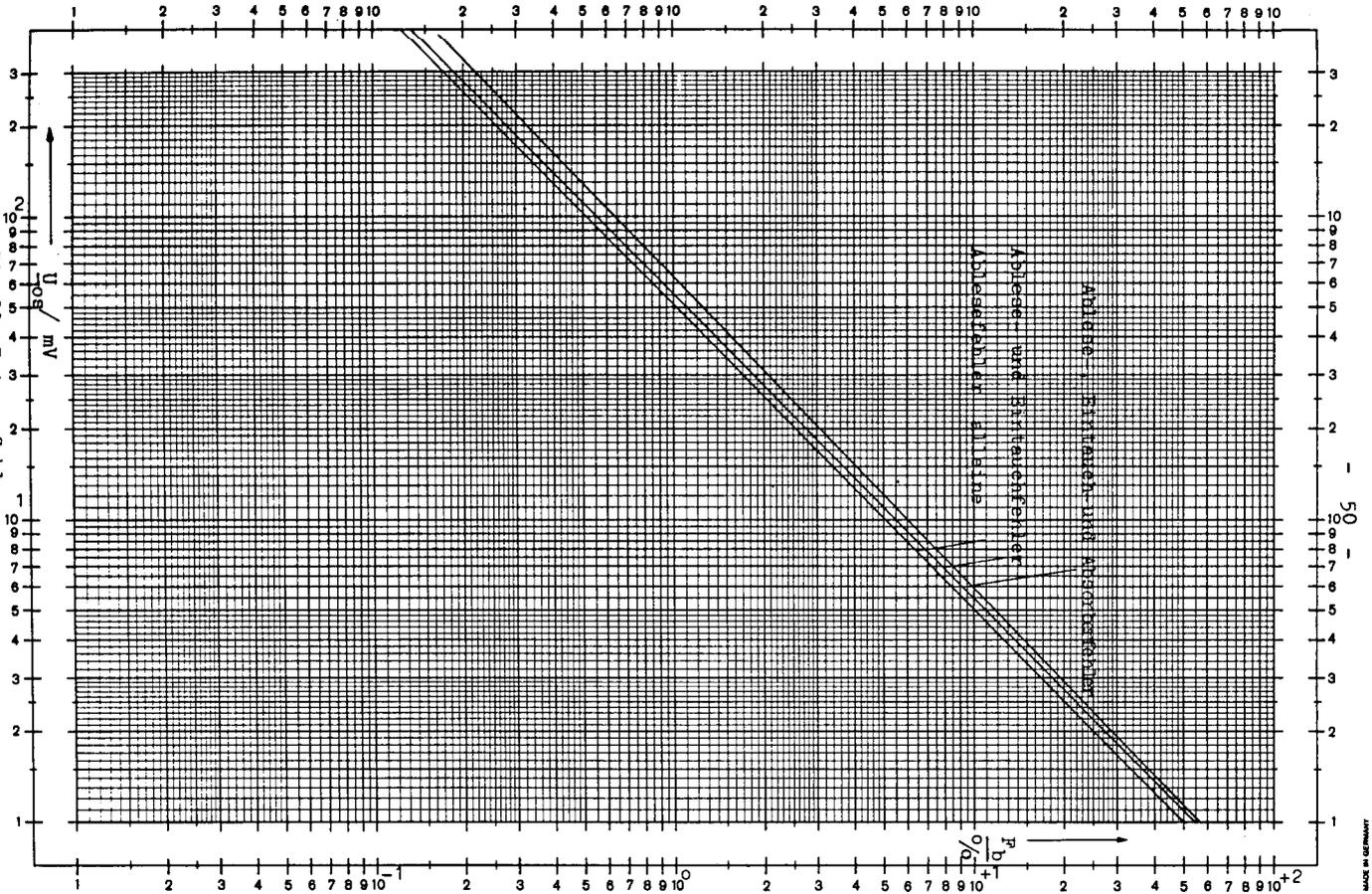
- a. Eindringtiefe der Sonde der Meßleitung
- b. Ablesen (Parallaxe) am Oszillographen
- c. nicht idealen Absorber als Meßleitungsabschluß
- d. nicht senkrecht aufsetzen des Streuerdipols auf den Antennenarm.

Zu a: da man genügend Hochfrequenzleistung im Koaxialleiter der Bezugs-Meßleitung zur Verfügung hat, kann die Eintauchtiefe der Sonde am aperiodischen Meßkopf minimal gewählt werden. Man ist aber zur Ermittlung von \underline{U}_n gezwungen, Spannungsbüchse zu sondieren, wobei der Fehler Knotenstellen gegenüber durch Reflexion an der Meßleitungssonde zwar maximal wird, sich aber nach [60] wegen der konstanten Eindringtiefe zum Teil selbst kompensiert und auf Grund der geringen Absorberreflexion ($s < 1,03$) " mindestens eine Größenordnung kleiner " als der Ablesefehler bleibt. Dieser Fehler ist den anderen gegenüber vernachlässigbar.

Zu b: bezüglich des Ablesens vom Oszillographen ist nach Wegnahme aller von der Anzeigeröhre sitzenden Schirme eine durch Parallaxe an der starken Glaswand erfaßbare Genauigkeit von $\Delta U_{os} = \pm 0,5$ mV (dies entspricht 0,5 mm im empfindlichsten Bereich) nicht unterscheidbar. Dadurch kann dieser Fehler bei einem 2 mV-Signal bis zu 25 % betragen (Fig.23), was aber nur einmal (am Ende) in jeder Meßreihe auftritt; bei einem normalen Pegel von 50 mV liegt dieser Fehler unter 1 %.

Zu c: der die Meßleitung abschließende Leistungsabsorber weist eine Welligkeit von 1,03 auf; damit ergibt sich $F_b = 1,5$ % (Fig.17b). Summiert man die Fälle a, b und c, so ergibt sich ein Fehlerdia-

Fig. 23 Betragfehler



MADE IN GERMANY



COPYRIGHT CARL SCHLÖTHER & SCHÜLL-LUNDBECK HANNOVER



Nr. 369 1/2 : 1 P Fig. 23 Betragfehler

Beide Achsen logar. geteilt von 1 bis 10000 und 1 bis 300 Einheit 62,5 mm

gramm nach Fig.23, das die Grenzen für die Reproduzierbarkeit der Messungen zeigt.

Zu d: Da die Dipolsonde möglichst senkrecht (mit einem Monopol) zum Erfassen des E-Feldes auf die Arme der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne aufgesetzt werden muß, wird ein Abweichen vom rechten Winkel in die Amplitudenanzeige eingehen. Es zeigte sich jedoch beim Messen , daß Abweichungen um $\pm 10^\circ$ nicht erfassbar sind, sodaß dieser Fehler ebenfalls vernachlässigt werden kann, ebenso wie die durch Restwelligkeiten an Zirkulator- und Mischkopfeingang.

3.2.2 Phasenfehler

Auch hier sind mehrere Möglichkeiten der Verfälschung der Meßdaten gegeben: Fehler durch

- a. Fehlabschluß der Meßleitung
- b. ungenaues Ablesen auf der Meßleitung
- c. Aufsetzen der Sonde, abweichend von den markierenden Lötunkten auf dem Antennenarm.

Zu a: Der Einfluß von unvollkommenem Abschluß auf die Phasenmessung zeigt Fig.17c. Für den maximalen, absoluten Phasenfehler erhält man bei angenähert reellem Abschluß [61]

$$\Delta\varphi = \arctan \left(s \cdot \tan \frac{2\pi z}{\lambda_0} \right) . \quad (3-34)$$

Der maximale, prozentuale Phasenfehler wiederholt sich in Abständen von $\pi/2$ und ist [62]

$$\Delta F_p = (s - 1) \cdot 100 , \quad (3-35)$$

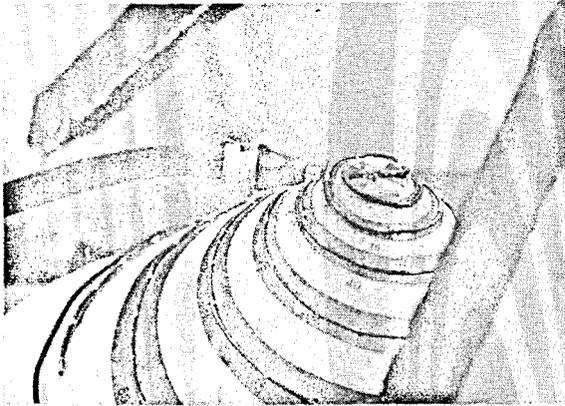
also in vorliegendem Falle 3 0/o. Dieser Fehler muß nun nur jeweils bei Frequenzwechsel überprüft werden und kann bei der Auswertung durch Mitteln eliminiert werden. Da aber bei Phasenmessungen nur die mittlere Steigung der Phase über einer Struktur interessiert, die der Phasengeschwindigkeit umgekehrt proportional ist, kann dieser Fehler bei vorliegendem Problem vernachlässigt werden.

Zu b: Die Ablesegenauigkeit auf der Meßleitung (Fig.18) kann mittels Nonius auf mehr als 0,1 mm gesteigert und daher hier vernachlässigt werden. Bei $\underline{U}_{OS} < 5$ mV wird die Meßunsicherheit beim Spannungsbauch groß und der Ablesefehler kann bis zu 5 0/o ansteigen. Bei durchschnittlich etwa 30 Meßpunkten pro Reihe ergibt sich nach

dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung ein Gesamtfehler von $2,2 \text{ ‰}$.

Zu c: Anders verhält es sich mit dem Aufsetzen des Streuers von $0,5 \text{ mm}^{\phi}$ auf die zentrierten Markierungs­lötpunkte längs der Antennenarme von im Mittel $0,8 \text{ mm}^{\phi}$, was einen Fehler bei der hier höchsten Frequenz $f = 3 \text{ GHz}$ von $0,15 \text{ mm}^{\phi}$, also $0,54^{\circ}$ oder $1,5 \text{ ‰}$ ausmachen kann (weiteres siehe Abschnitt 4.2).

Man kann also feststellen, daß die relativen Phasenfehler bezogen auf 360° geringer als die Amplitudenfehler bleiben.



Streuersonde an der Antenne

4. Meßergebnisse

4.1 Messungen des Betrags der Strombelegung

Mit Hilfe des Meßstandes wurden an den vorhandenen Antennen die in folgender Tabelle genannten Meßreihen ausgeführt

f/GHz	0,80	0,90	1,00	1,20	1,35	1,50	1,75	1,80	2,00	2,40	2,75	3,00
θ_0												
3			- +			- +			- +		- +	
5,5			- +			- +			- +		- +	
6		-	-			- +	- +		- +	- +	- +	- +
6,5	-	-	- +	-		- +	- +		- +	- +	- +	
7,5			- +			- +			- +		- +	
10			- +			- +			- +		- +	
12,5			- +			- +			- +		- +	
15	-		- +	-		- +	- +		- +		- +	
30	-	-	- +	-	-	- +		-	- +		- +	
45	-	-	- +	-	-	- +	-		- +		- +	

Hierbei bedeuten Messungen des Betrags (-) und des Phasenbelages folgendes Zeichen (+). Wegen der Vielfalt der Ergebnisse ist in den Fig.24a bis 31c nur eine Auswahl bei dem maximalen, einem mittleren und dem minimalen Kegelöffnungswinkel getroffen. (Die untere Frequenz für den Typ $\theta_0 = 45^\circ$ liegt allerdings bei 0,4 GHz). Obwohl schon einige Daten von Messungen an kegelförmigen, logarithmischen Spiralantennen der Winkelweite $\delta = 0$, den Rohrtypen - Antennenarme sind dann aus Kupferrohren konstanten Durchmessers gebildet - bekannt sind [63] , so war die Ausführung eines solchen Meßprogramms für die Analyse des Strahlungsverhaltens der vorliegenden Typen mit $\delta = 90^\circ$, besonders bezüglich der Strahlungszone und ihres Zentrums s_z , erforderlich.

Bei MC CLELLAND [63] beginnt die Strahlungszone nach einem kurzen Strombelagsstück konstanter Höhe unbekanntem Anfangs, dessen Bedeutung weder erkannt noch interpretiert oder mathematisch approximiert wird.

Auch DYSON [5] gibt einige Meßkurven zum Amplitudenbelag an, die ein schwankendes Ansteigen bis zu einem Maximum und einen anschließenden Abfall zeigen. Wie leicht nachweisbar, liegt das Ansteigen an einem zu großen Sondenabstand von $0,05 \cdot \lambda_0$ und die Schwankungen resultieren aus der groben Abtastung über die Kegelfalllinie, wo-

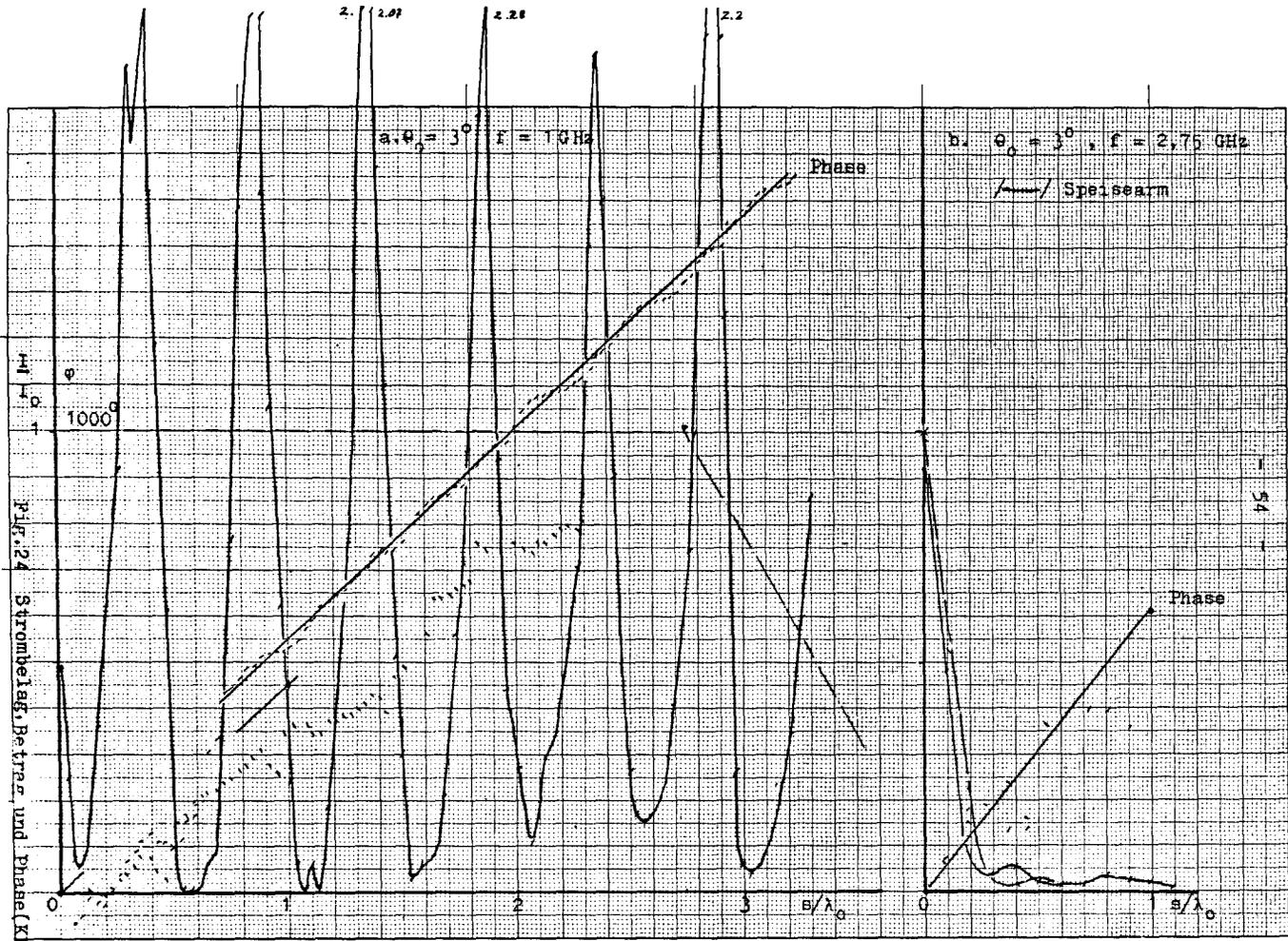


Fig. 24 Strombelauf, Betrag und Phase (K/s)

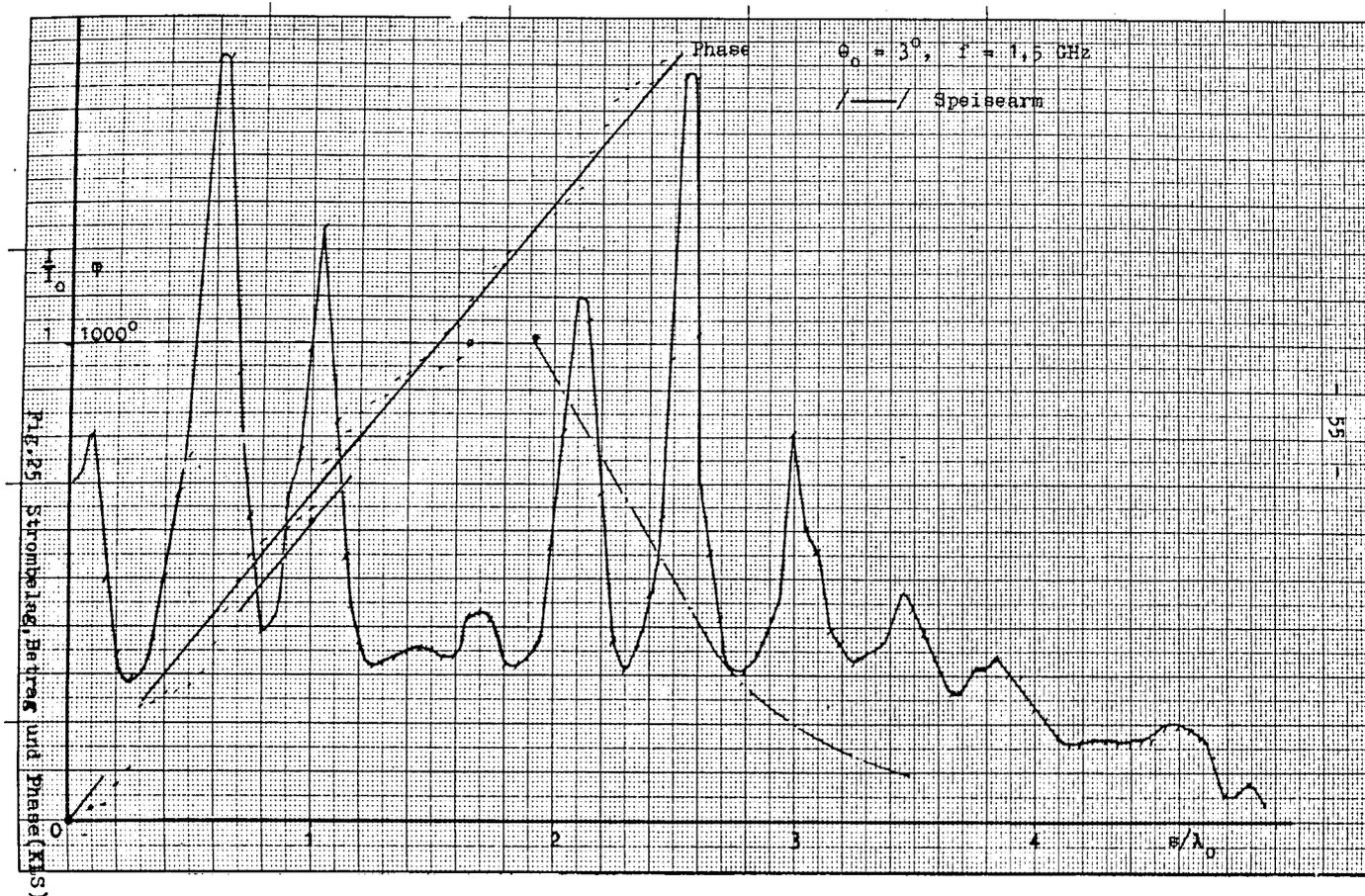
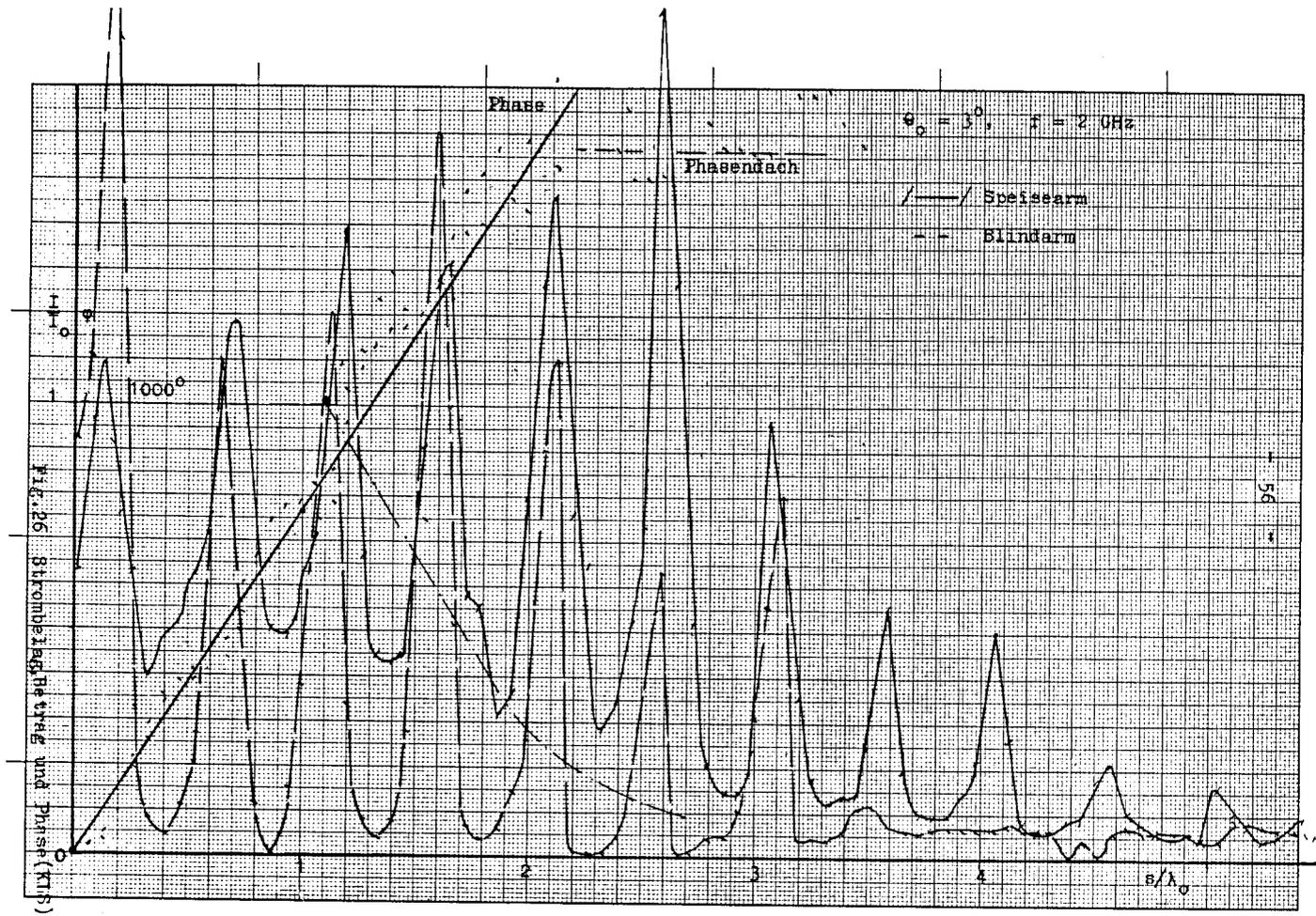


