

- Zapf, T. L. (1961): Calibration of inductance standards in the Maxwell-Wien-Bridge circuit. J. of Res. NBS 65 C, 183-188
- Zapf, T. L.; Chinburg, C. H.; Wolf, H. K. (1963): Inductive voltage divider with calculable relative corrections. IEEE Trans. IM-12, 80-85
- Zickner, G. (1935a): Absolute Induktivitäts-Normale. ATM Z 121-1
- Zickner, G. (1935b): Induktivitäts-Normale (unveränderbare Modelle). ATM Z 121-2
- Zickner, G. (1944): Zur Berechnung der Randkorrektion von Kondensatoren. Arch. f. Elektrotech. 38, 1-16
- Zickner, G. (1948a): Der Temperaturkoeffizient von Normal-Luftkondensatoren. Elektrotech. 2, 147-152
- Zickner, G. (1948b): Die Eichkurve des Kohlrausch-Kondensators. Elektrotech. 2, 317-320
- Zickner, G. (1955): Ein regelbares Normal der Kapazität. Arch. f. Elektrotech. 42, 71-93
- Zickner, G. (1956): Neuere Drehkondensatoren ohne Anfangskapazität. Z. angew. Phys. 8, 187-191
- Zickwolff, G. (1962): Über den Einfluß der Zuleitung auf die Kapazität einer Kugel. Abh. Naturw. Ver. Bremen 36, 51-89
- Zinke, O.; Seither, H. (1982): Widerstände, Kondensatoren, Spulen und ihre Werkstoffe. Berlin, Heidelberg, New York: Springer

## 4.3 Hochfrequenz

### 4.3.1 Allgemeines (U. Stumper)

Der Gesamtbereich des elektromagnetischen Frequenzspektrums erstreckt sich über mehr als 20 Dekaden. Die Einordnung des Hochfrequenzbereiches zeigt Fig. 4.157 (Frequenzzuordnungen nach Meinke-Gundlach (1986)). Die Abgrenzungen nach tiefen und hohen Frequenzen sind fließend. Schon für Frequenzen ab 30 kHz entsprechen gewisse Techniken und Verfahren (z. B. die Wellenabstrahlung und die Ausbreitung im freien Raum) mehr der hochfrequenten als der niederfrequenten Betrachtungsweise. Die Fortpflanzung von Lichtwellen, die z. B. in Glasfaser-Leitungen weitergeleitet werden, ist ebenfalls durch hochfrequenztechnische Methoden beschreibbar (s. 6.2.1.2).

Die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen erfolgt meist in rückgekoppelten Halbleiter- oder Röhrenschaltungen, bei denen ein Bruchteil der verstärkten Ausgangsspannung zum Eingang zurückgeführt wird, wodurch eine Aufrechterhaltung der entsprechend der Resonanzbedingungen angeregten elektromagnetischen Schwingung erzwingen wird.

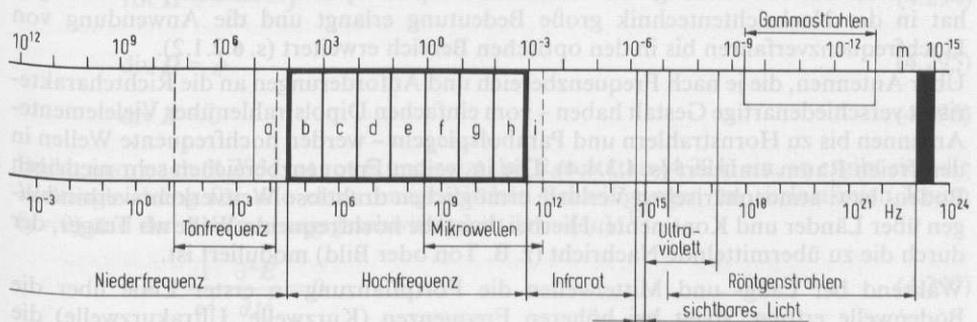


Fig. 4.157 Einordnung des Hochfrequenzbereichs in das Spektrum der elektromagnetischen Wellen  
 (a) Längstwellen, (b) Langwellen, (c) Mittelwellen, (d) Kurzwellen, (e) Ultrakurzwellen, (f) Dezimeterwellen, (g) Zentimeterwellen, (h) Millimeterwellen, (i) Submillimeterwellen