Fig. 25



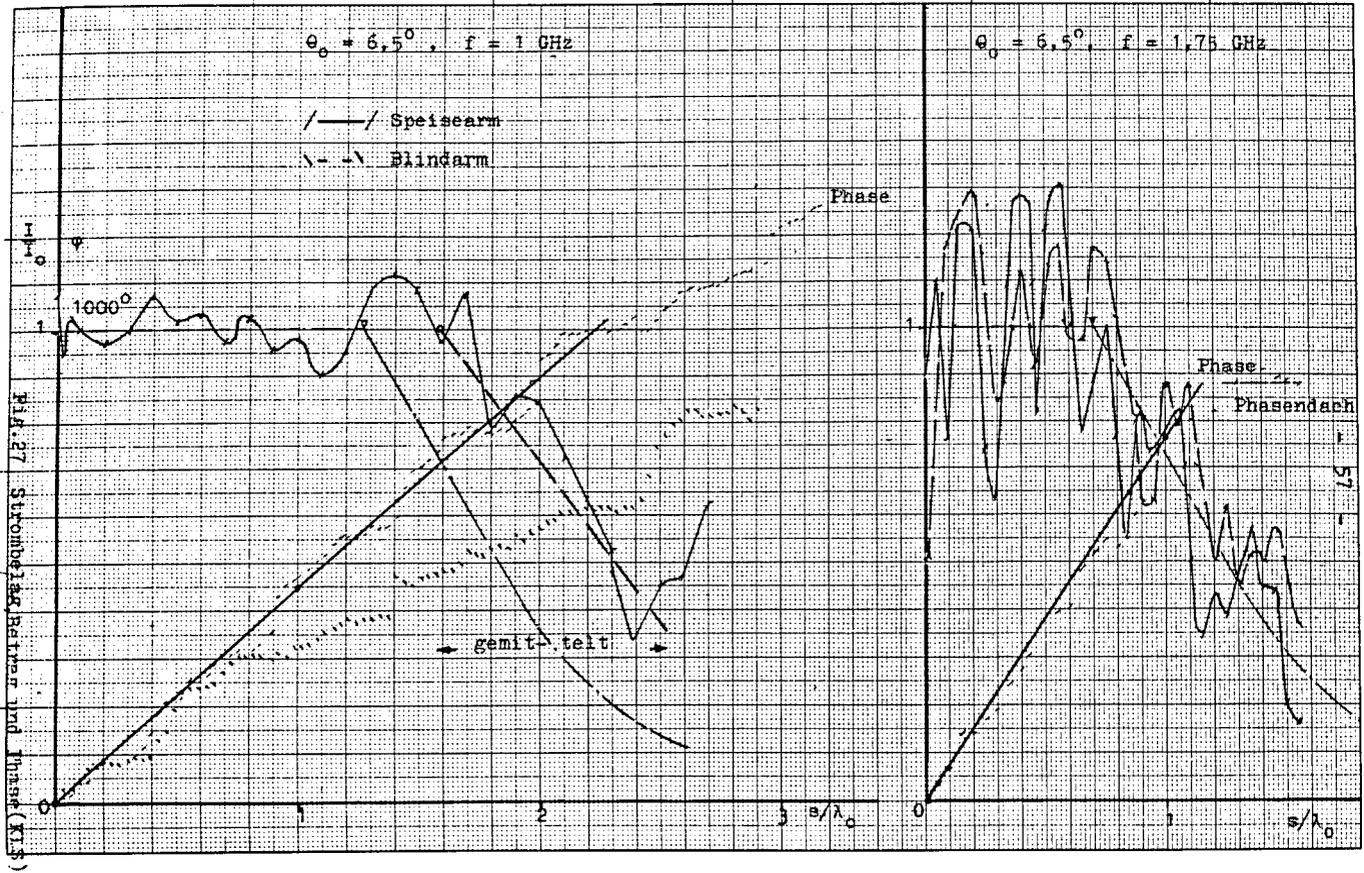


Bild 27 Strombetrag, Realteil und Phase (K15)

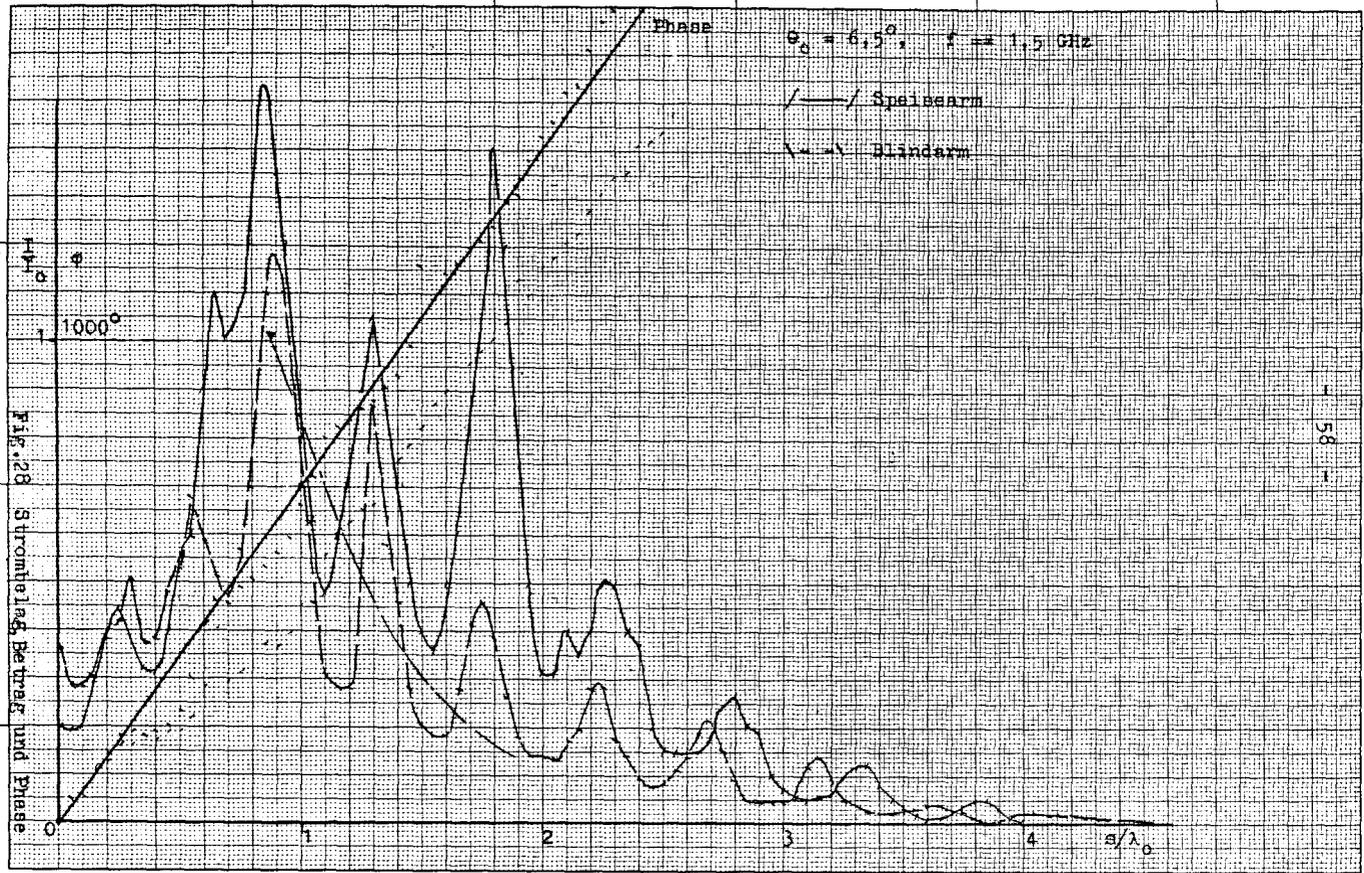


Fig. 28 Strombetrag, Betrag und Phase

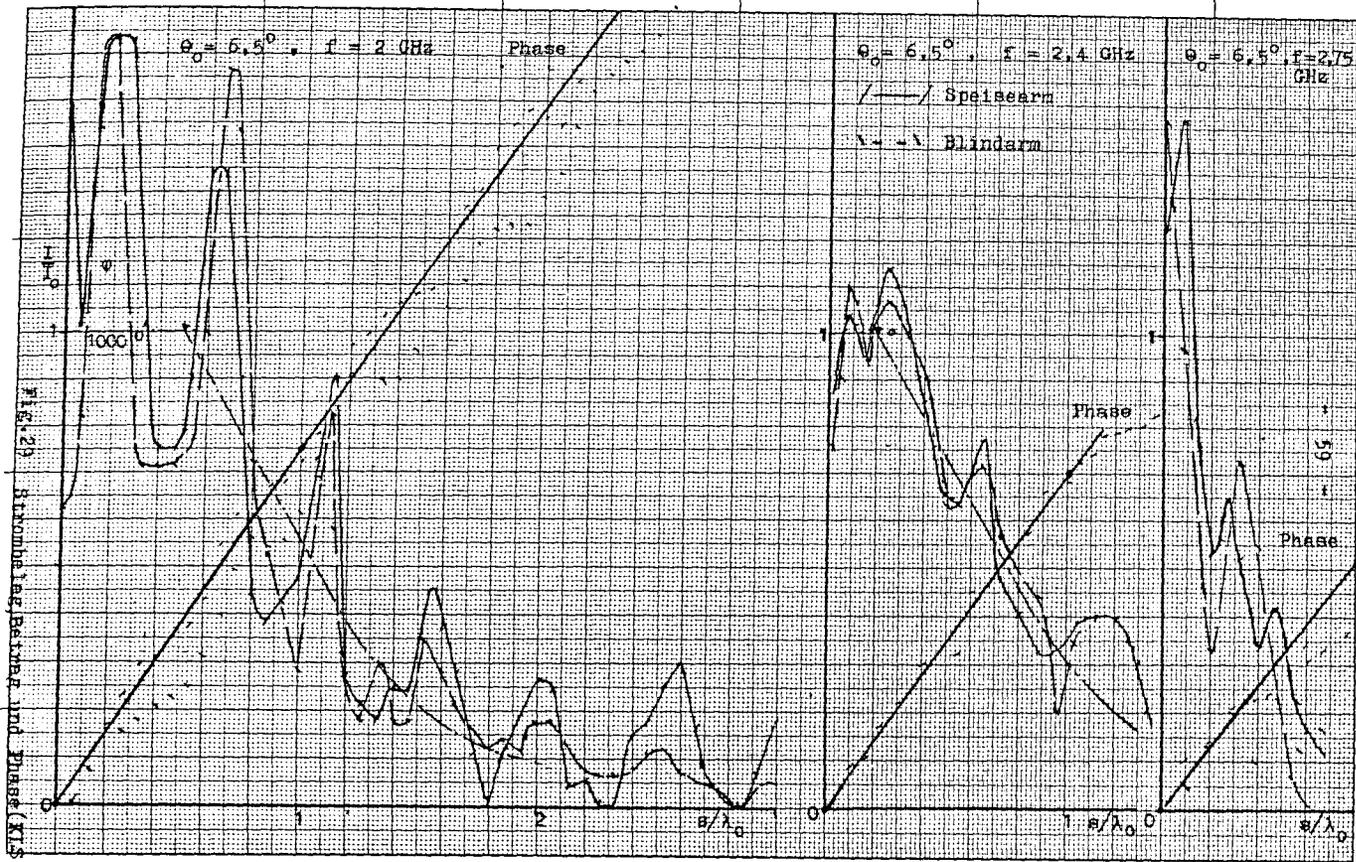


Fig. 29. Hornantenne, Betrag und Phase (KIS)

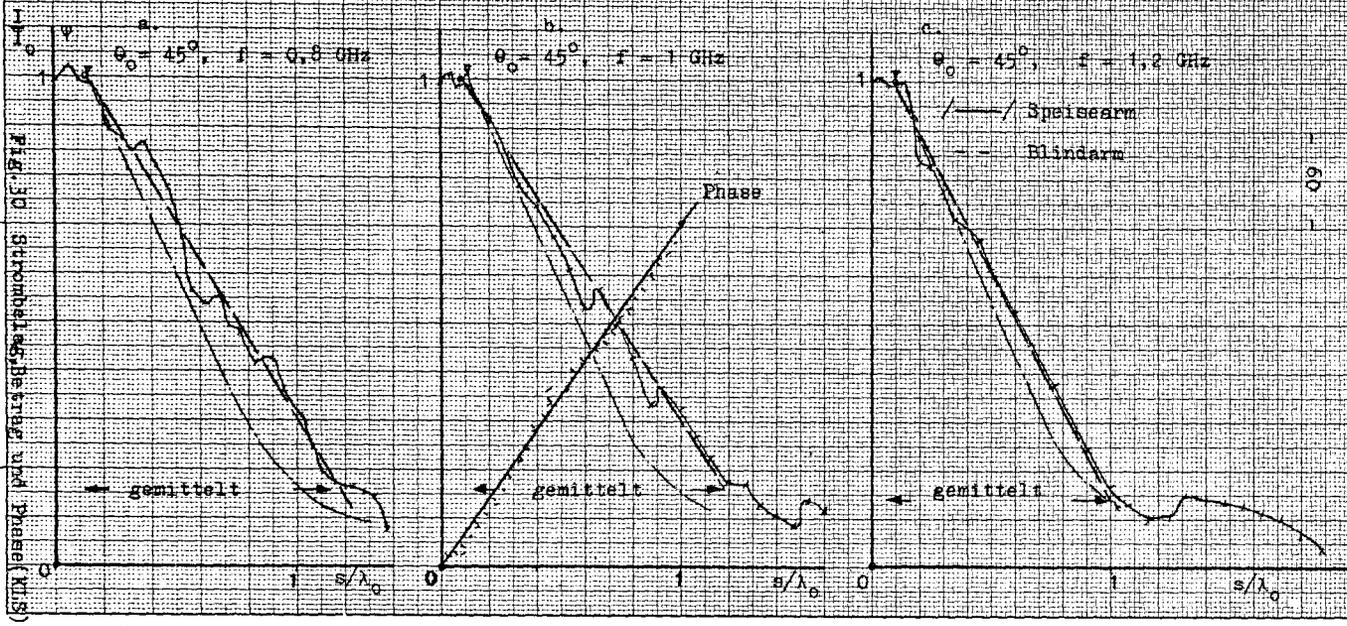


Fig. 30 Strahlungseffizienz und Phase (Kl.S.)

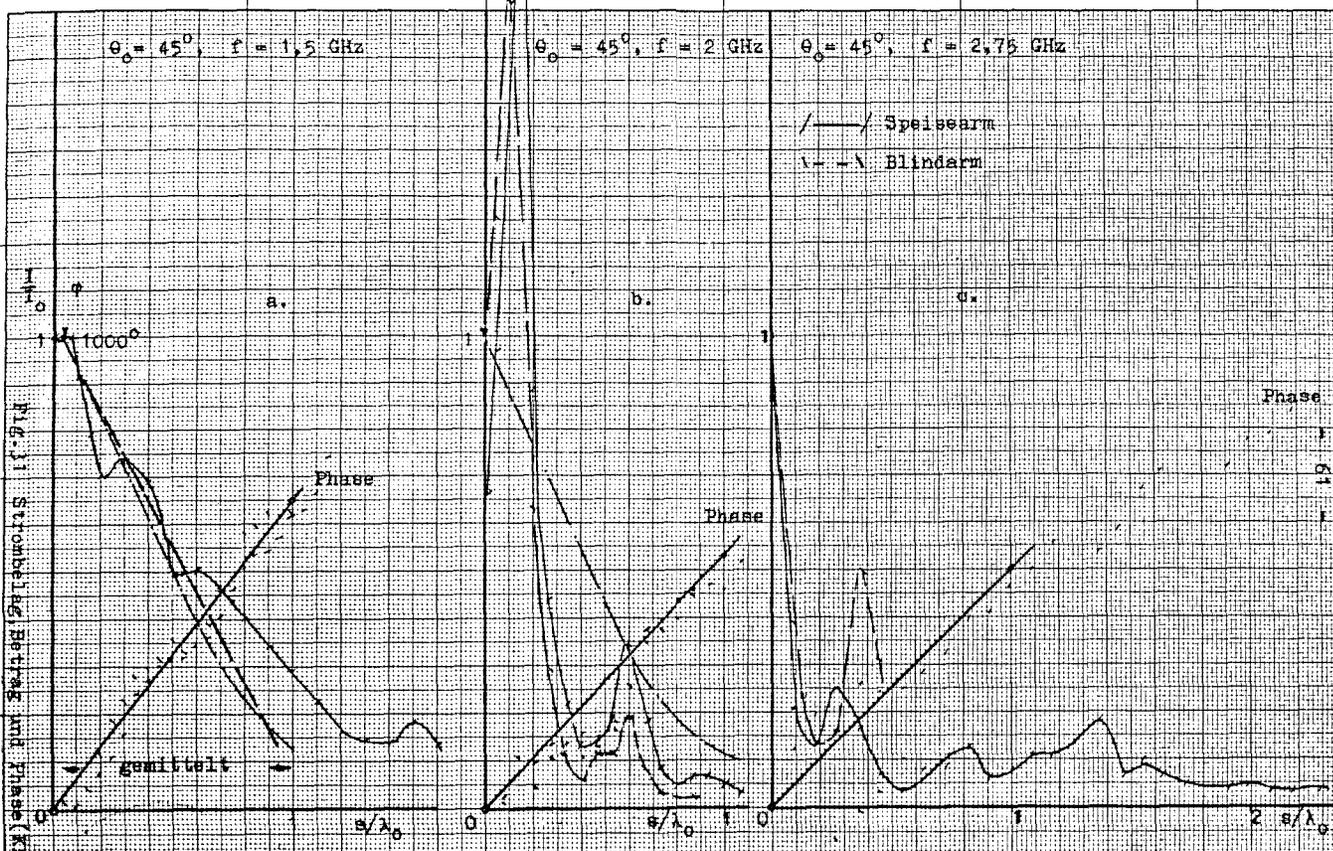


Fig. 11 Strahlverteilung, Betriebs- und Phase (KIS)

(KIS)

bei jeweils die Antennenarme wechselweise überstrichen werden.

Für die Fernfeld-Berechnung benötigt CATHEY [7] die Strombelegung auf der Struktur und stützt seine Analyse auf eine von CHEO - RUMSEY - WELCH [64, 65] für den zwei- und mehrarmigen Flachtyp vorgeschlagene Theorie, wobei er lediglich den Flachtypparameter a (siehe (1-9)) durch Multiplikation mit $\sin \theta_0$ " auf den Kegeltyp transformiert ". Dabei beachtet er nicht, daß beim Kegelmanteltyp der Punkt von s_z nicht mehr mit dem Koordinatenursprung zusammenfällt, was noch gezeigt wird. Die von ihm vorgeschlagene Abfallrate des Strombelags könnte dagegen sinnvoll sein, da sie α , θ_0 und f als Parameter enthält.

Wie aus den Fig.27a, 30, 31c zu ersehen ist, beginnt die relative Strombelegung - von der Welligkeit abgesehen - mit einem konstanten Stück. Je nach Größe der auftretenden " Sperrimpedanz " (Abschnitt 5.2) wird die auf diesem Einspeisungsbereich festgestellte Welligkeit sich noch steigern (Fig.24a, 25, 26, 28, 29, 31b). Bei einem Öffnungswinkel von $\theta_0 = 3^\circ$ ist die Welligkeit besonders hoch. Zukünftige Betrachtungen sollen sich daher auf solche von etwa $\theta_0 \geq 5^\circ$ beziehen.

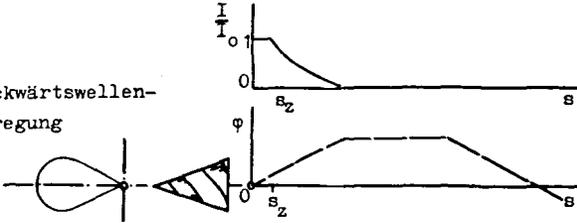
Es ist jedenfalls auch bei anderen logarithmisch-periodischen Antennen nachgewiesen [22,24] , daß die Einspeisungszone, in der kaum Abstrahlung auftritt, an einer solchen von sprunghaft wachsender Strahlungsdämpfung - der Strahlungszone - endet; dies kann aber nur bei Sondierung in $0,02 \lambda_0$ Abstand von der Struktur nachgewiesen werden. Mit fortschreitender Strahlungszonenlänge nimmt die Strahlungsdämpfung ab, sodaß sie an der Übergangsstelle zur Speisezone hin maximal sein muß; daher sei diese Stelle als Strahlungszonenzentrum (s_z) bezeichnet.

Mit wachsendem α , d.h. mit geringer werdender räumlicher Steigung, wächst auch die Abfallrate, also die Strahlungsdämpfung am Anfang. Diese Erscheinung ist zur optimalen Wahl der Steigung bei zweiarmigen Wendelantennen analog [66] .

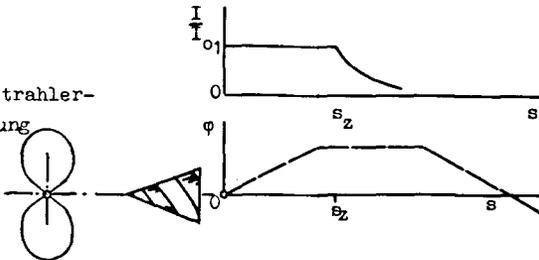
Besonderes Interesse galt der Abhängigkeit von s_z bezüglich des Kegelöffnungswinkels. Hierzu kann auf die Theorie zurückgegriffen werden.