Die Eigenschwingungen von Quarzkristallen und die von angeregten Atomen und Molekülen emittierten elektromagnetischen Schwingungen (z. B. von Cäsium, Rubidium, Wasserstoff, Ammoniak, s. 1.3.3 u. 4.3.4.5, Kartaschoff (1978)) dienen wegen ihrer hohen Konstanz als Frequenz- und Zeitnormale (z. B. Cäsium-Resonator, Schwingungsfrequenz  $\approx 9,192$  GHz, minimale relative Frequenzunsicherheit  $\approx 1 \cdot 10^{-14}$ ).

Im Bereich der cm- bis Sub-mm-Wellen wird die durch „Laufzeiteffekte“ bedingte Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld der erzeugten Strahlung und den von der Kathode emittierten Elektronen ausgenutzt, um die Schwingungen aufrecht zu erhalten. Magnetrons, Klystrons, Wanderfeldröhren und Rückwärtswellen-Oszillatoren (Carcinotrons) sind Generatoren dieser Art.

Anstelle von Röhren werden heute weitgehend Halbleiter-Bauteile wie YIG-Oszillatoren, Gunn- und Impatt-Dioden zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen bis in den mm-Wellenbereich angewandt (s. 4.3.2).

Die Hochfrequenz-Energie kann sich leitungsgebunden oder im freien Raum fortpflanzen. Während die im kHz- und unteren MHz-Bereich angewandte ungeschirmte Doppelleitung (s. 4.3.3.2) am ehesten der bei Gleichstrom und Niederfrequenz üblichen Drahtleitung entspricht, wird im höheren MHz- und GHz-Bereich die Verwendung vollständig abgeschirmter Leitungssysteme zur Vermeidung von Abstrahl-Verlusten und zur Verhinderung der Einstreuung elektromagnetischer Störfelder immer zwingender. Bei der Koaxialleitung (s. 4.3.3.3) ist das Zweileitersystem noch erhalten; der den Innenleiter umgebende Außenmantel wird auf Erdpotential gelegt. Im GHz-Bereich, vor allem für Frequenzen oberhalb 8 GHz, werden neben den mit anwachsender Frequenz immer mehr verlust- und reflexionsbehafteten Koaxialleitungen Hohlleiter verwendet (s. 4.3.3.4), bei den sich das elektromagnetische Feld in einem von metallischen Hohlleiterwandungen umgebenen Kanal fortpflanzt. Der Energietransport erfolgt – wie auch im niederfrequenten Bereich – durch das zwischen den Leitern sich ausbildende elektromagnetische Feld, die hochfrequenten Leitungsströme werden aber infolge des zur Leitungsmitte hin zunehmenden induktiven Widerstandes mit wachsender Frequenz immer mehr zur Leiteroberfläche hin verdrängt (s. 4.3.3.1).

Mit Aufkommen der Mikro-Elektronik und der integrierten Schaltungstechnik, bei der Leitungen als „gedruckte Schaltungen“ auf kleinstem Raum verlegt werden, wurden auch spezielle Leitungsformen dieser Art für sehr hohe Frequenzen entwickelt (s. 4.3.3.5). Die Verwendung von Glasfasern als quasi-optische Hochfrequenzleitungen hat in der Nachrichtentechnik große Bedeutung erlangt und die Anwendung von Hochfrequenzverfahren bis in den optischen Bereich erweitert (s. 6.2.1.2).