Es könnte vermutet werden, daß das Streuersignal beim rückwärtigen Durchlaufen der Strahlungszone so gedämpft wird, daß eine

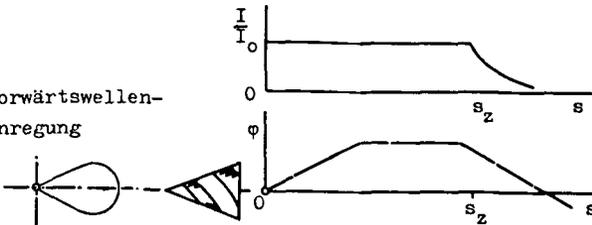
a. Rückwärtswellen-
Anregung



b. Rundstrahler-
Anregung



c. Vorwärtswellen-
Anregung



— Betrag
- - - Phase

ITE
TH Aachen

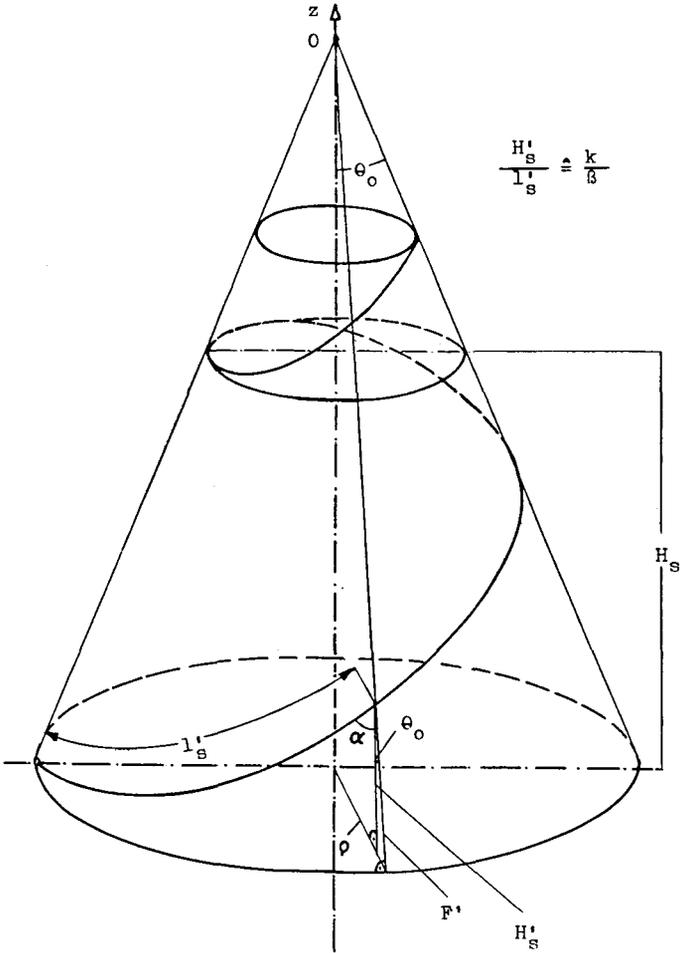
Fig.32 Die Ortsabhängigkeit der Strahlungszone und ihre Wirkung auf die Abstrahlung
(Drei Fälle : a.Rückwärts- b.Quer-
c.Vorwärtswellen-Strahler)

zu niedrige Amplitudenanzeige erfolgt; beim Einspeisen vom Kegelfuß her zeigten sich aber mit der Armlänge wachsende Welligkeitsmaxima, die darauf hinweisen, daß die reflektierte, also von der Antennenspitze bis zum Fuß hin laufende, nicht aber die so eingespeiste Welle zum Teil abgestrahlt wird. Es läßt sich theoretisch nachweisen, daß ein Strahlungszonenzentrum noch unterhalb einer solchen Einspeisungsstelle liegt. Genauere quantitative Untersuchungen über den Betrag der sehr geringen Dämpfung der zur Kegelspitze rücklaufenden Welle stehen noch aus.

4.1.1 k- β - oder BRILLOUIN-Diagramm

Zunächst sei auf mögliche, abhängig von der Frequenz sich auf der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne einstellende Phasenprogressionen eingegangen, die die jeweilige Form der Strahlungscharakteristik bestimmen. Wie aus Fig.32 leicht zu ersehen ist, variiert sowohl der s_z -Punkt wie auch die Phase vom ansteigenden Teil über ein konstantes "Phasendach" zum abfallenden Teil; letzterer läßt sich nur durch starkes Absenken des Winkels α erreichen und ist im allgemeinen kaum erwünscht. Man erkennt, daß die Lage der Strahlungszone (abfallender Amplitudenteil) bezüglich der angebotenen Phaseinstellung bestimmt, ob Rückwärtswellen-, Rundstrahler- oder Vorwärtswellen-Anregung auftritt. Dies kann auch mit Hilfe des theoretischen Ansatzes des BRILLOUIN-Diagramms (Fig.34) erläutert werden. Dieses k- β -Diagramm ist die Darstellung der Phasenprogression β auf der Strukturachse in Abhängigkeit von der Phasenprogression k längs der Arme. Nach KLOCK [68] hat es außerdem die Bedeutung einer Eigenfunktion der auf Wendelkoordinaten transformierten MAXWELLSchen Differentialgleichungen [67] und gibt eine Aussage über die möglichen Wellentypen auf einer Bifilarwendel. Bedingung für die Gültigkeit dieser Betrachtung ist ein nicht zu großes θ_0 , da die Abweichung zwischen der Länge einer einfach-periodischen Struktur [69], einer Wendel, gegenüber der Spiralarmlängung (logarithmisch-periodische Struktur) bei $\theta_0 = 10^\circ$ beispielsweise bereits etwa 1,5 % beträgt.

Wie in Fig.33 dargestellt, läßt sich aus der Geometrie der die Welle führenden Spiralarmlängungsmittellinie (" α -Richtung") in Bezug auf die Kegelsachsen- (z -) Richtung eine Beziehung für die



ITE
TH Aachen

Fig.33 Zur Erläuterung des k - R - oder BRILLOUIN-Diagramms

Fig. 34 BRILLOUIN- oder k-B-Diagramm

$\theta_0 = 10^\circ$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_p} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{k \cdot D}{\tan \alpha} = \frac{k \cdot \tan \theta_0 \cdot z}{\tan \alpha}$$

0,2

0,1

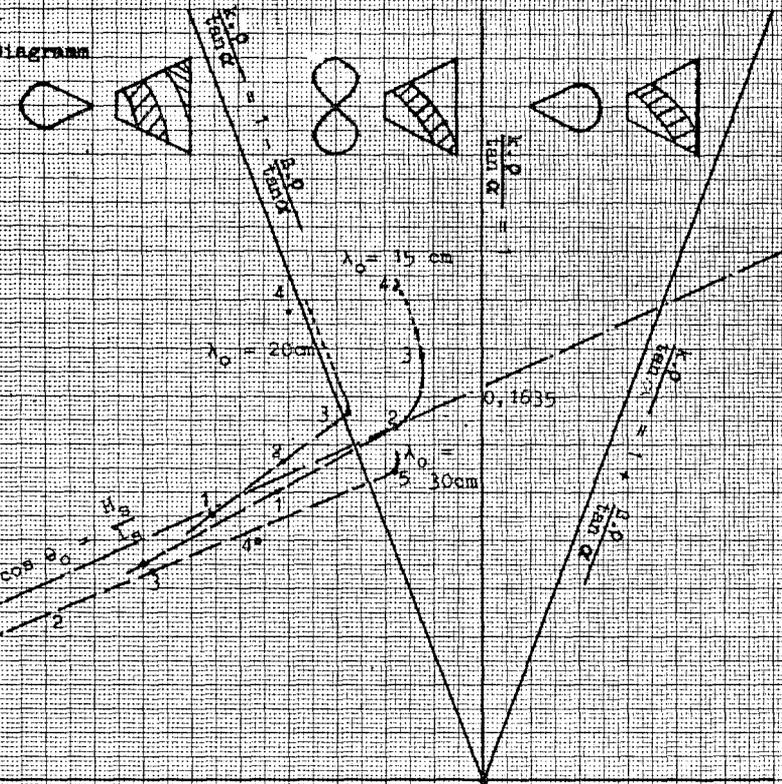
0

0

0,5

2π

$$\frac{B}{\lambda_p} = \frac{2\pi \cdot B}{\lambda_p} = \frac{B \cdot \tan \theta_0 \cdot z}{\tan \alpha}$$



Phasenkonstante in beiden Richtungen aufstellen.

Mit

$$F'/l'_s = \cos \alpha \quad (4-1)$$

und

$$H'_s/F' = \cos \theta_0 \quad (4-2)$$

wird

$$H'_s/l'_s = H_s/l_s = \cos \alpha \cdot \cos \theta_0 = k/\beta, \quad (4-3)$$

wobei β die Fortpflanzungskonstante in + z-Richtung (der Rückwärtswelle) und k diejenige in α -Richtung ist. Andererseits ergeben sich aus dem k - β -Diagramm analog zu den in Fig.32 gezeigten drei Hauptformen der Phasenprogression drei Bereiche, wobei hier interessierende der Rückwärtswellenausbreitung durch die in [5] abgeleitete Gerade

$$\frac{k \cdot \varphi_z}{\tan \alpha} = 1 - \frac{\beta \cdot \varphi_z}{\tan \alpha} \quad \text{oder} \quad \frac{k \cdot z \cdot \tan \theta_0}{\tan \alpha} = 1 - \frac{\beta \cdot z \cdot \tan \theta_0}{\tan \alpha} \quad (4-4)$$

abgegrenzt wird. Setzt man (4-3) in (4-4) ein, so folgt eine Beziehung für den Radius des Strahlungszonenzentrums senkrecht zur negativen z-Achse [5, 70]

$$\varphi_{z, geom.} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\lambda_0 \cdot \sin \alpha}{\cos \alpha + \frac{1}{\cos \theta_0}} \quad (4-5)$$

Wie man weiterhin aus dem k - β -Diagramm erkennt, wird mit wachsender Frequenz zunächst der Rückwärtswellen-, anschließend der Querstrahlen- und endlich der Vorwärtswellenbereich durchlaufen, wobei selbstverständlich beachtet werden muß, daß die aktive Zone gemäß Fig.32 durch Wahl der Spiralparameter eingestellt ist.

Im Gegensatz zu dieser " Theorie der Umfangsresonanz " (diese Bezeichnung wird für die Bedingung $D_{Spir.} = \pi/\lambda_0$ bei ARCHIMEDischen Spiraltypen analog verwendet) oder dem auf der reinen Geometrie beruhenden Ansatz hat sich eine andere Gesetzmäßigkeit folgender Form [71]

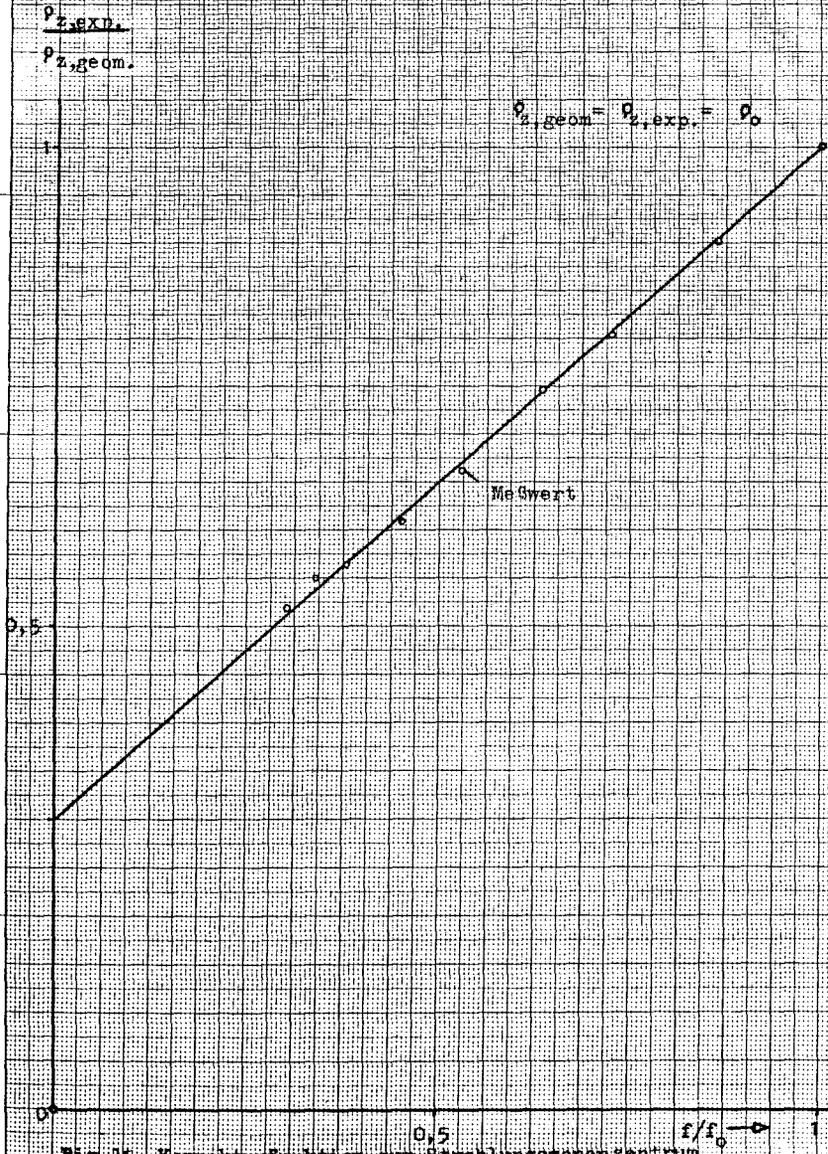


Fig. 35 Korrekturfunktion zum Strahlungszonezentrum

$$Q_{z, \text{exp.}} = 0,3 \cdot \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha + \frac{1}{\cos \theta_0}} + 0,7 \cdot Q_0 \quad (4-6)$$

ergeben, die damit zusammenhängt, daß man bisher bei logarithmisch-periodischen Antennen davon ausgehen konnte, daß Strahlungskopplung zwischen benachbarten (Dipol-) Elementen wohl in geringem Maße vorhanden ist [11, 72], aber zwischen Speiseleitungselement am Fuß des aktiven Strahlers und dazu benachbarten Strahlern vernachlässigbar ist. Dies trifft für die kegelförmige, logarithmische Spiralantenne nicht in dem Maße zu, denn sie stellt durch die Einspeisung über das Symmetrierglied (" Unendlich-Balun ") eine Kombination von Speiseleitungssystem und Strahlerelement in einer Struktur dar, wobei gerade die Richtwirkung dieser Antenne auf die Kopplung zwischen den Windungsstücken zurückzuführen ist.

Umgeschrieben auf die Armlänge wird (4-6)

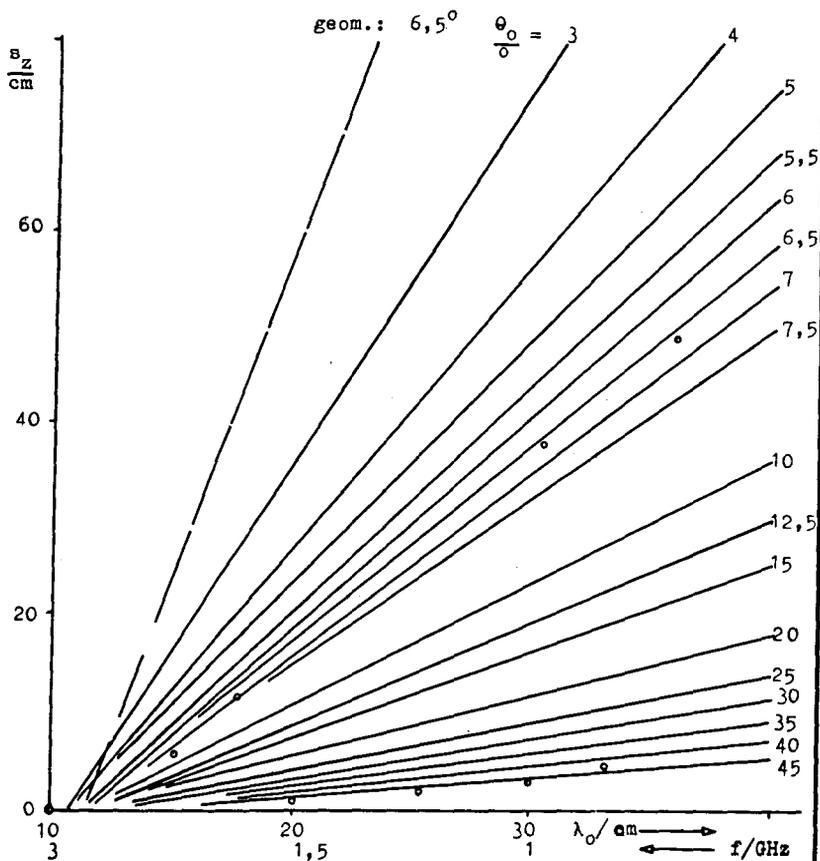
$$s_{z, \text{exp.}} = 0,3 \cdot \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \frac{1}{\cos \alpha \cdot \sin \theta_0} \cdot \left(\frac{\sin \alpha}{\cos \alpha + \frac{1}{\cos \theta_0}} - 2\pi \cdot Q_0 / \lambda_0 \right) \cdot \quad (4-7)$$

Sie enthält alle wichtigen in Fig.36 dargestellten Parameter.

Die zur Fernfeldintegration grundlegende Beziehung (4-6) (oder (4-7)) wurde durch Auftragen von $Q_{z, \text{exp.}} / Q_{z, \text{geom.}}$ über der relativen Frequenz f/f_0 gewonnen (Fig.35). Wenn die obere Grenzfrequenz f_0 einer kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne erreicht ist - also Umfangsresonanz am oberen Kegelstumpfe - so stimmt die Theorie aus der Geometrie mit dem experimentellen Ergebnis überein. Bei tieferen Frequenzen muß aber ein Korrekturfaktor f_k berücksichtigt werden, sodaß sich der in Fig.35 gezeigte Geradenverlauf ergibt, den die Meßwerte mit hoher Genauigkeit erfüllen (wenige ‰), die auch in den Fig.24 bis 31 mit einem auf der Spitze stehenden Dreieck markiert sind. Der Faktor läßt sich schreiben (Fig.35)

$$f_k = (1 + 0,7 \cdot ((f/f_0) - 1)) = (1 + 0,7 \cdot ((\lambda_0/\lambda) - 1)), \quad (4-8)$$

$$B_{z, \text{korr.}} = \frac{0,3}{\sin \theta_0 \cdot \cos \alpha} \cdot \left(\frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \frac{\sin \alpha}{\cos \theta_0 - \cos \alpha} - \vartheta_0 \right)$$



**ITE
TH Aachen**

Fig.36 Korrigiertes, frequenzabhängiges Strahlungszonen-Zentrum in Abhängigkeit vom Kegelöffnungswinkel (Parameter θ_0)

womit der Zusammenhang

$$Q_{z,exp.} = f_k \cdot Q_{z,geom.} \quad (4-9)$$

gegeben ist, der auch in [73] bei Auswerten von Ergebnissen von MC CLELLAND [63] bestätigt wurde, also auch für den Rohrtyp der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne erfüllt ist.

Die von (4-7) beschriebenen Zusammenhänge sind für wichtige Parameter in Fig.36 dargestellt. Eine nach der bisherigen Theorie der Umfangsresonanz angenommene Gerade für den Zusammenhang zwischen Strahlungszonenzentrum und Betriebsfrequenz ist für den vorliegenden Fall von $\theta_0 = 6,5^\circ$ gestrichelt eingetragen. Die Bedeutung der Korrektur ist klar erkennbar; die entsprechende durchgezogene Gerade für $\theta_0 = 6,5^\circ$ zeigt wenig Abweichung von den Meßwertpunkten.

4.1.2 Strahlungsdämpfung in der Strahlungszone (aktive Zone)

Es wurde experimentell bestätigt, daß die Strahlungsdämpfung - Abfall der Strombelagskurve - bei einem $\delta = 90^\circ$ optimal wird und der Strombelag nach einer Exponentialfunktion verlaufen soll [5]. Sowohl CATHEY [7] als auch die hier vorliegenden Messungen weisen aber auf einen linearen Zusammenhang hin, der dadurch erklärt werden kann, daß in der oberen Kegelstumpfzone der " Foliencharakter " der Antenne durch Anwesenheit des Symmetrier-Kabels stärker gestört ist (hier ist $\delta \approx 1^\circ$) als im weiteren Verlauf des Arms, sodaß ähnliche Verhältnisse wie für einen schwächer strahlungsbedämpften Rohrtyp bestehen, für den linearer Abfall [63, Fig.21] des Strombelags nachgewiesen wurde.

In Anlehnung an [65] ist es möglich, zur Fernfeld-Integration eine Belags-Approximationsfunktion zu verwenden, die einen Summenansatz, aus einem quasilinearen (" steilen ") Exponentialglied, einem für das Abbiegen verantwortliches Parabel-Hyperbelglied und einem für asymptotisch endenden Verlauf wichtiges lineares Glied darstellt (Ansätze mit Exponential-Produkten oder ganzen rationalen Funktionen führten auf zu große Abweichungen oder Gleichungssysteme mit fünf Unbekannten) [73]

$$IBET = \frac{I}{I_0} = e^{-(2,4 \cdot ks/g(a))} - \frac{1}{h(a)(k \cdot s)^2 + k(a) \cdot \frac{1}{(k \cdot s)^2}} + \frac{k \cdot s}{I(a)} \quad (4-10)$$

Die im FORTRAN-Programm übliche Schreibweise (IBET) bezieht sich natürlich auf eine auf den Anfangswert I_0 sinnvoll normierte Betragsfunktion, die mit ihren Konstanten folgendermaßen geschrieben wird, wobei $H = H(a)$ und $B = B(a)$ ist,

$$IBET = e^{-(2,4 \cdot x/E)} - \frac{1}{\frac{1}{G} \cdot x \frac{BB}{BB} + C \cdot \frac{1}{x \frac{HH}{HH}}} + \frac{x}{D} \quad , \quad (4-11)$$

wobei

$$E = 31,28 \cdot A^2 - 40,5 \cdot A + 17,73 \quad (4-12)$$

$$G = 225,2 \cdot A^2 - 238,8 \cdot A + 64,73 \quad (4-13)$$

$$C = 1583,3 \cdot A^2 - 2055 \cdot A + 719,7 \quad (4-14)$$

$$D = -0,00283 \cdot A^2 + 1,28 \cdot A + 2,067 \quad (4-15)$$

$$A = \frac{\sin \theta_0}{\tan \alpha} \quad (4-16)$$

$$x = k. (s - s_z) \quad (4-17)$$

$$BB = 0,877.A^2 - 0,276.A + 1,798 \quad (4-18)$$

$$HH = -1,466.A^2 + 1,28.A + 2,046 \quad (4-19)$$

Abweichend vom Wert 2 mußten BB und HH entsprechend (4-18) und (4-19) gewählt werden. Während CHEOs Lösung bei - 24dB abbricht, läuft diese bis - 27dB, wonach sie leicht anhebt, was aber vom Rechner als Funktionsende abgefragt wird. Die Funktion (4-17) ist ebenfalls nur die Programmierung vorbereitet und läßt die Funktion (4-11) durch Abfragen erst nach s_z beginnen. Davor gilt

$$IBET = 1.0 \quad \text{in} \quad s_0 < s < s_z . \quad (4-20)$$

Der nach (4-11) auf dem Großrechner CD 6400 des Rechenzentrums der RWTH Aachen simulierte Verlauf ist in den Fig.24 bis 31 im wichtigen linearen Teil strichpunktiert eingetragen und zeigt bei den z.T. stark schwankenden Meßwerten, die nach einem Steigungsspiegel und einer arithmetischen Mittelung (Transformation der Geraden) ermittelt wurden (gestrichelte Geraden), vor allem bei $\theta_0 = 45^\circ$ nur Abweichungen von nur wenigen Prozent [71] . Es zeigte sich hierbei, daß es fast unmöglich ist, eine mittlere Simulationssteigung zu finden, die allen Meßdaten gerecht wird (z.B. Fig.27a; Abweichung von $s_{z, \text{exper}}$ 19 %). Fig.36 zeigt die $s_{z, \text{exper}}$ -Werte mit einigen Meßwerten (zum Vergleich). Mögliche Meßfehler wurden bereits im Abschnitt 3.2.1 (Fig.23) besprochen. Bei starker Welligkeit s wurde die Bezugslinie zur I-Normierung auf das arithmetische Mittel zwischen erstem Maximum und Minimum von I festgelegt.

4.2 Messung des Phasenbelags

Bei Phasenmessungen mit Mikrowellenbrücken (Fig.18) ist stets auf eine ausreichende Langzeit-Frequenzkonstanz zu achten, die im vorliegenden Fall durch folgende Verhältnisse gewährleistet war: nach einer Stunde Einlaufen wies der Meßsender (SLRD) eine Frequenzkonstanz von $5 \cdot 10^{-2}$ % auf bei einer relativen Einstellgenauigkeit von 2 % nach der Skala, die aber durch Frequenz-

messer um den Faktor 1000 erhöht werden konnte. Außerdem wurde die am Meßstand auf dem flachen Dach des Instituts für Technische Elektronik erforderliche Hochfrequenzleistung über ein 30 m langes Koaxialkabel vom Antennenmeßraum zugeführt, in dem der Meßsender temperaturkonstant aufgestellt war. Dadurch sinkt die Frequenzabweichung durch Temperaturlaufen bei einer Meßreihe (ein Antennenarm) von etwa 30 Min. Dauer noch unter den genannten Wert. Ähnliches gilt für den im Freien stehenden Oszillographen, dessen durch Temperaturdrift hervorgerufene Nullpunktinkonstanz nach jeder Messung durch einen Blick auf das Bezugssignal überprüft werden konnte.

Außerdem mußten am Meßsender nachweisbare Oberwellen durch entsprechende Tiefpässe eliminiert werden.

Die erhaltenen Phasendaten wurden so ausgewertet, daß der erste einer jeden Meßreihe null gesetzt wurde und alle weiteren sich auf ihren vorhergehenden beziehend additiv fortsetzten [74]. Die dabei entstehende Phasensumme (Endwert) besitzt demzufolge einen aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz [75] folgenden Fehler von 2,24 % , wenn ein maximaler, relativer Einzelfehler von 5 % zugrunde liegt (Abschnitt 3.2.2). Für verschiedene θ_0 wurde die Phasenprogression sowohl über den Speise- (/———/) wie auch über den Blindarm (\-----\) gemessen und in den Fig.24 bis 31 als relative Phasenbeläge dargestellt, die gute Übereinstimmung zeigen, was auf Symmetrie schließen läßt. Um die Steigung m_φ und daraus die relative Phasengeschwindigkeit

$$p_s = v_p / c \quad (4-21)$$

nach

$$m_\varphi = 1/p_s \quad (4-22)$$

zu bestimmen, wurden nach einer graphischen Ausgleichsmethode [76] gefundene Geraden in die entsprechenden Diagramme eingezeichnet (der Ordinatenpunkt bei $s/\lambda_0 = 1$ ist in Fig.24 bis 31 durch einen Nullkreis bezeichnet). Die danach erhaltenen p_s -Werte sind in Fig.37 über dem Kegelöffnungswinkel dargestellt, wobei die Betriebsfrequenz als Parameter erscheint.

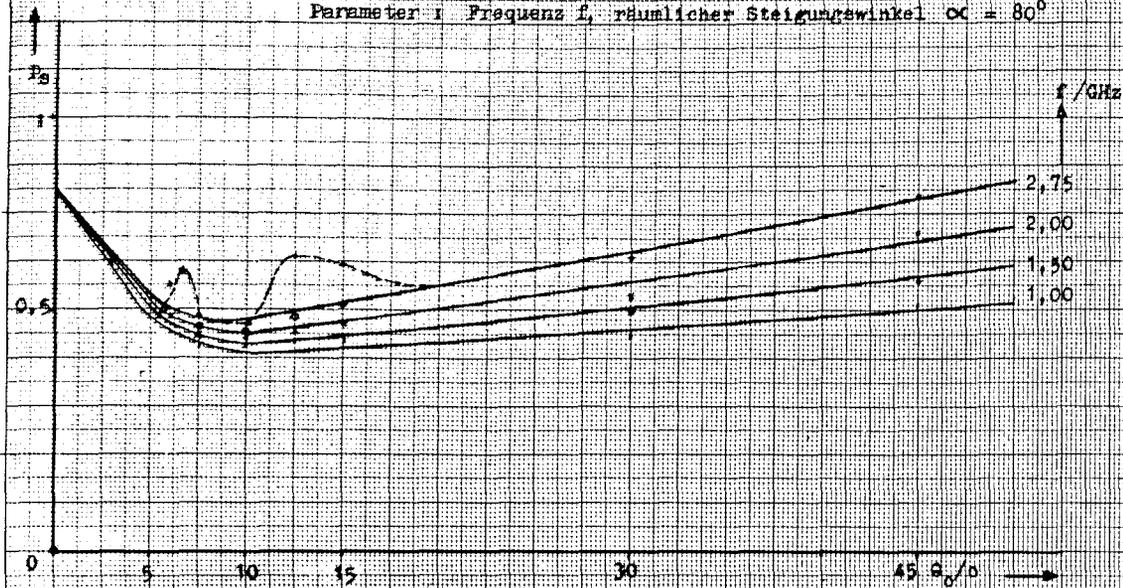
p_s läßt sich schreiben

$$\text{in } 0^\circ < \theta_0 < 5^\circ : p_s = - (0,0308 - 0,0032 \cdot f) \cdot \theta_0 + 0,747 \quad (4-23)$$

$$\text{in } 10^\circ < \theta_0 < 45^\circ : p_s = - 219 / (f \cdot \theta_0 - 535) . \quad (4-24)$$

Fig. 37 Relative Phasengeschwindigkeit $v_p = c/v$ (Kegelöffnungswinkel θ_0)

Parameter: Frequenz f , räumlicher Steigungswinkel $\alpha = 80^\circ$



Beim Literaturstudium stößt man auf die Feststellung [77], daß eine geschlossene Theorie der Phasenprogression für Schmal- oder Breitbandlängsstrahler derzeit noch nicht besteht.

Es lassen sich also zwei lineare Bereiche finden, wobei im Bereich $15^\circ < \theta_0 < 45^\circ$ eindeutig mit der Approximation übereinstimmende Werte auftreten, während im anderen starke Streuungen die Aussagekraft dieses Falls einschränken. Andererseits ist die zweiarmige Wendelantenne als Spezialfall der kegelförmigen, logarithmischen Spiralanterie mit $\theta_0 = 0^\circ$ zu betrachten, und deren relative Phasengeschwindigkeit p kann nach KRAUS [66, S. 189] für Rückwärtswellenanregung $\alpha = 80^\circ$ und Axialstrahlung leicht zu

$$P_{Kr.} = 1 / (1 + \cos \alpha + (1/C_\lambda). \sin \alpha)$$

mit
$$C_\lambda = \sin \alpha / (1 + \cos \alpha) \quad (4-25)$$

$$P_{Kr.} = 1 / (1 + 2 \cdot \cos \alpha) = 0,747 \quad (4-26)$$

angegeben werden (wobei $\alpha_{Kr.} = 90 - \alpha$ ist), d.h. das Kurvenbüschel der p_s -Funktion besitzt hier seinen gemeinsamen Büschelpunkt. Auf den ersten Blick scheint es, als sei die Wendelantenne durch diesen festen Punkt (4-26) der frequenzunabhängigste Typ. Dies trifft nicht zu, da das C_λ frequenzabhängig gewählt werden muß, d.h. hier würde ρ_0 beziehungsweise ρ_z sinngemäß variiert werden müssen.

Der Verlauf der Funktion der relativen Phasengeschwindigkeit p_s über der Variablen θ_0 mit dem Parameter f läßt sich folgendermaßen schreiben

$$p_s = 0,327 \cdot e^{-a \cdot \theta_0} + b \cdot \theta_0 + p_s', \quad (4-27)$$

wobei $a' = 0,31$, $p_s' = 0,42$ und b' nach der angegebenen Tabelle abhängig von der Frequenz variiert.

f/GHz	1,00	1,50	2,00	2,75
b'	0,00168	0,00312	0,0046	0,0069

Gegenüber den gemessenen weisen die approximierten Verläufe einen maximalen Fehler von 4 % auf.

Es läßt sich aus dem Verlauf der p_s -Kurven erkennen, daß im Bereich des Kurvenscheitels $5^\circ < \theta_0 < 10^\circ$ nur geringe p_s -Variation auch bei f -Variation auftritt, was auf ein breitbandiges Verhalten der Antenne hinweist. Dieses etwas über 0,4 liegende p_s tritt, wie aus Fig.24 bis 31 zu ersehen ist, bereits sofort am oberen Kegelstumpfe (Beginn der Antenne) auf; in Fig.26 und Fig.27b ist auch ein Anfang des " Phasendachs " erkennbar. Die in $10^\circ < \theta_0 < 45^\circ$ für p_s bestehende umgekehrte Proportionalität des Produkts $\theta_0 \cdot f$ erscheint weniger günstig für Breitbandbetrieb; sie ist für Frequenzen unterhalb 1 GHz nicht mehr gültig, wenn man die vorliegende Konfiguration zugrunde legt.

Es sei abschließend darauf hingewiesen, daß das für den Rohrtyp nach [63] geltende frequenzunabhängige $p_s \approx 1$ nach Fig.37 auf Folientypen nicht angewandt werden kann.

5. Strahlungszone oder aktive Zone

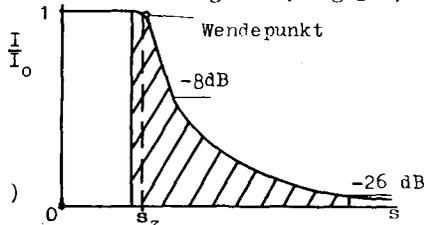
5.1 Vorschlag einer Definition (für die kegelförmige, logarithmische Spiralantenne)

Die in Abschnitt 2. genannten recht divergierenden Vorstellungen von der Strahlungszone seien nun nach der in Abschnitt 4. ausgeführten Interpretation experimenteller Ergebnisse für die kegelförmige, logarithmische Spiralantenne einengend zu einer neuen sinnvollen Festlegung geführt.

a. Der Beginn der Strahlungszone liegt an der Stelle in der Strombelagsfunktion, an der durch leichte Krümmung nach unten Strahlungsdämpfung meßbar wird; da die Phasenprogression hier voreilend eingestellt ist, setzt dort die Rückwärtswellen-Strahlung ein.

b. Danach tritt eine geringe umgekehrte Krümmung in dem Bereich des relativ steilen linearen Abfalls auf. An diesem Wendepunkt, dem größten Gradienten der Strahlungsdämpfung, liegt das Strahlungszonenzentrum (s_z), dessen Lage durch (4-7) hinlänglich beschrieben wurde. Diese Strahlungsdämpfung bleibt in jenem Bereich der aktiven Zone bis -8dB konstant (konstante Steigung von IBET). Danach tritt die erwähnte hyperbolische Krümmung auf (Fig.38).

Fig.38
Strahlungszone der
kegelförmigen, logarithmischen
Spiralantenne (KLS)



c. Das Ende der Strahlungszone setzen viele Autoren - weil es sich in der Fachliteratur so eingebürgert hat [78] - bei einem Abfall auf -20dB fest. Legt man das Ende für die kegelförmige, logarithmische Spiralantenne jedoch auf -26dB, was einem $s/\lambda_0 = 2,5$ entspricht, so ist weder eine Beeinflussung der Eingangsimpedanz noch der Belegung durch Reflexion (Endeffekt) zu befürchten und bei Fernfeld-Integrationen sind keine Verfälschungen zu erwarten [79]. Die vor der Strahlungszone bei allen logarithmisch-periodischen Antennen liegende " Einspeisungszone " strahlt selbst nur vernachlässigbar gering und ist bei der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne höher mit der aktiven Zone strahlungsverkoppelt als bei LP-Strahlern mit diskreten Elementen.

5.2 Sperrimpedanz

Wie in Abschnitt 1.2.1 erwähnt, wird die vorliegende Antenne über ein " Symmetrierglied " gespeist, d.h. der 50- Ω -Miniaturkoaxialleitung wird am Ende nach der kleinen Auskoppelschleife eine Fußpunktimpedanz des selbstkomplementär ($\delta = 90^\circ$) ausgelegten, längs seiner Achse gestörten Flächendipols angeboten. Die Störung durch die aufgelöteten Kabelstückchen des Speise- und Blindarmes der Antenne bewirkt ein Absenken der Fußpunktimpedanz von der des ungestörten Flächendipols ($Z_p = 188,5 \Omega$ [12]) auf einen mittleren Wert von etwa $Z_m = 130 \Omega$. Die in den Fig.24, 25, 26, 27b, 28, 29 und 31, sowie Fig.39 gezeigten Welligkeiten, die alle in der Größenordnung $s = 3$ liegen, weisen jedoch auf eine andere Inhomogenität hin, die sich auf Sondierung längs der geometrischen Antennenarmmitte beziehen. Auf Grund von Fig.39 muß z.B. diese Inhomogenität, die für die Wellenausbreitung eine Art Sperrimpedanz darstellt, durch $s = 2,87$ mit Z_m in der Größenordnung von $373,4 \Omega$ liegen, die etwa mit dem Freiraumwellenwiderstand übereinstimmt.

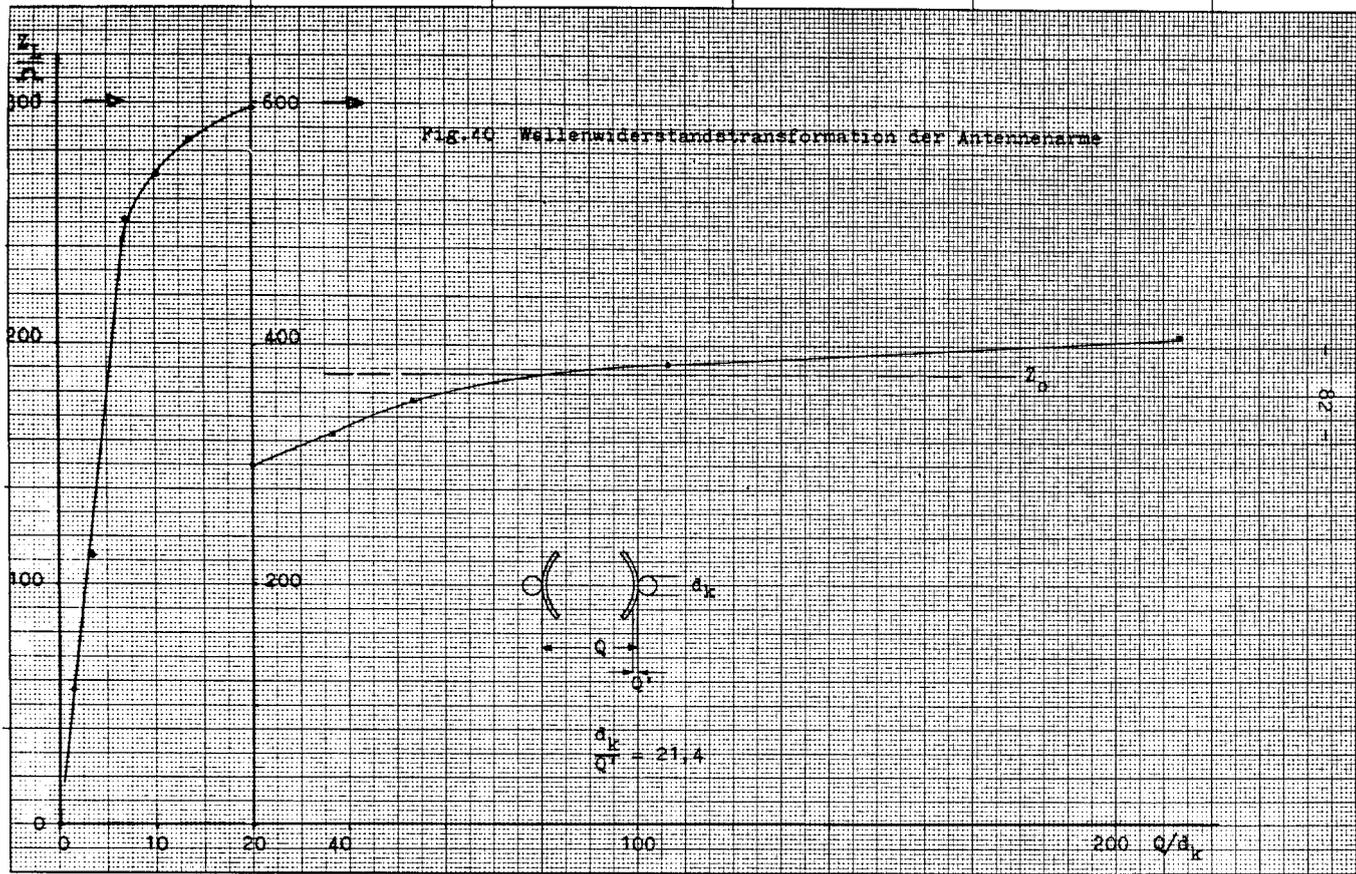
Die mit dieser Welligkeit behaftete, sich erweiternde Leitung, die aus den beiden Antennenarmen (entsprechend einer Paralleldrathleitung) besteht und an deren Ende der Freiraumwellenwiderstand als Last angeschlossen ist, ist jedoch zu kurz ausgeführt. Daß die sich erweiternden Armfolien eine solche Wellenwiderstandstransformation herbeiführen, ist auch aus Fig.40 zu erkennen, die eine nach folgender Theorie ermittelte Kurve enthält: Der Schnitt quer durch zwei Spiralarme der vorliegenden Form bildet, im Sinne der konformen Abbildung betrachtet, ein zweifach zusammenhängendes Gebiet ohne isolierte Randpunkte. Bestimmte Klassen solcher Gebiete, die durch ihren Modul, die " konforme Invariante ", festgelegt sind, lassen sich auf ein Kreisringgebiet mit bestimmtem Radienverhältnis konform abbilden. Andererseits kann ein zweifach zusammenhängendes Gebiet durch den Kunstgriff - der hier ebenfalls angewandt wurde [80] - eines geeignet gelegten Schnittes in ein einfach zusammenhängendes umgewandelt werden, wobei der Modul erhalten bleiben muß.

Es ist weiterhin erwiesen, daß Kapazitätsbelag und Wellenwiderstand von Leitungen bei konformer Abbildung der Leiterquerschnitte invariant bleiben [81], was hier ausgenutzt wurde. Dabei wurde die nicht immer zulässige Einschränkung ebener Wellenfelder (TEM) längs der Leitung vorausgesetzt. Die punktweise konforme Abbil-

dung des komplizierten Doppelquerschnitts auf einen bezüglich des C-Werts geläufigen idealen Plattenkondensator wurde mittels eines komplexen Integralgleichungssystems [82] vorgenommen, das auf ein lineares Gleichungssystem zurückgeführt werden konnte. Die numerische Lösung obigen Problems besorgte der entsprechend programmierte Großrechner CD 6400 des " Rechenzentrums der RWTH Aachen ", wobei die Methode von GAUSZ mit mehrfachem Pivotalisieren und vierfacher Iteration Anwendung fand [83] . Die so erhaltenen Werte ($Z_L = 352 \Omega$ bei $Q/d_k = 58$) in Fig.40 bestätigen trotz gewisser Abweichungen die Annahme der Sperrimpedanz; hierbei ist Q der Folienabstand und d_k der Außendurchmesser des Koaxialkabel-Außenleiters.

Durch die Berücksichtigung der für ebene, kombinierte Schlitz-Folien-Strahler möglichen Selbstkomplementarität war der zweifache Ordinatenmaßstab in Fig.40 nicht zu umgehen.

Aus dieser Wellenwiderstandsbetrachtung ist also deutlich erkennbar, daß das Breitbandverhalten der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne nicht allein nur aus der " Selbstkomplementarität ", sondern auch aus der günstigen - aber nicht unbedingt optimalen - Wellenwiderstandstransformation ihrer Arme erklärbar wird.



6. Fernfeld-Integration

Üblicherweise erhält man die Strahlungsintensität im Fernfeld-Aufpunkt einer Antenne durch Integration über die komplexe, relative Strombelagsfunktion und die geometrische Anordnung der Antennenstruktur bezüglich eines Koordinatenursprungs.

Im vorliegenden Falle wird zu dieser Integration eine Formel verwendet (6-24), die auf KING zurückgeht [83] und deren prinzipielle Herleitung im Folgenden kurz gestreift sei.