Über Antennen, die je nach Frequenzbereich und Anforderungen an die Richtcharakteristik verschiedenartige Gestalt haben – vom einfachen Dipolstrahler über Vielelemente-Antennen bis zu Hornstrahlern und Parabolspiegeln – werden hochfrequente Wellen in den freien Raum emittiert (s. 4.3.4.4). Die in weiten Frequenzbereichen sehr niedrigen Boden- bzw. atmosphärischen Verluste ermöglichen drahtlose Weitverkehrsverbindungen über Länder und Kontinente. Hierbei dient die hochfrequente Welle als Träger, der durch die zu übermittelnde Nachricht (z. B. Ton oder Bild) moduliert ist.

Während bei Lang- und Mittelwellen die Fortpflanzung in erster Linie über die Bodenwelle erfolgt, spielt bei höheren Frequenzen (Kurzwellen, Ultrakurzwellen) die Raumwelle beim Fernempfang die dominierende Rolle. Dabei kommt im Kurzwellenbereich den Reflexionen an den Schichten der Ionosphäre eine besondere Bedeutung zu. Die Bündelung der Wellen gelingt mit wachsender Frequenz leichter, so daß bei

Mikrowellen eine quasi-optische Abstrahlung mittels scharf bündelnder Horn- oder Parabolspiegel-Antennen erzielt werden kann. Solche Mikrowellenstrahler erlauben daher eine Nachrichtenübertragung nur auf Sichtweite. Mit Hilfe von Nachrichtensatelliten im außererrestischen Raum wird aber eine qualifizierte Fernübertragung von Kontinent zu Kontinent ermöglicht.

Empfang und Nachweis hochfrequenter Wellen (s. 4.3.2) kann durch Gleichrichtung in Halbleiter-(ggfs. Röhren-)Detektoren erfolgen. Bei schwachen Signalen wird das Überlagerungsprinzip angewendet. Durch Mischen des zu empfangenden Signals mit einem geringfügig frequenzverschobenen amplitudenkonstanten Signal in einer Mischer-Diode erscheint an deren Ausgang ein Signal in Umgebung der Zwischenfrequenz (Frequenzdifferenz beider Signale). Der Betrag dieses Signals ist demjenigen des zu empfangenden Signals proportional und läßt sich infolge der günstigen Frequenzlage (kHz- oder MHz-Bereich) um viele Zehnerpotenzen verstärken. In der Präzisionsmeßtechnik nutzt man die Wärmewirkung zum Signalnachweis aus (s. 4.3.2, 4.3.4.1). In temperaturempfindlichen Meßwiderständen (Bolometern) wird die absorbierte HF-Leistung in Wärme umgesetzt; die damit verbundene Widerstandsänderung des Bolometer-Elementes ist in einer empfindlichen Wheatstoneschen Brückenschaltung nachweisbar.

Die Anwendung hochfrequenter Schwingungen in Wissenschaft, Technik, Verteidigungsbereich und im zivilen Leben ist in den vergangenen Jahrzehnten dieses Jahrhunderts erheblich ausgeweitet worden, wie Tab. 4.10 zeigt.

Die gesamten Erscheinungen der elektromagnetischen Wellenfelder von den tiefsten bis zu den höchsten Frequenzen werden theoretisch durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben.

Sind  $\mathbf{E}$  der elektrische Feldvektor,  $\mathbf{H}$  der magnetische Feldvektor,  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$  die dielektrische Verschiebung,  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  die magnetische Induktion,  $\epsilon$  die Permittivität und  $\mu$  die Permeabilität im Feldraum,  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$  die Stromdichte,  $\sigma$  die spezifische Leitfähigkeit und  $\rho$  die Dichte der elektrischen Ladung, so gilt

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (4.293)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j} \quad (4.294)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho \quad (4.295)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (4.296)$$

Bildet man nach (4.293)  $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E}$  und setzt das Resultat in (4.294) ein, so ergibt sich die Wellengleichung für alle elektromagnetischen Schwingungen im verlustfreien Raum ( $\mathbf{j} = 0$ ) und der Abstrahlungsgeschwindigkeit  $|v| = (\epsilon \mu)^{-1/2}$

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (4.297)$$

Für Vakuum (in guter Näherung auch für Luft) gilt  $v = c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$  mit der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0 = 8,854188 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ , der magnetischen Feldkonstante  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ .

Tab. 4.10 Übersicht über die Anwendung hochfrequenter Wellen

Anwendungsgebiet	praktische Bedeutung der angewandten HF-technischen Verfahren
Nachrichtentechnik	Übermittlung von Ton-, Bild- und Dateninformationen, sowohl kabelgebunden als auch mit gerichteter und ungerichteter Wellenabstrahlung
Ortungs- und Radartechnik	Land-, See- und Luftüberwachung; Navigation zur See und zur Luft; Überwachung des Straßenverkehrs
Fernsteuerungstechnik	Fernsteuerung beweglicher Objekte
Materialuntersuchungen	zerstörungsfreie Materialprüfung; Bestimmung von Komponenten in Mehrkomponentensystemen; Untersuchung von Materialstrukturen
Erwärmung	Erwärmung und Schmelzen von Werkstoffen in Induktionsöfen; Trocknen und Aushärten in der Holz- und Kunststofftechnologie
Gastronomie	Speisenzubereitung und Auftauen von Tiefkühlkost in Mikrowellenherden
Geophysik	Untersuchung der Oberflächengestaltung der Erde sowie der Form und Höhe von Meereswellen
Meteorologie	Nachweis und Ortung von Bewölkungs- und Niederschlagszonen, Nebel, Regen und Schnee
Wärmetherapie	Ausnutzung der Erwärmungs-Tiefenwirkung bei Kurzwellen- und Mikrowellenbestrahlung des Körpers; Krebstherapie durch lokale Erhitzung des Tumorbereichs
Thermographie	durch Messung der abgestrahlten Rauschleistung: Diagnostik von Krankheitsherden und Tumoren; Nachweis des Verschmutzungszustandes von Gewässern und der Luft; Beobachtung von Vegetationszuständen
Spektroskopie	Mikrowellenspektroskopie zur Erforschung von Atom- und Molekülstrukturen
Sensorik	Feuchtemessung in Werkstoffen; Lokalisierung von Gegenständen und Werkstücken; Füllstandsanzeige
Kernphysik	Plasmaerzeugung; Teilchenbeschleunigung
Dünnschichttechnik	Erzeugung dünner metallischer und nichtmetallischer Schichten

Bei Anwendung der vorgegebenen Anfangs- und Randbedingungen auf diese Gleichungen lassen sich prinzipiell die Feldgrößen  $E$  und  $H$  sowie Ladungsdichten, Stromstärken und Eigenfrequenzen für alle räumlichen Systeme berechnen, in denen elektromagnetische Schwingungen existieren.

#### 4.3.2 Erzeugung und Nachweis hochfrequenter elektrischer Schwingungen

(J. H. Hinken u. A. F. Jacob)

In diesem Abschnitt werden Einrichtungen zur Erzeugung und zum Nachweis elektrischer Schwingungen zwischen etwa 100 kHz und 300 GHz beschrieben. Für tiefere Frequenzen wird auf 4.2 verwiesen, für höhere Frequenzen auf Spezialliteratur (Batt u.

Harris (1976)). Die meisten der hier beschriebenen Geräte sind derart kompliziert, daß sie im allgemeinen durch einen Fremdfachmann nicht selbst hergestellt werden können; Ausnahmen bilden einfache Oszillatoren bis 100 MHz, einfache Verstärker bis zu 10 MHz mit Ausgangsleistungen bis zu 10 W, sowie der Aufbau einfacher Nachweis-schaltungen.