Geht man davon aus, daß von einer bewegten Ladung Potentialwellen, also solche mit skalarem (Φ') und vektoriellem (\vec{A}) Potential, erregt werden, so kann die Wellengleichung allgemein geschrieben werden

$$\nabla^2 \Phi' + k^2 \Phi' = - \frac{\rho_{\Phi}}{\epsilon_0} \quad (6-1)$$

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = - \mu_0 \cdot \overline{\rho_m \cdot \vec{v}} \quad (6-2)$$

Der Einfachheit halber betrachte man zunächst nur (6-1), deren skalare " Punktfunktion " in Kugelkoordinaten nach Variablenseparation nur für die R-Variable geschrieben werden kann (partikuläre Gleichung)

$$\frac{d^2 (R \cdot V)}{dR^2} + k^2 (R \cdot V) = 0 \quad , \quad (6-3)$$

die mit der skalaren GREENSchen Funktion

$$v = \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (6-4)$$

bei Stetigkeit der ersten und zweiten Ableitung im Integrationsvolumen V_i auf das erste GREENSche symmetrische Theorem führt

$$\int_{V_i} (\Phi' \cdot \nabla^2 v - v \nabla^2 \Phi') dV' = \oint_{F_i} (\Phi' \cdot \frac{\partial v}{\partial n'} - v \cdot \frac{\partial \Phi'}{\partial n'}) df \quad (6-5)$$

Mit Einsetzen von (6-2) oder (6-1) in (6-5) und bei Annahme von Raum-, Oberflächen und freien Ladungen erhält man nach Umformungen

$\overline{\rho_m \cdot \vec{v}}$	mit \vec{v} bewegte Ladung
ρ_{Φ}	statische Ladung
$V \cdot R$	Potentialansatz für R-Variable

$$\Phi' = \frac{1}{4\pi(\epsilon - \frac{j \cdot \sigma \cdot R}{\omega})} \cdot \left(\int_{V_i} \frac{\rho_{\Phi}}{R} \cdot e^{-jkR} dV + \int_{F_P} \frac{\vec{n}'}{R} \cdot e^{-jkR} df \right) + \frac{1}{4\pi} \int_{F_O} \left(\left(R \cdot \frac{\partial \Phi'}{\partial n'} + jk\Phi' \cdot \frac{\partial R}{\partial n'} \right) + \Phi' \cdot \frac{\partial R}{\partial n'} \right) \frac{e^{-jkR}}{R^2} \cdot df, \quad (6-6)$$

wobei F_n eine den Nahbereich umhüllende, kleine Kugel und \vec{n}' ein von den Oberflächenladungen zum Koordinatenursprung zeigender Einheitsvektor ist. Analog wird

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\int_{V_i} \frac{\rho_m \cdot \vec{v}_p}{R} \cdot e^{-jkR} dV + \int_{F_P} \frac{\vec{n}' \cdot \vec{v}_p}{R} \cdot e^{-jkR} df \right) + \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{F_O} \left(R \cdot \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial n'} + jk\vec{A} \cdot \frac{\partial R}{\partial n'} \right) + \vec{A} \cdot \frac{\partial R}{\partial n'} \right) \frac{e^{-jkR}}{R^2} \cdot df, \quad (6-7)$$

worin \vec{v}_p die Geschwindigkeit der (periodisch) bewegten Ladung ist, wobei

$$\lim_{R_0 \rightarrow \infty} \int_{F_O} \Phi' \cdot df = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{-jk}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{F_O} e^{-jkR} \left(\int_S \rho_{\Phi} \cdot e^{-jkR} dS + \int_S \vec{n}' \cdot e^{-jkR} dS \right) = 0, \quad (6-8)$$

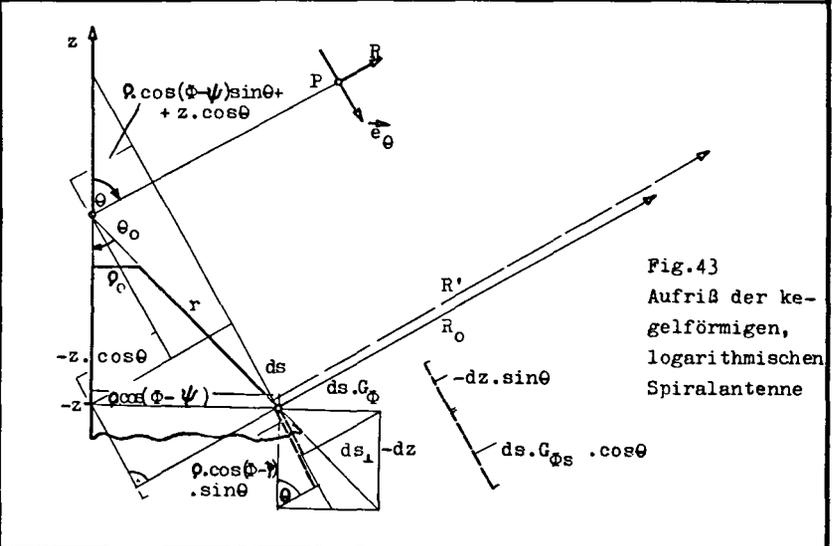
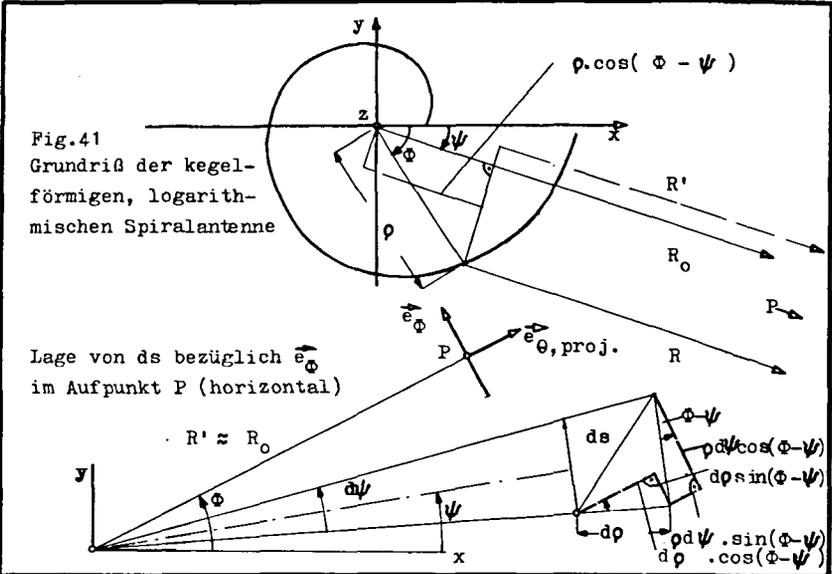
also auch bei entsprechender Wahl von F_O , der " Strahlungsbedingung " (wegen $e^{-2\alpha \cdot R} \rightarrow 0$) für skalares und Vektorpotential in Form einer Plausibilitätsbetrachtung entspricht.

Für den quasistationären (Strombelag) Fall läßt sich bei der Unmöglichkeit von " Eigenschwingungen des umgebenden Systems " Φ' als HELMHOLTZ-Integral schreiben

$$\Phi' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-h}^{+h} \frac{e^{-jkR}}{R} \cdot \left(\int_S \rho_{\Phi} \cdot dS + \int_s \vec{n}' \cdot ds \right) \cdot dz, \quad (6-9)$$

wobei für Kreisquerschnitte $S = a^2 \cdot \pi$; $s = 2\pi \cdot a$ ist; das Vektorpotential wird

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-h}^{+h} \frac{e^{-jkR}}{R} \left(\int_S \rho_m \cdot \vec{v}_p \cdot dS + \int_s \vec{n}' \cdot \vec{v}_p \cdot ds \right) \cdot dz. \quad (6-10)$$



ITE
TH Aachen

Fig. 41 Grundriß der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne

Fig. 43 Aufriß der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne

Aus Fig.41 folgt

$$R \gg h \quad (6-11)$$

$$k \cdot R \gg 1 \quad (6-12)$$

$$R \gg \lambda_0 / 2\pi \quad (6-13)$$

$$R \approx R_0 - (\vec{R}_0 \cdot \vec{s}) \quad (6-14)$$

Somit kann (6-9) für eine allgemeine s-Achse umgeschrieben werden

$$\vec{E}_s = \frac{jk}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \int_{-h}^{+h} (\vec{e}_{R_0} \cdot q - \frac{\vec{s} \cdot \underline{I}_s}{c}) \cdot e^{-jk(\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{s})} \cdot ds \quad (6-15)$$

Aus den MAXWELL-Differentialgleichungen läßt sich nun für \vec{E} ableiten

$$\vec{E} = -(\nabla \cdot \Phi') - j\omega \vec{A} \quad (6-16)$$

wobei \vec{A} das Vektorpotential zu $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ ist. (6-17)

Nach dem Prinzip von der Erhaltung der elektrischen Ladung kann (6-8) transformiert werden und mit der eindimensionalen Form der Kontinuitätsgleichung ergibt sich mit (6-16)

$$\frac{d\underline{I}_s}{ds} + j\omega \cdot q = 0 \quad (6-18)$$

und

$$\vec{E}_s = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \int_{-h}^{+h} (\vec{e}_{R_0} \cdot \frac{d\underline{I}_s}{ds} + \vec{e}_s \cdot jk \cdot \underline{I}_s) \cdot e^{-jk(\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{s})} \cdot ds \quad (6-19)$$

Der erste Term wird nach partieller Integration

$$\vec{e}_{R_0} \int_{-h}^{+h} e^{jk(\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{s})} \cdot \frac{d\underline{I}_s}{ds} = \vec{e}_{R_0} \cdot (\underline{I}_s \cdot e^{jk(\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{s})} \Big|_{-h}^{+h} - jk(\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{e}_s) \cdot \int_{-h}^{+h} \underline{I}_s \cdot e^{jk(\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{s})} \cdot ds) \quad (6-20)$$

Da mit HELMHOLTZ-Integration definierte Potentialfunktionen die Kontinuitätsgleichung für Potentiale nur erfüllen, wenn keine Ströme das Integrationsvolumen durchstoßen, muß der Leiter endlich lang sein und der Strom auf ihm an den Rändern ($r = \pm h$) verschwinden.

Folglich bleibt von (6-19) der erste Term null und (6-18) wird

$$\vec{E}_s = \frac{jk}{4\pi\epsilon_0 \cdot c} \cdot \frac{e^{-jk \cdot R_0}}{R_0} \int_{-h}^{+h} (\vec{e}_{R_0} \cdot (\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{e}_s) - \vec{e}_s) \cdot \underline{I}_s \cdot e^{-jk(\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{e}_s)} \cdot ds \quad (6-21)$$

mit

$$[\vec{e}_{R_0} \times [\vec{e}_{R_0} \times \vec{e}_s]] = \vec{e}_{R_0} \cdot (\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{e}_s) - \vec{e}_s \cdot (\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{e}_{R_0}) \quad (6-22)$$

und

$$(\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{e}_{R_0}) = 1 \quad (6-23)$$

wird

$$\vec{E}_s = \frac{j \cdot \omega \cdot \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jk \cdot R_0}}{R_0} \int_{-h}^{+h} [\vec{e}_{R_0} \times [\vec{e}_{R_0} \times \vec{e}_s]] \cdot \underline{I}_s \cdot e^{-jk(\vec{e}_{R_0} \cdot \vec{e}_s)} \cdot ds \quad (6-24)$$

Falls die Phasengeschwindigkeit auf der Antennenstruktur von der des freien Raumes abweicht, muß k durch p_s (4-21) dividiert werden, sodaß hier die Ausgangsgleichung verwendet werden kann (Integration entsprechend der Spirallänge):

$$\vec{E} = \frac{j\omega \cdot \mu_0}{4\pi \cdot R_0} \int_0^{\infty} [\vec{e}_r \times [\vec{e}_r \times \vec{e}_s]] \cdot \underline{I}(s) \cdot e^{-jkR \cdot (\vec{e}_r \cdot \vec{e}_s)} \cdot ds \quad (6-25)$$

Da aber nach $d\psi$ integriert werden soll, wird folgende Substitution eingeführt mit (1-10)

$$b = \frac{\sin \theta_0}{\tan \alpha} \quad (6-26)$$

und nach Fig.3 gilt für ein Spiralelement der räumliche Satz von PYTHAGORAS in folgender Form:

$$ds = \sqrt{d\rho^2 + \rho d\psi^2 + dz^2} = d\psi \sqrt{\left(\frac{d\rho}{d\psi}\right)^2 + \rho^2 + \left(\frac{dz}{d\psi}\right)^2} \quad (6-27)$$

mit

$$\frac{d\rho}{d\psi} = r_0 \cdot b \cdot \sin \theta_0 \cdot e^{b\psi} = \rho_0 \cdot b \cdot e^{b\psi} \quad (6-28)$$

und

$$\frac{dz}{d\psi} = -r_0 \cdot b \cdot \cos \theta_0 \cdot e^{b\psi} = -\rho_0 \cdot \cot \theta_0 \cdot b \cdot e^{b\psi} \quad (6-29)$$

wird

$$ds = r_0 \cdot \frac{\sin \theta_0}{\sin \alpha} \cdot e^{b\psi} \cdot d\psi \quad (6-30)$$

Da \vec{e}_r keine Komponenten in θ - und Φ -Richtung aufweist, ist weiterhin mit (6-22)

$$\begin{aligned} [\vec{e}_r \times [\vec{e}_r \times \vec{e}_s]] &= (\vec{e}_r \cdot \vec{e}_s) \cdot \vec{e}_r - (\vec{e}_r \cdot \vec{e}_r) \cdot \vec{e}_s \quad (6-31) \\ &= \vec{e}_r \cdot G_r - \vec{e}_r \cdot G_r - \vec{e}_\theta \cdot G_\theta - \vec{e}_\Phi \cdot G_\Phi \\ &= -\vec{e}_\theta \cdot G_\theta - \vec{e}_\Phi \cdot G_\Phi \end{aligned}$$

Alle im Integranden auftretenden Variablen I, R, ds müssen auf ψ zurückgeführt werden. In (6-31) bedeuten die Symbole G_θ und G_Φ Geometriefaktoren der Lagen der Einheitsvektoren von $d\vec{s}$ zu jenen im Fernfeldaufpunkt. Mit Hilfe von Fig. 42 und 43 sind diese bestimmbar zu

$$G_\theta = \sin \alpha \cdot \cos \theta \cdot \sin (\Phi - \psi) + \cos \alpha \cdot \sin \theta_0 \cdot \cos \theta \cdot \cos (\Phi - \psi) - \cos \alpha \cdot \cos \theta_0 \cdot \sin \theta \quad (6-32)$$

$$G_\Phi = \sin \alpha \cdot \cos (\Phi - \psi) - \cos \alpha \cdot \sin \theta_0 \cdot \sin (\Phi - \psi), \quad (6-33)$$

sowie

$$R \approx R' = R_0 + \rho_0 \cdot \cos \theta_0 \cdot e^{b\psi} - \sin \theta \cdot \cos (\Phi - \psi) \cdot \sin \theta_0 \cdot \rho_0 \cdot e^{b\psi} \quad (6-34)$$

Nun kann (6-25) aufgeteilt werden in die beiden im allgemeinen Fall bis ins unendliche zu integrierenden Komponenten

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\vec{e}_\theta \cdot \frac{j\omega_s \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{r_0 \cdot \sin \theta_0}{R_0 \cdot \sin \alpha} \cdot \int_0^\infty \underline{I}(\psi) e^{-jkR} \cdot e^{b\psi} \cdot G_\theta \cdot d\psi - \vec{e}_\Phi \cdot \frac{j\omega_s \mu_0}{4\pi} \cdot \\ &\cdot \frac{r_0 \cdot \sin \theta_0}{R_0 \cdot \sin \alpha} \int_0^\infty \underline{I}(\psi) e^{-jkR} \cdot e^{b\psi} \cdot G_\Phi \cdot d\psi \quad (6-35) \end{aligned}$$

Mit Trennung der Komponenten

$$\begin{aligned} E_\theta &= -\frac{j\omega_s \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{r_0 \cdot \sin \theta_0}{R_0} \cdot e^{-jkR_0} \int_0^\infty \underline{I}(\psi) e^{-jkr_0 \cdot \cos \theta_0} \cdot e^{b\psi} \cdot \\ &\cdot e^{+jk \cdot \sin \theta \cos(\Phi - \psi) \sin \theta_0 \cdot r_0} \cdot e^{b\psi} \cdot (\cos \theta \sin(\Phi - \psi) + \cot \alpha \cdot \\ &\cdot \sin \theta_0 \cdot \cos \theta \cdot \cos(\Phi - \psi) - \cot \alpha \cdot \cos \theta_0 \cdot \sin \theta) \cdot e^{b\psi} \cdot d\psi \quad (6-36) \end{aligned}$$

$$\underline{E}_\Phi = - \frac{j \cdot \omega_s \cdot \mu_0 \cdot r_0 \cdot \sin \theta_0}{4\pi \cdot R_0} \cdot e^{-jkR_0} \int_0^\infty I(\psi) e^{-jkr_0 \cdot \cos \theta_0} \cdot e^{b\psi} \cdot e^{+jk \cdot \sin(\Phi - \psi) \sin \theta_0 \cdot r_0} \cdot e^{b\psi} \cdot (\cos(\Phi - \psi) - \cot \alpha \cdot \sin \theta_0 \cdot \sin(\Phi - \psi)) \cdot e^{b\psi} \cdot d\psi \quad (6-37)$$

Bei den hier gemessenen Spiralantennen war die Gesamtlänge jedoch auf $(S/\lambda_0)_e = 3,2 \cdot f$ beschränkt und f in GHz eingelesen worden (ψ_e). (6-38)

Was den komplexen Strombelag betrifft, so kann zur Vereinfachung abkürzend geschrieben werden [7]

$$I(\psi) = I_0 \cdot IBET \cdot e^{j(ANFAZ + FAZI)}, \quad (6-39)$$

wobei I_0 die Normierungskonstante, IBET nach (4-10), FAZI nach (4-23, 4-24, 4-27) und

$$FAZI = IPHI = - \frac{2\pi \cdot s}{\lambda_0 \cdot p} \quad (6-40)$$

und ANFAZ als den Zusammenhang der Antennengeometrie mit der Phasenprogression nach

$$ANFAZ = -k \cdot r_0 \cdot \cos \theta_0 \cdot e^{b\psi} + k \cdot \sin \theta_0 \cdot \cos(\Phi - \psi) \cdot \sin \theta_0 \cdot r_0 \cdot e^{b\psi} \quad (6-41)$$

definiert sind. In einer Arbeit von MITTRA-KLOCK [85] ist der konstante Anfang von $I(\psi)$ nicht berücksichtigt.

Vernachlässigt man die zur Ermittlung der relativen, in dB auszugebenden Richtdiagrammwerte in Φ - und θ -Ebene unwesentlichen konstanten Glieder vor dem Integralzeichen, so läßt sich nach Real- und Imaginärteil trennen

$$R_e(E_\theta) = ETHRE = \int_0^{\psi_e} IBET \cdot G_\theta \cdot \cos(ANFAZ + FAZI) \cdot e^{b\psi} \cdot d\psi \quad (6-42)$$

$$I_m(E_\theta) = ETHIM = \int_0^{\psi_e} IBET \cdot G_\theta \cdot \sin(ANFAZ + FAZI) \cdot e^{b\psi} \cdot d\psi \quad (6-43)$$

$$R_e(E_\Phi) = EPHRE = \int_0^{\psi_e} IBET \cdot G_\Phi \cdot \cos(ANFAZ + FAZI) \cdot e^{b\psi} \cdot d\psi \quad (6-44)$$

$$I_m(E_\Phi) = EPHIM = \int_0^{\psi_e} IBET \cdot G_\Phi \cdot \sin(ANFAZ + FAZI) \cdot e^{b\psi} \cdot d\psi \quad (6-45)$$

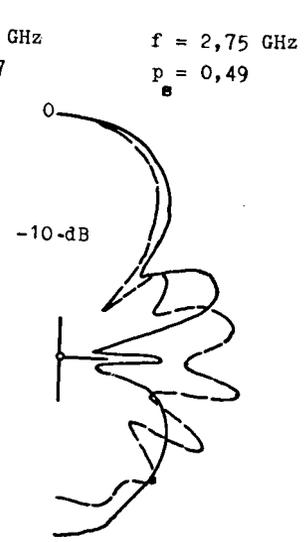
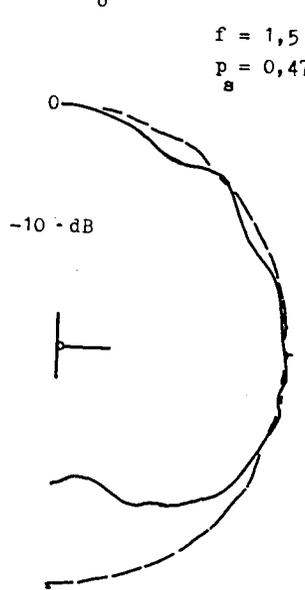
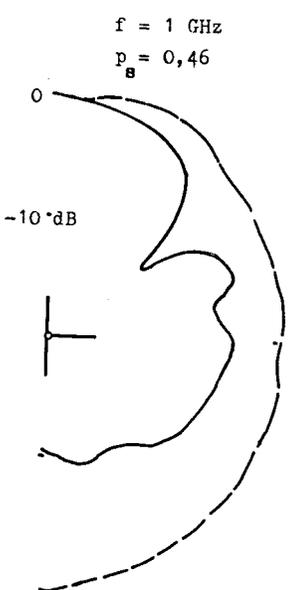
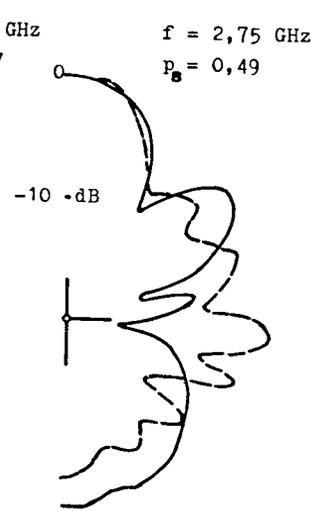
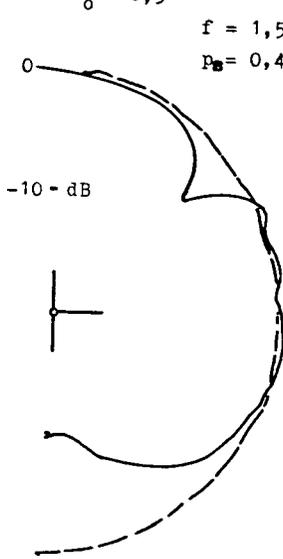
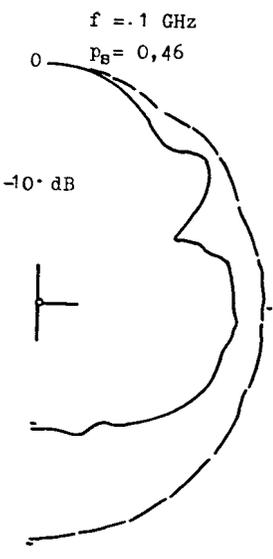


Fig.44 Strahlungsdiagramme (Leistung) $E_{\theta}^2(\varphi) \rightarrow E_{\theta}^2(\varphi) \dots$

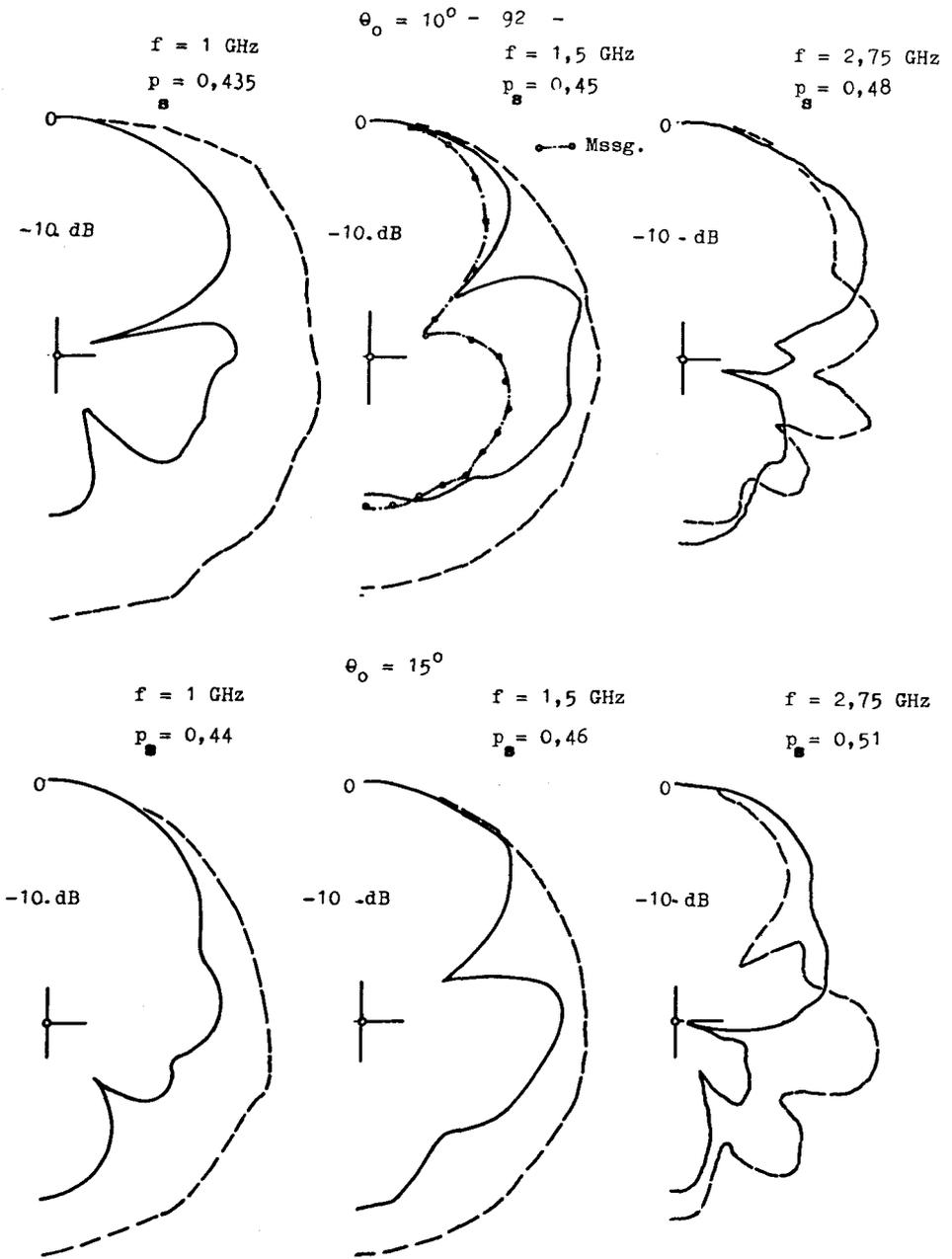


Fig.45 Strahlungsdiagramme (Leistung) $E_{\theta}^2(\varphi) \rightarrow E_{\theta}^2(\varphi) - - -$

$$\begin{matrix} - & 93 & - \\ \theta_0 = & 30^\circ & \end{matrix}$$

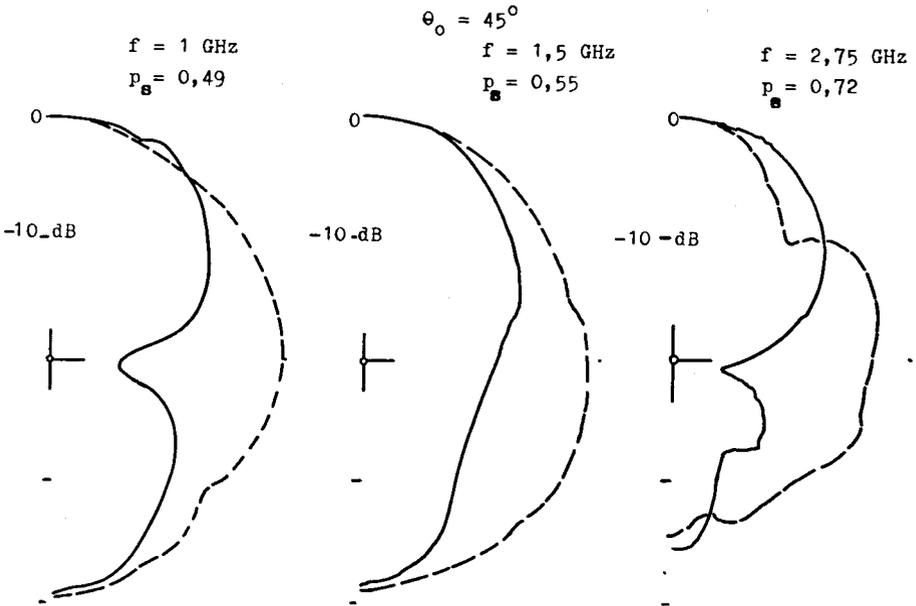
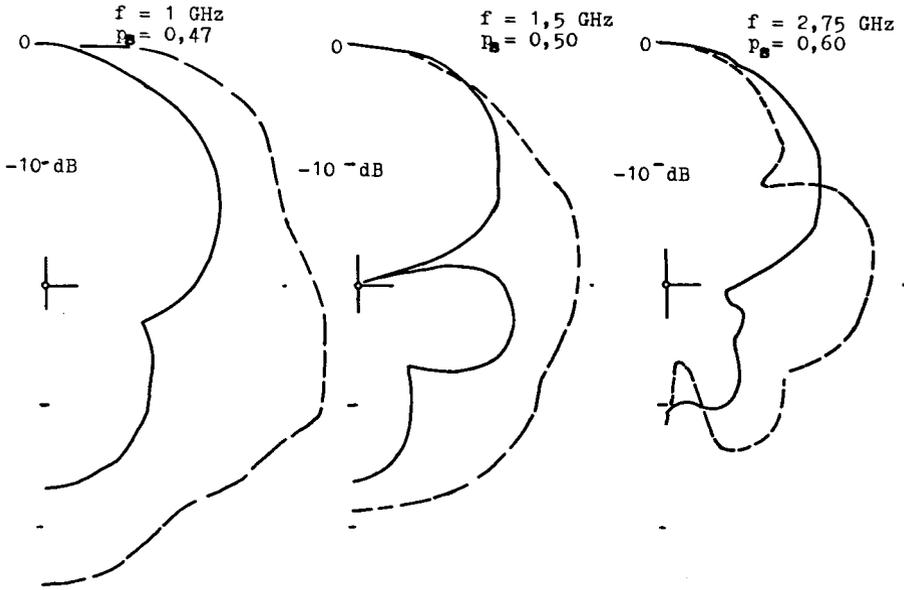


Fig.46 Strahlungsdiagramme (Leistung) $E_0^2(\theta)$ (—), $E_2^2(\theta)$ (---)

Im Rahmen der Berechnung von E_{θ} und E_{ϕ} wurden (6-42) bis (6-45) durch Summation nach der Trapezregel gewonnen [86] , wobei die genügende Anzahl der Stützstellen K durch ihr stetiges Erhöhen bis zu einer nur in der dritten Stelle auftretenden Abweichung (Zeichengenauigkeit) in $E_{\theta T}$ ermittelt wurde. Dies war bei $K > 2000$ erfüllt, wodurch die $\Delta s / \lambda_0$ zwischen ein und fünf Tausendstel schwankten. Real- und Imaginärteile wurden in Betrag- und Phasenwerte umgerechnet und am Programmende (siehe 9. Anhang) ausgedruckt. Die Betragswerte sind in dB angegeben, was beim Aufzeichnen Diagramm-"Schultern", -Nebenkeulen und -Nullstellen besser sichtbar werden läßt (Fig.44, 45, 46). Ein Vergleich dieser Diagramme zu jenen in [5] experimentell ermittelten ergibt brauchbare Übereinstimmung (Fig.45b) [98] .

7. Messungen des Phasenzentrums kegelförmiger, logarithmischer Spiralantennen

Bei allen Strahlern, die als Erreger in großen Flächenquerstrahlern auftreten können, interessiert die räumliche Lage des Phasenzentrums. Beispielsweise sollte der damit verknüpfte Phasenfehler am Rande eines Parabolreflektors kleiner als $1/16$ tel der Freiraumwellenlänge bleiben, damit die Nebenkeulendämpfung des kombinierten Strahlers nicht sinkt. Da in Antennenreflektoren zunächst vorwiegend Hornstrahler als Erreger eingesetzt wurden, interessierte das Phasenzentrum dieser Querstrahler, worüber in einigen Arbeiten berichtet wurde [87, 88, 89, 90, 91]. Das Phasenzentrum wandert bei Frequenzsteigerung im Hohlleiterbereich nur um Bruchteile der Freiraumwellenlänge auf der Pyramidenhornachse zum Horninnern, von der Öffnungsfläche zum Koordinatennullpunkt, aber diese Strahler sind bekanntlich nicht sehr breitbandig ($\pm 5\%$).

Mit Wendelstrahlern als Erreger kann man größere Bandbreiten überstreichen. Die Lage des Phasenzentrums z_p von einem Koordinatenbezugspunkt aus bleibt aber bei entsprechend größerer Frequenzvariation leider nicht so konstant wie bei oben genannten Querstrahlern. Nach SANDER - CHENG [92] liegt z_p etwa im geometrischen Zentrum der mittleren Wendelwindung, während LEONARD [93] drei Stellen: den Wendeleinspeisepunkt, das geometrische Wendelzentrum und das Abstrahlungsende als Ursprung abwandernder Kugelwellenfronten messen konnte. Nach einer Methode von REID [94], die die hyperbolische Abstandsabhängigkeit ($1/r$) der elektrischen Fernfeldstärke bei Kugelwellen ausnutzt, wurde das Phasenzentrum von Wendeln bei $0,3\lambda_0 - 0,5\lambda_0$ vor dem Einspeisungsende liegend (abhängig von der Wendelwindungszahl) bei $0,1\lambda_0$ Fehler gefunden.

Was Spiralstrahler betrifft, so sind die bisher bekannt gewordenen Daten hierzu sehr unvollständig [95, 96]. BARBANO [97] gibt an, das Phasenzentrum kegelförmiger, logarithmischer Spiralantennen liege etwa $0,1\lambda_0$ unterhalb der Einspeisung; DYSON gibt für $\alpha = 80^\circ$, $\theta_0 = 10^\circ$ das Phasenzentrum bei $z_p = 0,128\lambda_0$ vom Kegelstumpfende an [25].

Die in Fig. 47, 48, 49, 50 gezeigten Werte wurden mittels einer Dezimeterwellenmeßbrücke im Fernfeld (Abstand $\approx 30\lambda_0$) nach [92] gewonnen; als Sendeantenne diente wiederum eine logarithmische Spiralantenne. Die Empfangsantenne, deren z_p bestimmt werden sollte, war so auf einem Drehtisch mit Gradeichung angebracht, daß man sie über eine Kunststoffhalterung horizontal liegend längs ihrer

Fig. 47 Strahlungszonenzentrum (z_{sz}) und Phasenzentrum (z_p)

$f = 1 \text{ GHz}$

Die Intervallbreite von $\pm 0,05 \cdot \lambda_0$ bei den z_p -Kurven deutet die Grenzen an, in denen die Phasenzentren bei der angewandten Meßmethode liegen.

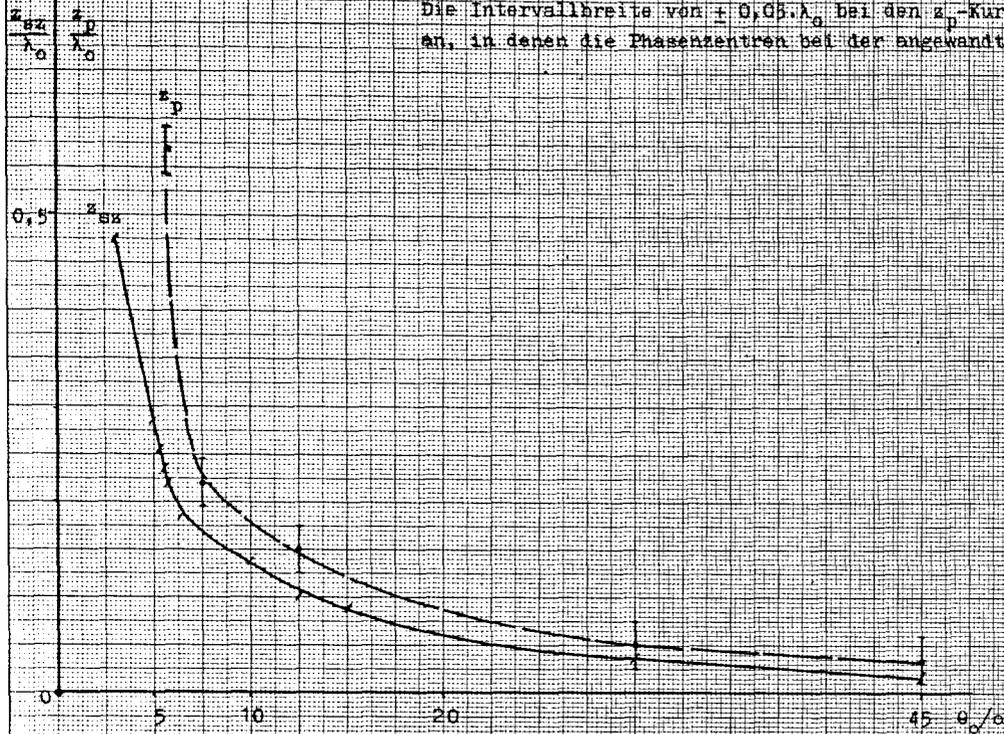


Fig. 48 Strahlungszonenzentrum (z_{sz}) und Phasenzentrum (z_p)

$f = 1,5$ GHz

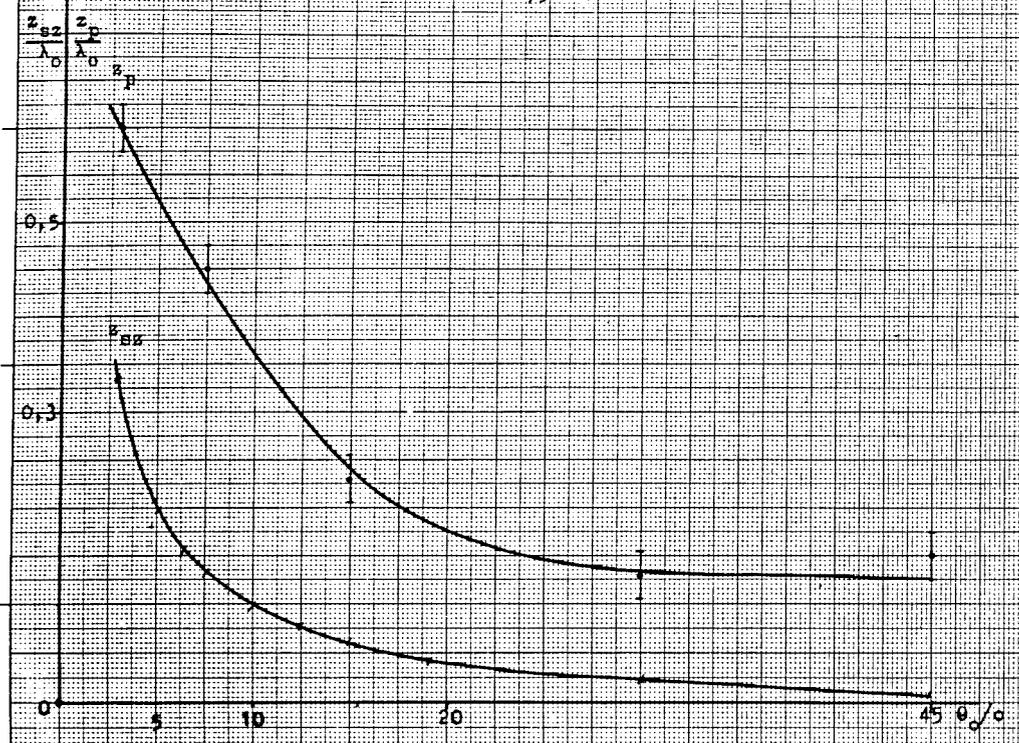


Fig. 49 Strahlungszonenzentrum (z_{ss}) und Phasenzentrum (z_p)

$f = 2 \text{ GHz}$

$\frac{z_{ss}}{\lambda_0}$
 $\frac{z_p}{\lambda_0}$

0,5

0,3

0

5

10

30

45

θ_0/a

86

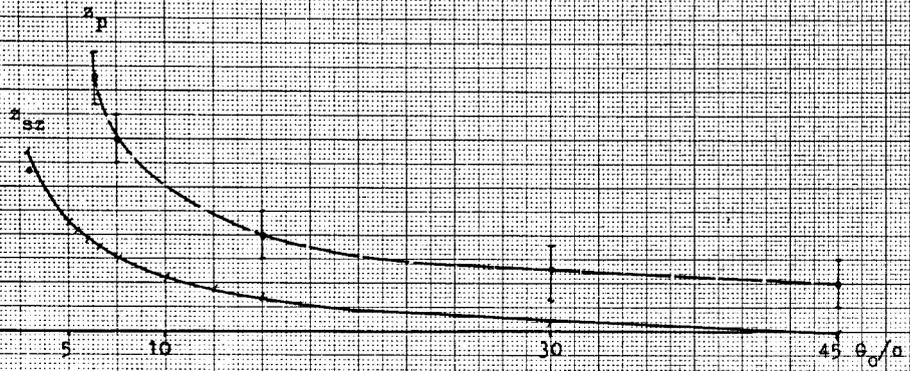


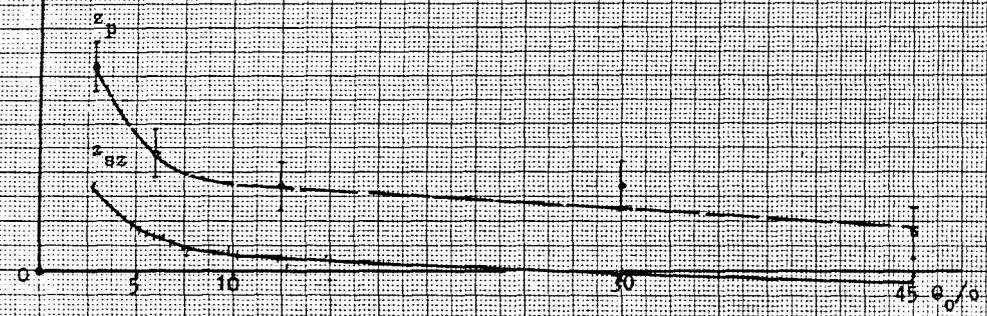
Fig. 50 Strahlungszonenzentrum (z_{sz}) und Phasenzentrum (z_p)

$f = 2,5 \text{ GHz}$

$$\frac{z_{sz}}{\lambda_0} \quad \frac{z_p}{\lambda_0}$$

0,5

0,3



0,5
0,3

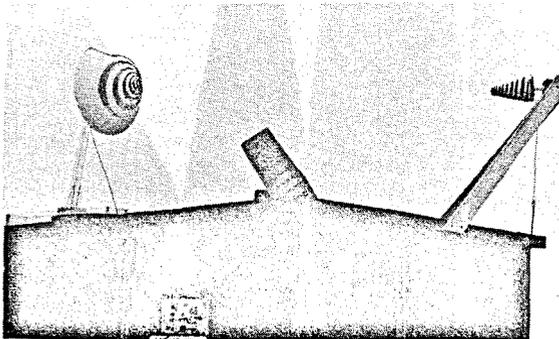
45 $\theta_0/0$

z-Achse (Fig.3) verschieben konnte. Dadurch war es möglich, den Bezugspunkt des Koordinatensystems zum Fernfeld gegenüber dem Ursprung zu variieren, bis sie übereinstimmten. Das Kriterium für diese " Übereinstimmung " wurde folgendermaßen festgelegt:

- a. Die Abweichung vom Soll des Nullabgleichs der Phasenwinkeldifferenz darf 18° oder $0,05 \cdot \lambda_0$ bei $\pm 40^\circ$ nicht überschreiten.
- b. Die geringe Abweichung in a. sollte bei einem Azimut $\theta < 0$ (nach links) möglichst von umgekehrtem Vorzeichen zur Richtung bei $\theta > 0$ (nach rechts) sein, was auf eine Winkeldifferenz zwischen geometrischer und " elektrischer " Achse (schiefe Phasenfront) der Antenne hindeutet, die in geringem Maße immer feststellbar war [98] .

Die um wenige Grad von der geometrischen Antennenachse abweichende elektrische ist von der speziellen Lage der Strahlungszone auf dem Antennenarm, der 10° gegen die x-y-Ebene (Fig.3) geneigt ist, zu erklären. Die geringere Neigung als 10° der elektrischen Achse folgt wohl aus der Strahlungskopplung der zwischen oberem Stumpfen und aktiver Zone liegenden Armwindungen.

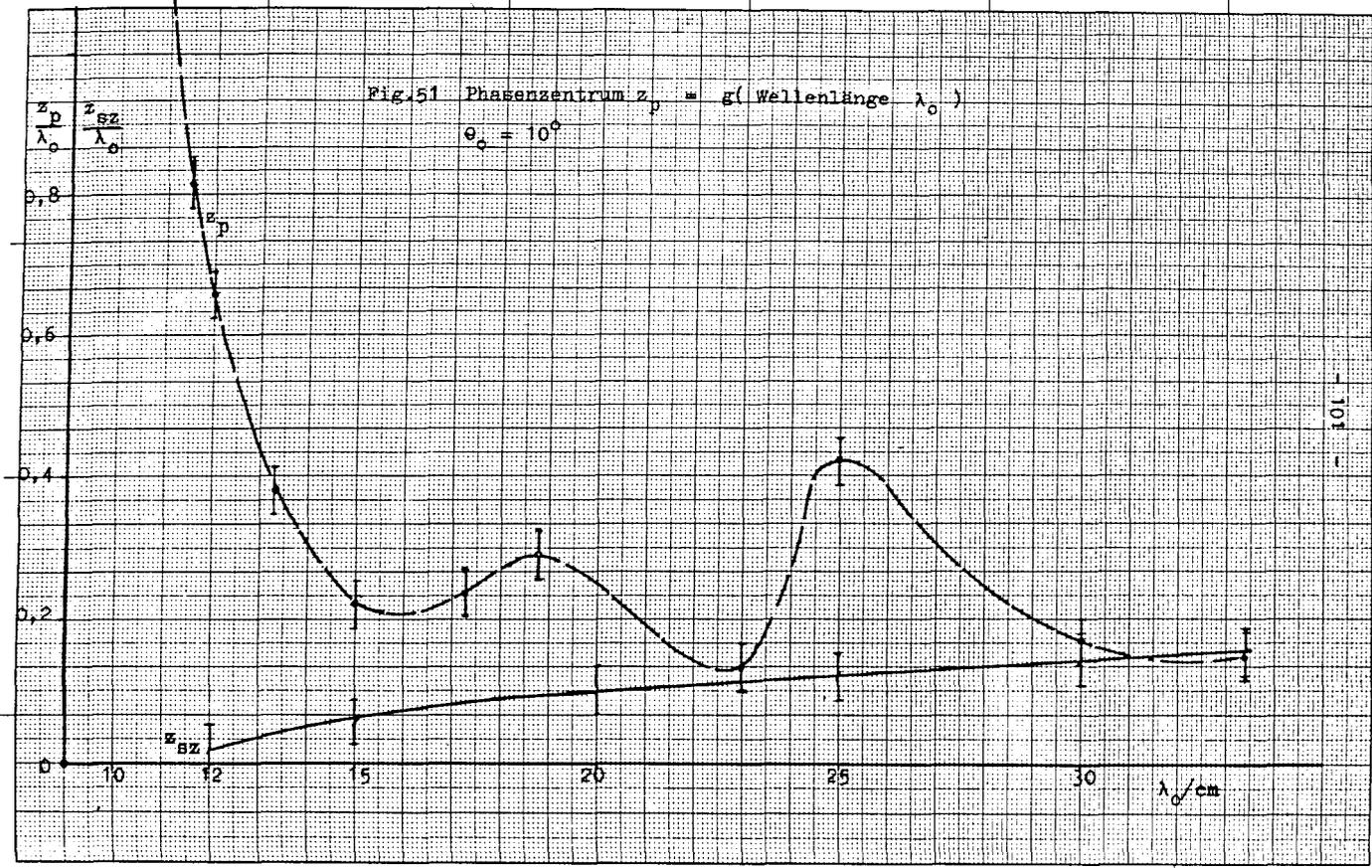
Ähnlich dem Phasenzentrum eines extrem langen Hornstrahlers [99] ist das Phasenzentrum bei kegelförmigen Spiralantennen nicht punktförmig sondern " verschmiert ", wobei der maximale, relative Fehler von 5 % dem Grad der Verschmierung entspricht. Wie aus Fig.47 bis 50 erkennbar ist, ist die Verschmierung umgekehrt proportional zum Kegelöffnungswinkel, was der variablen z-Achsenlänge einer Armwindung entspricht.



Phasenzentrum - Meßplatz

Fig. 51 Phasenzentrum $z_p = g(\text{Wellenlänge } \lambda_0)$

$\theta_0 = 10^\circ$



8. Vergleich zwischen Strahlungszonenzentrum und Phasenzentrum

Ebenfalls in Fig.47 bis 50 sind die auf den Kegelachsenparameter nach (4-7) umgerechneten und auf das obere Kegelstumpfende bezogenen Lagen des Strahlungszonenzentrums eingetragen. Demnach liegt das Phasenzentrum z_p , von der Kegelspitze aus betrachtet, etwa frequenzproportional unterhalb von z_{zs} . Bei einer Frequenz von $f = 1\text{GHz}$ (Fig.47) liegt die Abweichung beider voneinander bei $\theta_0 > 10^\circ$ innerhalb der Meßgenauigkeit, d.h. hier kann von Übereinstimmung gesprochen werden. Das etwa frequenzproportionale Abweichen beider gegeneinander bei höheren Frequenzen ist durch das Anwachsen der Strahlungskopplung zwischen den Windungen zu erklären. Dies führt zu einer besseren Leitung der abgestrahlten Welle in einen Wellenleiter größerer Länge, der eine Erhöhung der Richtwirkung zur Folge hat. Eine größere Richtwirkung bei Längsstrahlern verschiebt das z_p zu kleineren positiven, beziehungsweise größeren negativen Werten hin [99] ; diese Vorgänge sind also sinngemäß auch beim Strahlungsverhalten kegelförmiger, logarithmischer Spiralantennen feststellbar.

Trägt man die z_p -Werte über der Freiraumwellenlänge auf (Fig.51), so findet man bis auf den starken Anstieg bei kleinem λ_0 ein der " Theorie der Wellenlängenlinse " bei Stielstrahlern [100] sinngemäß entsprechendes, periodisches Verhalten.

Der Einfluß der Strahlungskopplung auf die besprochenen Eigenschaften und die theoretische Bestimmung des Phasenzentrums durch Variation des Fernfeldimaginärteils nach einem variablen Koordinatenursprung bleibt weiteren Forschungen vorbehalten.

9. A n h a n g, Programm zur Fernfeldintegration

```

PROGRAM FNFELD(INPUT,OUTPUT)
C PROGRAM N
COMMONSTHO,YTHRE,YTHIM,YPHRE,YPHIM,P,CALPH,BSZ,BB,G,C,H,D,B,AO,
PSB,STH,A,CTH,SA,E,AA
READ1,THETO,ALPHA,RO,F,DPHI,DTHET- über DATA - Karte eingelesen
1 FORMAT(2(F3.0),F5.3,F5.2,2(F2.0),2(F4.2))
A1=0.0174533
L=5----- Anzahl der p - Schleifen
N=61----- Anzahl der  $\theta$  - Schritte
B=6.2831854*F/0.3
STHO=SIN(THETO*A1)
DSL=0.002----- z.B.
CTHO=COS(THETO*A1)
AO=RO/STHO
A=AO
SA=1./TAN(ALPHA*A1)
SB=SA*STHO                               Bildung von Konstanten
SALPH=SIN(ALPHA*A1)
CALPH=COS(ALPHA*A1)
TALPH=TAN(ALPHA*A1)
TTHO=TAN(THETO*A1)
DPHI=DPHI*A1
DTHET=3.*A1
P=0.49----- z.B.
PHI=0.0
BRO=6.2831854*RO*100.*F/30.
BRZ=(0.3*SALPH/(CALPH+1./CTHO))+0.7*BRO
BSZ=1./((STHO*CALPH)*(BRZ-BRO))
AA=STHO/TALPH
BB=0.87777*AA*AA-0.276672*AA+1.7988916
C=1583.333*AA*AA-2055.05*AA+719.703
D=-0.00283333*AA*AA+0.006452228*AA+0.00038119419
E=31.278*AA*AA-40.5*AA+17.73
G=225.17777*AA*AA-238.81*AA+64.7306
H=-1.466666*AA*AA+1.28*AA+2.046666
DØ15 J=1,L

PRINT 16,THETO,F,RO,DSL----- Drucken der Überschriften
16 FORMAT(24X,6HTHETO=,F4.1,4HGRAD,8X,9HFREQUENZ=,F5.2,3HGHZ,8X,3
PHRO=,F5.3,1HM,8X,*SCHRITWEITE=,F8.5/6X,3HP/C,5X,9HTHETA/GRD,
F9X,5HETHRE,8X,5HETHIM,8X,4HETHT,9X,5HEPHRE,8X,5HEPHIM,8X,4HEPH
PT,6X,8HETHP/GRD,2X,8HEPHP/GRD,5X,1HK)
THET=0.0
DØ14M=1,N----- Beginn der  $\theta$ -Schleife
STH=SIN(THET)
CTH=COS(THET)
ETHRE=0.0
ETHIM=0.0
EPHRE=0.0
EPHIM=0.0
WL=1.
SL=0.
SLE=0.
CALL ANDERS(W,U,SL)                       zur IBET-IPHI-Berechnung
PSI=1./SB*ALØG(SL/(BRO/6.2831854)*STHO+1)
CALL FPSI(W,PHI,PSI,U)----- zur  $\psi$ -Variation über die beiden
ZTHRE=YTHRE                               Antennenarme ( Integration,  $\psi$ -
ZTHIM=YTHIM                               Schleife )

```

```

ZPHRE=YPHRE
ZPHIM=YPHIM
K=3
12 SL=DSL*(K-2.)-----  $\psi$ -bzw.S/ $\lambda_0$ -Erhöhung
CALL ANDERS(W,U,SL)
SLE=SL*3,20*F
IF(WL-W)2,3,3----- Abfrage, ob IBET ansteigt ( Approximation )
IF(SL-SLE)3,3,2----- Abfrage, ob Antennenarmende erreicht
3 PSI1=PSI
PSI=1./SB*ALOG(SL/(BR0/6.2831854)*STHO*1.)
DPSI=PSI-PSI1
CALL FPSI(W,PHI,PSI,U)
ETHRE=ETHRE+(YTHRE+ZTHRE)*DPSI/2.
ETHIM=ETHIM+(YTHIM+ZTHIM)*DPSI/2.
EPHRE=EPHRE+(YPHRE+ZPHRE)*DPSI/2.
EPHIM=EPHIM+(YPHIM+ZPHIM)*DPSI/2.
IF(W.GT.0.)WL=W----- Abfrage, ob sz noch auf Antennenkörper
K=K+1SGØ12 ( d.h. IBET am Anfang noch = 1. )
2 ETHT=SQR(ETHRE*ETHRE+ETHIM*ETHIM)
EPHT=SQR(EPHRE*EPHRE+EPHIM*EPHIM)
60 ETHTO=ETHT
EPHTO=EPHT
61 IF(ETHT.EQ.0.)62,63
62 ETHTN=0.
GØTØ 64
63 ETHTN=ETHT/ETHTO----- Normierung auf Anfangswert
ETHTN=10.*(-3.+ALOG10(ETHTN*1000.))----- -dB-Bildung
64 IF(M-1)65,66,65
66 EPHTO=EPHT
65 IF(EPHT.EQ.0.)67,70
67 EPHTN=0
GØTØ 68
70 EPHTN=EPHT/EPHTO----- Normierung auf Anfangswert
EPHTN=10.*(-3.+ALOG10(EPHTN*1000.))----- -dB-Bildung
68 PHIG=57.29578*PHI
THETG=57.29578*THET
IF(ETHIM.EQ.0..AND.ETHRE.EQ.0.)GØTØ69
ETHP=ATAN(ETHIM/ETHRE)-----
EPHP=ATAN(EPHIM/EPHRE)----- Phasenberechnung
ETHPG=ETHP*57.29578
EPHPG=EPHP*57.29578
IF(M-1)94,95,94
95 ETHPGNO=ETHPG-----
EPHPGNO=EPHPG
94 ETHPGN=ETHPG-ETHPGNO----- Phasennormierung
EPHPGN=EPHPG-EPHPGNO-----
96 PRINT13,P,THETG,ETHRE,ETHIM,ETHTN,EPHRE,EPHIM,EPHTN,ETHPGN,EPH
FCN,K----- Kolumnen ausdrucken
13 FØRMAT(6X,F4.2,6X,F3,7X,6(3X,F10.5),2(4X,F6.1),I10)
14 THET=THET+DTHET-----  $\Theta$ -Erhöhung
15 P=P+0.02
STØP
69 ETHP=900.----- Sicherungen gegen
EPHP=900. arithmetic error
ETHPGNO=0.
EPHPGNO=0.
GØTØ94
END
SUBRØUTINE ANDERS(IBET,IPHI,SL)

```

```

COMMONSTHO, YTHRE, YTHIM, YPHRE, YPHIM, P, CALPH, BSZ, BB, G, C, H, D, B,
PAO, SB, STH, A, CTH, SA, E, AA
REAL IBET, IPHI, SL
IPHI=-SL*6.2831854/P
BS=SL*6.2831854
X=2.40000*(BS-BSZ)----- Abszissenvariable der Strahlungszone
IF(BSZ)6,5,5 Abfrage auf Beginn der Strahlungszone
5 IF(X)3,4,4
3 IBET=1.
  GØTØ2
4 IBET=EXP(-X/E)-1./(X**BB/G+C/(X**H))+X*D
2 RETURN
6 X=2.4*(BS+BSZ) Sicherung gegen " arithmetic error "
  IF(X)7,4,4 ----- Abfrage ob s. noch auf Antennenkörper
7 IBET=0. ( bei höheren Frequenzen! )
  GØTØ2
END

```

```

SUBROUTINE FPSI(XMAG, P1, P2, FAZI)
COMMONSTHO, YTHRE, YTHIM, YPHRE, YPHIM, P, CALPH, BSZ, BB, G, C, H, D, B,
PAO, SB, STH, A, CTH, SA, E, AA
XPHI=P1
Y=0.0
GØTØ8

```

```

7 XPHI=P1+3.1415927-----
  FAZI=FAZI-3.1415927
8 PMP=XPHI-P2-----
  SPMP=SIN(PMP)
  CPMP=CØS(PMP)
  EBP=EXP(SB*P2)
  SR=AO*EBP
  RHØ=A*SSTHO*EBP
  SZ=-SQRT(SR*SR-RHØ*RHØ)
  SZO=SZ/EBP
  SPHI=A*(CPMP-SB*SPMP)
  STHEA=A*CTH*(SB*CPMP+SPMP)
  STHET=STHEA-SA*STH*SZO
  ANFAZ=B*(CTH*SZ+STH*CPMP*RHØ)
  FF=FAZI+ANFAZ
  SF=SIN(FF)
  CF=CØS(FF)
  XMBP=XMAG*EBP*SSTHO
  XMBPC=XMBP*CF
  XMBPS=XMBP*SF
  YTHRE=XMBPC*STHET
  YTHIM=XMBPS*STHET
  YPHRE=XMBPC*SPHI
  YPHIM=XMBPS*SPHI
  IF(Y-1.0)9,10,9
9 YTHRE1=YTHRE
  YTHIM1=YTHIM
  YPHRE1=YPHRE
  YPHIM1=YPHIM
  Y=1.0
  GØTØ7-----
10 YTHRE=YTHRE+YTHRE1-----
  YTHIM=YTHIM+YTHIM1
  YPHRE=YPHRE+YPHRE1
  YPHIM=YPHIM+YPHIM1-----
  RETURN
END

```

Integrationsbeitrag des
aktiven Armelements

Integrationsbeitrag des
Blindarmelements

Beiträge

THETO=7.0GPAD FREQUENZ=2.75GHZ RO= .015M SCHRITTWEITE=.00200
P THETA/GRD ETHRE ETHIM ETHI EPHRE EPHIM EPHI EPHG/GRD EPHP/GRD K
.4, 0 -.023 -.050 -.00 -.039 +.024 -.00 0.0 0.0 2000

10. Zusammenfassung

Nach einer allgemeinen Übersicht über die bekannt gewordenen Strahlungseigenschaften der zweiarmigen, kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne werden Hinweise auf den Einfluß bisher noch wenig erforschter Parameter, wie Kegelöffnungswinkel, Strahlungszonen- und Phasenzentrum gegeben.

Im weiteren Verlauf der Arbeit findet man die Erläuterung der Entwurfsprinzipien von solchen Breitbandantennen, die auch von der kegelförmigen, logarithmischen Spiralantenne erfüllt werden.

Da die Herstellung dieser Antennen beim NIMBUS-Satellitenprojekt nur sehr umständlich vorgenommen wurde, ist ein neues, einfacheres Verfahren vorgeschlagen worden, wobei die Antennenarme stoßstellenfrei bleiben.

Nach Vorschlägen zur Abgrenzung des bereits eingebürgerten Begriffs " Strahlungszone " folgt eine Betrachtung zur Theorie und Ausführung eines sehr rückwirkungsarmen Nahfeldmeßstandes, der ohne metallische Zuführungen zur Meßsonde auskommt, denn zur Ermittlung der Strahlungszone und deren Zentrum sind Nahfeldmessungen erforderlich.

Besondere Aufmerksamkeit wird der Photowiderstand-Streuersonde gewidmet, deren Hell-Dunkel-Impedanzsprung bei 7,5 GHz noch 1,1 beträgt.

Umfangreiche Messungen des Strombelags nach Betrag und Phase an zehn Antennen verschiedenen Kegelöffnungswinkels und der Winkelweite $\delta = 90^\circ$ ergaben approximativ ausreichende Lösungsfunktionen, die zur Fernfeldintegration mit Hilfe der Trapezregel eingesetzt wurden. Die erhaltenen Strahlungsdiagramme halten einen Vergleich zu experimentell bestimmten Stand und sind bei Variation des Kegelöffnungswinkels und der Frequenz bisher noch nicht veröffentlicht worden.

Bei der Auswertung der Strombelags-Messungen ergab sich eine bisher unbekannte Abhängigkeit des Strahlungszonen-zentrums - desjenigen Ortes längs eines Spiralarmes mit dem stärksten Gradienten der Strahlungsdämpfung - vom oberen Kegelstumpfdurch-

messer, die zu einer Verschärfung des bisher üblichen Begriffs der Strahlungszone herangezogen werden konnte und von der Strahlungskopplung abhängt.

Abschließende Experimente zur Phasenzentrums-Bestimmung ergeben eine gegenüber dem Strahlungszonenzentrum frequenzproportional abweichende Lage.

Bei höheren Frequenzen entsteht durch höhere Strahlungskopplung ein Wellenleiter der zu größerer Richtwirkung führt und daher das Phasenzentrum zum Kegelfuß hin verschiebt.

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter und wissenschaftlicher Assistent am Institut für Technische Elektronik der RWTH Aachen, dessen Direktor, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. rer. nat. H. Lueg, ich für die Ermöglichung der Durchführung dieser Arbeit, sowie seine ständige Förderung und Anteilnahme danke. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung, den Herren Dr. K. Iizuka (Harvard University) und Prof. Dr. P. W. Klock (University of Illinois, Urbana) für anregende Diskussionen, den Herren R. Anders und M. H. Kleensang für die Mithilfe beim Programmieren, sowie allen jenen Studenten, die mir durch Fragen und Hinweise während der Betreuung ihrer Wahl- oder Diplomarbeit Anregungen gaben.

Abschließend danke ich Herrn Prof. K.K.Mei (University of California, Berkeley) für einige kritische Bemerkungen.

11. Liste der verwendeten Formelzeichen

a	Konstante; Steigung der ebenen Spirale; Leiterradius
$a_{0,1,2}$	Koeffizienten des " Fünf-Koordinaten-Verfahrens "
a'	Koeffizient bei p_n -Funktion
A	Amplitude des Bezugssignals
\vec{A}	Vektorpotential
b	Steigung der Spirallinie auf dem Kegelmantel
b'	Koeffizient bei p_n -Funktion
B	Amplitude des Streuersignals
\vec{B}	magnetische Induktion
B_P	Suszeptanz des Photowiderstandes
c	Vakuum - Lichtgeschwindigkeit
C	Amplitude des Reflexionssignals vom Antennenfußpunkt, Kapazität
C_R	Raumladungskapazität des Photowiderstandes
C_G	geometrische Kapazität des Photowiderstandes
C_z	Zuleitungskapazität
d_k	Außenleiter - Außendurchmesser
\vec{e}_R	Einheitsvektoren
\vec{e}_s	
\vec{e}_r	
\vec{E}	elektrischer Feldvektor
\vec{E}_s	Fernfeldvektor (Beitrag vom Linienstrahler mit Elementen ds)
f	Frequenz
f_0	obere Grenzfrequenz der Antennen
f_k	Korrekturfaktor
P'	Kegelmantelanteil eines Bogenlängenelementes der Spirale
P_0	Hüllfläche für Nahbereichsintegration
P_P	Hüllfläche für Fernfeldintegration
P_b	Betragsfehler einer Schlitzmeßleitung
P_p	Phasenfehler einer Schlitzmeßleitung
P_i	Oberfläche des gesamten Integrationsvolumens
$\zeta(n)=E$	zur Approximation von $ i / I_0$
G_P	Konduktanz des Photowiderstandes
G_r	Geometriefaktoren für die Lage der Kugelkoordinateneinheitsvektoren im Fernfeldaufpunkt bezüglich derjenigen im Linien-
G_ϕ	element ds
G_ω	
h	Kegelmantelhöhe, Integrationsgrenze (halbe Länge des strahlenden Leiters
\vec{h}_σ	komplexe, effektive Streuerdipollänge
$h(n)=1/G$	zur Approximation von $ i / I_0$
H'_s	z -Anteil eines Spirallinienelementes

I	Betrag des Belegungsstromes \underline{I}
\underline{I}_{01}	komplexer, eingepprägter Strom in der Sendeantenne
\underline{I}_{02}	komplexer, eingepprägter Strom im Streuerdipol
\underline{I}_r	rückgestreuter Strom in der leerlaufenden Sendeantenne
$\Delta \underline{I}_r$	rückgestreute Stromdifferenz
$k=2\pi/\lambda_0$	Wellenzahl
$k(a)=C$	zur Approximation von $\underline{H}/\underline{I}_0$
L	Spiralarmlänge
L_z	Zuleitungsinduktivität des Photowiderstandes
$m=1/s$	Anpassungsfaktor, Geradensteigung, reziproke Welligkeit
n	Modulationsgrad
n'	nach innen gerichtete Normale des Integrationsvolumens V_i
$p_s=v_p/c$	relative Phasengeschwindigkeit auf dem Spiralarml
p'_s	Konstante bei p_s -Funktion
P_1	von der Sendeantenne abgestrahlte Leistung
P'_s	Leistung auf dem Antennenspeisekabel nach der Meßleitung
ΔP_r	rückgestreute Leistungsdifferenz
q	Ladung
Q	Schlitzabstand "selbstkomplementärer" Folienleitungen
r	Spirallinien-Variable auf dem Kegelmantel
r_0	Abstand zwischen Kegelspitze und oberem Kegelstumpfrand
r_e	Abstand zwischen Kegelspitze und unterem Kegelstumpfrand
R	Abstand zwischen ds und Fernfeldaufpunkt P
R_0	Abstand zwischen Koordinatennullpunkt und Fernfeldaufpunkt P
R'	Projektion von R auf die Φ - Linie
R_B	Bahnresistenz des Photowiderstandes
R_{PD}	Photodioden - Arbeitswiderstand
R_z	Zuleitungsresistenz des Photowiderstandes
s	Bogenlänge der räumlichen Spirale (geometrische Armlänge)
s_z	Bogenlänge zum Strahlungszonenzentrum (vom oberen Kegelstumpfrand)
S	Querschnittsfläche eines strahlenden Leiters
$(s/\lambda_0)_e=L/\lambda_0$	auf die Freiraumwellenlänge normierte Armlänge
t	Zeit
$T_{1,2}$	Grenzen der Einspeise- und Durchgangszone (YEH-MEI)
\underline{U}_{01}	Leerlaufspannung an der Sendeantenne
\underline{U}_{02}	Leerlaufspannung am Streuerdipol
\underline{U}_D	Mischdioden-Niederfrequenzspannung (25 Hz)
\underline{U}_{NF}	Filtereingangsspannung (25 Hz)
\underline{U}_L	Ladegleichspannung
\underline{U}_{os}	Oszillographen-Eingangsspannung
\underline{U}_{ss}	Brummspannung am Ladegerät

\underline{U}_{PD}	Photodioden - Vorspannung
\underline{U}_1	hochfrequente Streuersignalspannung
\underline{U}_2	hochfrequente Bezugssignalspannung
\underline{U}_3	hochfrequente Reflexionsspannung am Antennenfußpunkt
$\underline{U}_{\dot{u}}$	Überlagerungsspannung am Mischer
$\underline{U}_{a, \omega_m}$	Richtspannung
v_{25}	Verstärkung des aktiven Filters
v_p	Geschwindigkeit einer periodisch bewegten Ladung
V	GREENSche Funktion
w	Bezeichnung der Ebene bei konformer Abbildung
x	zur Abfrage bei der Programmierung vorbereitete Variable
x, y, z	kartesische Koordinaten
Z_o	Freiraumwellenwiderstand
Z_L	Leitungswellenwiderstand, Lastimpedanz
$Z_{d, h}$	Dunkel- oder Hellimpedanz eines Photowiderstandes
z_p	Lage des Phasenzentrums auf der z-Achse
α	räumlicher Spirallinien-Steigungswinkel
$\beta = 2\pi/\lambda_g$	Phasenkonstante auf einer Leitung, längs der Kegel-Achse
δ	Winkelweite des Spiralantennenarmes, dielektrische Verluste
ϵ_o	Vakuumdielektrizitätskonstante
ϵ'	reelle, absolute Dielektrizitätskonstante
ϵ''	imaginäre, absolute Dielektrizitätskonstante
θ	Fernfeldaufpunkt-Elevationswinkel
θ_o	halber Kegelöffnungswinkel
θ'_c	Mittelpunkts-Abszisse der p-Hyperbel
λ_o	Freiraumwellenlänge
λ_g	Wellenlänge auf der Leitung
ρ	Radius von der z-Achse (z.B. in der x-y-Ebene)
ρ_o	Anfangsradius der ebenen Spirallinie
ρ_e	Radius am Kegelfuß (Ende der Randlinie)
ρ_z	Radius des Strahlungszonen-zentrums aus der Geometrie
Q	statische Ladung
$\frac{Q_m \cdot v'}{v}$	mit v' bewegte Ladung
σ_k	komplexer Verlustfaktor
σ_r	reeller Verlustfaktor
τ	LF-Stufungsfaktor
Φ	Azimutwinkel des Fernfeldaufpunktes
ϕ'	skalares Potential
τ_o	Phasendifferenz zwischen Streuer- und Bezugssignal
τ_1	Phasendifferenz durch Phasenschieber
ω_m	Modulationskreisfrequenz
ω_s	Trägerkreisfrequenz
ψ	Spiral- und Integrationsvariable

12. Literaturverzeichnis

- [1] DYSON, J.D. The equiangular spiral antenna, Proc. of 5th Ann. Symp. on USAF Ant. Res. and Dev. Progr., Oct. 1955
- [2] DYSON, J.D. The Equiangular Spiral Antenna. Techn. Rep. No. 21 AD-145 019, PB 157 072, Contr. AF 33 (616)-3220 Dept. of El. Engrg. Univ. of Illinois, Sept. 15, 1957
- [3] MAST, P.E. A Theoretical Study of Equiangular Spiral Antennas, Rep. No. 35 Contr. AF 33 (616)-3220, Ant. Lab. Univ. of Illinois, Sept. 12, 1958, Ph.D.-Diss., S. 1-57
- [4] DYSON, J.D. The Unidirectional Equiangular Spiral Antenna. IRE Trans. AP 7, Oct. 1959, S. 329-334
- [5] DYSON, J.D. The Characteristics and Design of the Conical Log-Spiral Antenna. IEEE Trans. AP 13, July 1965 S. 488-499
- [6] RUMSEY, V.H. Frequency Independent Antennas, New York 1966, Academic Press, 150 S.
- [7] CATHEY, W.T. A Study of the Logarithmic Spiral Antenna Wound on a Cone of Elliptical Cross Section, YALE-University, Ph.D.-Diss. 1963, Dept. El. Engrg. Ann-Arbor, Michigan, S. 1-125
- [8] MEI, K.K. On the Integral Equation of Thin Wire Antenna, Internal Technical Memo. M 79, Electr. Res. Lab. Univ. of California, Berkeley, Cal., July 1964
- [9] YEH, S.Y.,
MEI, K.K. Theory of Conical Equiangular Spiral Antennas, Pt.I, IEEE Tr. AP, 15. Sept. 1967, S. 634-639
Pt.II, IEEE Tr.AP, 16. Jan. 1968, S. 14-21
- [10] NOWATZKY, D. Logarithmisch periodische Dipolantennen, Techn. Mitt. des Rundfunktechn. und fernmt. Zentralamtes (RFZ), Juni 1963, S.77-80, Sept. 1963, S.127-133
- [11] SCHILDHEUER, F. Impedanzverhalten logarithmisch-periodischer Antennen mit linearer Polarisierung, Dr.-Ing.-Diss., Institut f. Nachrichtentechnik und industrielle Hochfrequenzanlagen, TH Braunschweig, 26.5.1967, S. 1-123
- [12] SAHLER, H.,
ZOCHER, E.,
WOHLLEBEN, R. Antennen für elliptisch polarisierte Wellen und ihre Meßtechnik, Forschungsbericht No. 1873 d. Landes Nordrhein-Westfalen, Köln, Jan. 1968, S. 101-152

- [13] KANNEGIESSER, J. Fußpunktimpedanz der selbstkomplementären, logarithmischen Spiralantenne bei besonderer Berücksichtigung der Dicke und Oberflächenleitfähigkeit der verwendeten Folien ihrer Arme, Diplomarbeit No. 127, Institut für Technische Elektronik, RWTH Aachen, Nov. 1966, S. 1-32 *)
- [14] SIVAN-SUSSMAN, R. Various Modes of the Equiangular Spiral Antenna. IEEE Trans. AP 11, Sept. 1963, S. 533-539, or The equiangular plane spiral antenna, Report El. Res. Lab., Sept. 1961, Univ. of California, Berkeley, S. 1-57
- [15] SCHUMACHER, B. Randlinien-Abwicklung für zweiarmige, selbstkomplementäre, konische, logarithmische Spiralantennen bei Variation ihrer Parameter, Wahlarbeit No. 90, Institut für Technische Elektronik, RWTH Aachen, 18. Nov. 1965, S. 1-143 *)
- [16] WOHLLEBEN, R., SCHUMACHER, B. Randlinienabwicklung der zweiarmigen, selbstkomplementären, konischen, logarithmischen Spiralantenne, Nachrichtentechn. Zeitschr., Okt. 1966, S. 585-590
- [17] HAAS, H.W., POST, C.C. Antenna Feasibility Study for NASA NIMBUS-Satellite, Final Report Contr. No. NAS 5-253, task L., New Mexico State Univ., Phys. Sci. Lab., University Park, New Mexico, Jan. 15, 1962
- [18] DYSON, J.D. A Unidirectional Equiangular Spiral Antenna, Techn. Rep. No. 33, 10.7.1958, Antenna Lab., Univ. of Illinois, Urbana, Contr. No. AF 33(616)-3220, Proj. No. 6(7-4600) Task. 40572, S. 6-10
- [19] GRÄSSLER, L. Die Bestimmung der Dielektrizitätskonstante und des Verlustfaktors aufgeschäumter Dielektrika, Nachrichtentechnik, 15, Febr. 1965, S. 71-74
- [20] NEUMANN, E.G. Über das elektromagnetische Feld am freien Ende einer dielektrischen Leitung, URSI-NTG-Tagung, Antennen und elektromagnetische Felder, Darmstadt, Vortrag, 17. 10. 1967, VDE-Verl., Frankfurt, S. 11
- [21] SMITH, C.E. Logarithmic Periodic Antenna Design Handbook, Smith-El. Print, Cleveland, Ohio, 1966, 375 S.
- [22] BELL, R.L., ELFVING, C.T., FRANKS, R.E. Near-Field Measurements on a Logarithmically Periodic Antenna, IRE Trans. 8, AP, Nov. 1960, S. 559-567

- [23] CARREL, R. The Design of Log-Periodic Dipole Antennas, IRE Conv. Rec. Part 1, Mar. 20, 1961, S. 61-75
- [24] DESCHAMPS, G.A., Developments in broadband antennas, IEEE spectrum, April 1964, S. 58-71
DYSON, J.D.,
MAYES, R.E.,
JORDAN, E.C.
- [25] DYSON, J.D. The Design of conical log-spiral Antennas, IEEE Intern. Conv. Rec., Part 8, March 1964, S. 1-15
- [26] DYSON, J.D. Characteristics of the Conical Log-Spiral Antennas, Dayton-Group-Meeting, April 1, 1964
- [27] WALTER, C.H. Traveling Wave Antennas, Mc Graw Hill, New York, 1965, 429 S., S. 148-154
- [28] ZUHRT, H. Elektromagnetische Strahlungsfelder, Springer, Berlin, 1953, S. 185-197
- [29] MEINKE, H.H. Scimitar Antennas, Ann. Summary Report Contract AF 61 (052)-506, München, 1964, 145 S.
- [30] MEINKE, H.H. Scimitar Antennas, Ann. Summary Report Contract AF 61 (052)-506, München, 1965, 141 S.
- [31] MEINKE, H.H. Scimitarantennen, Nachrichtentechn. Zeitschr. 12, 1967, S. 693-699
- [32] REYNOLDS, D.K. Surface-Current and Charge Measurement on Flat Metal Sheets, Cruft Lab., Harvard Univ., Cambridge, Mass., Techn. Rep. No. 53, 8.1948, S. 59-63
- [33] WHITESIDE, H. Electromagnetic Field Probes, Techn. Rep. No. 377, Cruft Lab., Harvard Univ., Cambridge, Mass., 25.10.1962, S. A-7
- [34] MEINKE, H.H. Field Distribution along the Spiral, aus " Antenna Research ", Sci. Rep. Contr. AF 61 (052)-950, München, 1.2.1967, S. 129-146
- [35] SCHAFER, G.E., A modulated Sub-Carrier Technique for Measuring
BOWMAN, R.R. Microwave Attenuation, Proc. IEE (brit.) 109, B, Mai 1962, S. 783-786
- [36] DYSON, J.D. The Measurement of Phase at UHF and Microwave Frequencies, IEEE Tr. MTT, Sept. 1966, S. 410-423
- [37] STRAIT, B.J., Microwave Magnetic-Field Measurements by a Mo-
CHENG, D.K. dulated Scattering Technique, IRE Proc., Jan. 1962, S. 33-40
- [38] RICHMOND, J.H. A Modulated Scattering Technique for Measure-
ment of Field Distributions, IRE Tr. MTT, July 1955, S. 13-15

- [39] CULLEN,A.L., A New Perturbation Method for Measuring Micro-
PARR,J.C. wave Fields in Free Space, IEE Proc. (brit.)
B, Nov. 1955, S. 836-844
- [40] IIZUKA,K. Photoconductive Probe for Measuring Electromag-
netic Fields, IEE Proc. (brit.) B, Nov. 1963,
S. 1747-1754
- [41] IIZUKA,K. How to Measure Fields with Photosensitive Probes,
Electronics, Jan. 25, 1963, S. 39-43
- [42] VURAL,A., Measurement of Diffraction Fields of Finite
CHENG,D.K., Cones by a Scattering Technique Using Light
STRAIT,B.J. Modulation, IEEE Tr. AP, 11, March 1963, S.
200-201
- [43] KING,R.J. An Amplitude and Phase Measuring System Using
a small Modulated Scatterer, The Microwave Journ.,
March 1965, S. 51, 95-98
- [44] LIVINGSTON,N.J. DYNADÉ-A new interrogation, navigation and de-
tection system, The Microwave Journ., May 1967,
S. 70, 72, 75, 77, 78
- [45] KING,R.W.P. The Theory of Linear Antennas, Harvard Univ.
Press, 1956, S. 184
- [46] WOLLENHAUPT,H. Mikrowellenimpedanzen und Schalteigenschaften
von Photohalbleitern, Wahlarbeit No. 91, In-
stitut für Technische Elektronik, RWTH Aachen,
März 1966, S. 1-105 *)
- [47] FAULKNER,E.A. Drift-free phase-sensitive detector, Journ.
Sci. Instruments, July 1959, S. 321
- [48] FAULKNER,E.A., Electron-spin-resonance spectrometer using
WHIPPEY,P.W. high-frequency amplitude modulation, Proc. IEE
(brit.) July 1966, S. 1159-1162
- [49] PHILLIPPOW,E. Nichtlineare Elektrotechnik, Akadem. Verlags-
ges., Leipzig, 1963, S. 115-116
- [50] BERGMANN,K. Grundkenntnisse für Entwurf Technischer Oszil-
latoren, Interne Publikation, 1967, Institut
für Technische Elektronik, RWTH Aachen, S. 8
- [51] WOHLLEBEN,R., Breitbandiger koaxialer Wendelphasenschieber,
FEISEL,H. Frequenz, 11, Mai 1967, S. 183-186
- [52] DÖRING,H. Hochfrequenztechnik I, Institut für Hochfre-
quenztechnik, RWTH Aachen, Vorlesungsumdruck,
1964, S. 70-71

- [53] WOHLLEBEN,R., Mikrowellenimpedanzen von kommerziellen Photo-
WOLLENHAUPT,H. halbleitern -I, Statisches Verhalten, Solid
State Electronics, Juli, 1967, S. 847-855
- [54] SCHNEIDER
Faseroptische Bauelemente 2, J. Schneider-
Optische Werke, Bad Kreuznach, Datenblätter
1967, S. 3
- [55] WOLLENHAUPT,H. Zeitabhängige Impedanzen von lichtmodulierten
Photowiderständen im dm- und cm-Wellenbereich,
Diplomarbeit No. 128, Institut für Technische
Elektronik, RWTH Aachen, August, 1966, S. 1-70 *)
- [56] WOHLLEBEN,R., Mikrowellenimpedanzen von kommerziellen Photo-
WOLLENHAUPT,H. halbleitern -II, Dynamisches Verhalten (bei
25-Hz-gechopptem Licht), Solid State Elec-
tronics, Nov., 1967, S. 1077-1084
- [57] WIJN,H.P.J., Werkstoffe der Elektrotechnik, Springer, Ber-
DULLENKOPF,P. lin, 1967, S. 25
- [58] MOORE,R.D., Modern Signal Processing Technique for Opti-
CHAYKOWSKY,O.C. mal Signal to Noise Ratios, Techn. Bull. No.
109, Princeton Applied Res. Corp., 1963, S.
2, Fig. 3
- [59] BIEDERMANN,F. Ein sehr schmalbandiges, aktives RC-Filter
für 25 Hz, Wahlarbeit No. 109, Institut für
Technische Elektronik, RWTH Aachen, März,
1966, S. 1-22 *)
- [60] WALTER,W., Probe Errors in Standing-Wave Detectors, Proc.
MARSHALL,F.R., IRE, No. 34, Jan. 1946, S. 33-44
HUNTER,L.P.
- [61] MEINKE,H., Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Sprin-
GUNDLACH,F.W. ger, Berlin, 1962, S. 273
- [62] ANDERS,R., Ein einfaches Meßsystem nach dem Rückstreu-
WOHLLEBEN,R. verfahren zur Untersuchung des Antennen-Nah-
feldes nach Betrag, Phase und Richtung, URSI-
NTG-Tagung; Antennen und elektromagnetische
Felder, Darmstadt, 18.10.1967, Vortrag,VDE,FFm.S35-37
- [63] McCLELLAND,O.L. An Investigation of the Near-Fields on the
Conical Equiangular Spiral Antenna, MS-Thesis,
Dept. of El. Engrg. Univ. of Illinois, Urba-
na, III., May 1962
- [64] CHEO,B., A Solution to the Equiangular Spiral Antenna,
RUMSEY,V.H., URSI Fall Meeting San Diego, California, Oct.
WELCH,W.J. 1959, S. 19-21

- [65] CHEO, B., RUMSEY, V. H., WELCH, W. J. A Solution to the Frequency-Independent Antenna Problem, IRE Trans. AP 9, Nov. 1961, S. 527-534, oder Electr. Res. Lab., Dept. El. Engrg., Univ. of California, Berkeley, US Army Signal Corps Contract, DA 360 39-sc-782 56
- [66] KRAUS, J. D. Antennas, Mc Graw-Hill, New York, 1950, S. 209
- [67] SENSIFER, S. Electromagnetic wave propagation on helical conductors. D. Sc.-Diss. 1951, MIT, Cambridge, Mass., oder Techn. Rep. No. 194, Res. Lab. of El. MIT, May 16, 1951, 1 - 119
- [68] KLOCK, P. W., MITTRA, R. On the Solution of the BRILLOUIN-($k-\beta$) Diagram of the Helix and its Application to Helical Antennas. PT AP Int. Symp. Digest, July 1963, S. 99-103
- [69] SCHNEIDER, E. Periodische Strukturen, Diplomarbeit No. 185, Institut für Technische Elektronik, RWTH Aachen, 1967, S. 1-108 *)
- [70] HESSEMER, R. A. Backward-Wave Radiation from an Equiangular Spiral Antenna, IRE Trans. AP 9, Nov. 1961, S. 582
- [71] SCHUMACHER, B. Bestimmung des Strahlungszentrums kegelförmiger, logarithmischer Spiralantennen als Funktion von Winkelparametern und Umfangsresonanz, Diplomarbeit No. 172, Institut für Technische Elektronik, RWTH Aachen, Febr. 1967, S. 1-85 *)
- [72] BARBANO, N. Log Periodic Dipole Array with Parasitic Elements, The Microwave Journ., Oct. 1965, S. 41-44, 67-69
- [73] ANDERS, R. Oberflächenstromdichte auf den Armen kegelförmiger, logarithmischer Spiralantennen, Diplomarbeit No. 148, Institut für Technische Elektronik, RWTH Aachen, Nov. 1966, S. 1-93 *)
- [74] ENGELBRECHT, U. Phasenbelagsmessungen an zweiarmigen, kegelförmigen, logarithmischen Spiralantennen, Wahlarbeit No. 221, Institut für Technische Elektronik, RWTH Aachen, Sept. 1967, S. 1-98 *)
- [75] WILLERS, F. A. Methoden der praktischen Analysis, De Gruyter, Berlin, 1957, S. 32

- [76] BRONSTEIN, I.N., Taschenbuch der Mathematik, Deutsch, Frankfurt/M., 1962, S. 527
SEMENDJAJEW, K.A.
- [77] NEUMANN, E.G. Experimentelle Untersuchung der Oberflächenwelle einer YAGI-Struktur, Zeitschrift f. angew. Physik, Februar 1965, S. 121-128
- [78] EHRENSPECK, H.W., Two-Dimensional Endfire Array with Increased Gain and Sidelobe Reduction, AFCRL-TR-58-132, ASTIA Rep. No. AD 152 372, 1958
KEARNS, W.J.
- [79] WOHLLEBEN, R. Zur " Strahlungszone " an kegeligen, zweiar-migen, logarithmischen Spiralantennen, URSI-NTG-Tagung: Antennen und elektromagnetische Felder, Darmstadt, 19.10.1967, Vortrag, VDE, Ffm S41-44
- [80] KAMMANN, K. Bestimmung des Kapazitätsbelags mit Hilfe kon-former Abbildungen zweifach zusammenhängender Gebiete, Diplomarbeit No. 271, Dez. 1967, S. 1-35 *)
- [81] BUCHHOLZ, H. Elektrische und magnetische Potentialfelder, Springer, Berlin, 1957, S. 65-69
- [82] REUTTER, F., Herstellung konformer Abbildungen mit Hilfe NEUKIRCHEN, J., des Analogrechners. Praktische Behandlung SOMMER, D. der Umströmung zweifach zusammenhängender Ge-biete, Forschungsberichte des Landes Nord-rhein-Westfalen, No. 1930, Sept. 1968, 52 S.
- [83] WOHLLEBEN, R., Characteristic Impedance of Complicated Cross STIEF, S., Sections by the Method of Approximated Conformal Map-ping of Twice Connected Regions, URSI-Sympo-sium Electromagnetic Waves, Stresa (Italy), 28 June 1968, oder Sonderheft der Alta Frequenza, 1969
KAMMANN, K.
- [84] KING, R.W.P. Electromagnetic Engineering, Mc Graw Hill, New York, 1945, Pt. 1, S. 270-274
- [85] PATHRASI, S. Fernfeld-Integration an logarithmischen Spi-ralantennen, Diplomarbeit No. 254, Institut für Technische Elektronik, RWTH Aachen, Sept. 1967, S. 1-52 *)
- [86] MITTRA, R., A Theoretical Study of the Conical Spiral An-tenna, " Electromagnetic Wave Theory ", URSI Symposium, Delft, Sept. 1965, Pergamon Press 1967, Braunschweig, Part 2, S. 751-765
KLOCK, P.W.
- [87] AJIOKA, J.S. A Microwave Phase Contour Plotter, Proc. IRE Sept. 1955, S. 1088-1090

- [88] BAUR, K. Das Phasenzentrum von Aperturstrahlern, Archiv. El. Übertr., Nov. 1955, S. 541-546
- [89] HU, Y. Y. A Method of Determining Phase Centers and its Application to Electromagnetic Horns, Journ. Frankl. Inst., Jan. 1961, S. 31-39
- [90] VOL'PERT, A. R. The Notation of a Phase Centre in Aerial Design, Radiotechnika i Elektronika, März 1961, S. 3-12
- [91] NAGELBERG, E. R. FRESNEL-Region Phase Centers of Circular Aperture Antennas, IEEE Tr. AP 13, May 1965, S. 479-480
- [92] SANDER, S., CHENG, D. K. Phase Center of Helical Beam Antennas IRE, Nat. Conv. Rec., Mar. 1958, Pt. 1, S. 152-156
- [93] LEONARD, J. D. The Development of an Equipment to Measure the Relative Phase of the Radiation from an Antenna, M.S.E.E.-Thesis Dept. El. Engrg., Ohio St. University, Columbus, May 1951, S. 1-18
- [94] REID, R. Determination of Phase-Center Location by Amplitude Measurements, Task No. 45 360, Rep. No. 10, Proj. No. 4506, Syracuse University Res. Inst., Aug. 1960, S. 1-52
- [95] BAWER, R., WOLFE, J. J. The Spiral Antenna. IRE Internat. Conv. Rec., Part 1, March 21-24, 1960, S. 84-95
- [96] DYSON, J. D. Determination of the Phasecenter and Phase Patterns of Antennas, AGARD, 11.7.1966, Tagung Düsseldorf, S. 1-34, Vortrag
- [97] BARBANO, N. Phase Center Distribution of Spiral Antennas. IRE Wescon Conv. Rec., August 1960, Pt. 1, S. 123-130
- [98] FEISEL, H. Experimentelle Bestimmung des Phasenzentrums kegelförmiger, logarithmischer Spiralantennen, Diplomarbeit No. 332, Institut für Technische Elektronik, RWTH Aachen, Apr. 1968, S. 1-62 *)
- [99] FEIX, G. Untersuchungen von Phasenzentren an extrem langen Pyramidenhornstrahlern. Nachrichtent. Zeits. Aug. 1966, S. 441-445
- [100] KÜHN, R. Mikrowellenantennen, VEB-Technik, Berlin 1964, S. 598, 274 - 277

Die mit *) gekennzeichneten Arbeiten wurden vom Verfasser im Rahmen seiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter und Assistent am Institut für Technische Elektronik der RWTH Aachen betreut.

L E B E N S L A U F

4. Juni 1936 geboren in Bad Kreuznach als Sohn des Kaufmanns Georg Wohlleben und seiner Ehefrau Kathrin, geb. Lellbach
- 1942-1946 Volksschule Bad Kreuznach und Odernheim/Glan
- 1946-1947 Staatliches Gymnasium Sobernheim/Nahe
- 1947-1950 Staatliches Gymnasium Bad Kreuznach
- 1950-1952 Internats-Oberschule Wilhelmsdorf bei Ravensburg
- März 1952 Mittlere Reifeprüfung in Wilhelmsdorf
- 1952-1955 Staatliches Gymnasium Bad Kreuznach, naturwissenschaftl.
- März 1955 Reifeprüfung in Bad Kreuznach
- April-Sept. 1955 Vorpraktikum bei HOMBAK K.G., Bad Kreuznach, Holzver-
arbeitungsmaschinen
- Okt. 1955 Vorpraktikum bei Meier u. Weichelt, Gießerei, Rheinböllen
- Nov. 1955 Studienbeginn, TH Karlsruhe, Fachrichtung Physik
- Mai 1956 Studienwechsel von Physik zu Elektrotechnik
- August-Okt. 1956 Werkstudent bei Autoradio Becker, Karlsruhe, mechani-
sches Labor
- Dez. 1957 Diplom-Vorprüfung TH Karlsruhe in Elektrotechnik
- Dez. 1957- Febr. 1958 Hilfsassistent am Schalltechnischen Labor der TH Karls-
ruhe
- März, April 1958 Praktikant bei West-Elektronik, Bad Kreuznach
- Mai 1958 Studienfortsetzung, Nachrichtentechnik, TH München
- Aug.-Okt. 1958 Praktikant bei Deutsche Phillips GmbH, Apparatefabrik
Wetzlar
- Juni-Aug. 1960 Hilfsassistent am Institut für Technische Elektronik
der TH München
- 11.Nov.1960 Diplom-Hauptprüfung (Datum des Zeugnisses)
- Jan. 1961- Sept. 1964 Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Antennenlabor des In-
stituts für Hochfrequenzphysik der Gesellschaft zur
Förderung der astrophysikalischen Forschung e.V., Ro-
landseck (heute Werthhoven)
- 1.Okt.1964- Febr. 1968 Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Techni-
sche Elektronik der Rheinisch-Westfälischen Technischen
Hochschule Aachen, Leiter: Prof. Dr. H. Lueg
- seit Febr. 1968 Wissenschaftlicher Assistent am gleichen Institut

S9811



S9811