Bezugsquellennachweise für die beschriebenen Bauelemente, Geräte und Gerätesysteme sind zu finden in den aktuellen Ausgaben von Elektro Einkaufs-Führer, Electronic Design's Gold Book, Microwaves Product Data Directory. Als Spezialliteratur sei erwähnt Hochfrequenz-Industrie-Generatoren (1975), Meinke u. Gundlach (1986), Jansen (1980), Henne (1974), Koch (1976), Unger (1994), Unger u. a. (1973/1981), Unger u. Harth (1972), Zinke u. Brunswig (1987), Kraus u. a. (1980). Schließlich sei darauf hingewiesen, daß für die Erzeugung und den Nachweis hochfrequenter Schwingungen die einschlägigen gesetzlichen Bestimmungen einzuhalten sind (Gesetz über Fernmeldeanlagen, Gesetz über den Betrieb von Hochfrequenzanlagen).

#### 4.3.2.1 Erzeugung

Hochfrequente elektrische Leistung wird in Sendern erzeugt. Obwohl dieser Begriff aus dem Bereich der Nachrichtenübertragungstechnik stammt, wird er auch auf HF-Generatoren für andere Bereiche angewendet. HF-Sender bestehen im einfachsten Fall nur aus dem Oszillator zur eigentlichen Schwingungserzeugung; es können aber noch Frequenzumsetzer und Verstärker hinzukommen. Im folgenden sollen diese drei Baugruppen beschrieben werden. Probleme der elektromagnetischen Verträglichkeit, die bei ihrer Inbetriebnahme zu berücksichtigen sind, werden in 4.3.4.4. behandelt. Für Oszillatoren und Sender, die zur Darstellung der Einheit der Zeit, nämlich der Sekunde dienen, wird auf 1.3.3.4 bis 1.3.3.6 verwiesen.

##### Beurteilungskriterien von Oszillatoren

- Eignung der Schwingfrequenz für die vorgegebene Anwendung
- Unempfindlichkeit der Frequenz gegen Alterung, mechanische Erschütterungen und Spannungs- oder Stromschwankungen des Netzteils. Verbesserungen: erschütterungsfreier Aufbau, Gleichspannungsstabilisierung, Thermostat
- Unempfindlichkeit der Frequenz gegen Impedanzänderungen der äußeren Schaltung. Ein Trenn-Verstärker unmittelbar am Oszillatorausgang (Pufferverstärker) vermindert solche Rückwirkungen
- Durchstimmpbarkeit der Frequenz. Wenn erforderlich auf mechanischem, elektrischem oder magnetischem Wege möglich
- Ausreichende Abstimmgeschwindigkeit
- bei der Abstimmung genügend kleine Linearitätsabweichung. Mitunter wird diese definiert als maximale Abweichung der Frequenz von einer linearen Funktion der Eingangsgröße und wird auf die Bandbreite des spezifizierten Durchstimmbereiches bezogen
- Genügend kleine Hysterese bei magnetischer Abstimmung
- Einstellgenauigkeit der Frequenz
- Konstanz der abgegebenen HF-Leistung hinsichtlich der Zeit und der Frequenz (bei durchstimmbaren Oszillatoren)
- Höhe der Ausgangsleistung, von besonderem Interesse im GHz-Bereich
- Geeigneter Oszillatorausgang: Art der Steckverbindung, Art des Hohlleiteranschlusses

- Aufwand in der Stromversorgung (Hochspannungs- oder Niederspannungsnetzteil)
- Aufwand in der Kühlung (Strahlungs-, Luft-, Wasserkühlung)

Die Qualität der Schwingung eines Oszillators wird durch die Angabe der Stabilität (Langzeitstabilität, Kurzzeitstabilität, s. 4.3.4.5) charakterisiert. Ein weiteres Qualitätskriterium ist der in % oder dB angegebene Klirrfaktor  $k$  (s. 4.2.1.1), der den Oberwellengehalt der Schwingung beschreibt. Bei  $k=0$  ist die Schwingung sinusförmig.

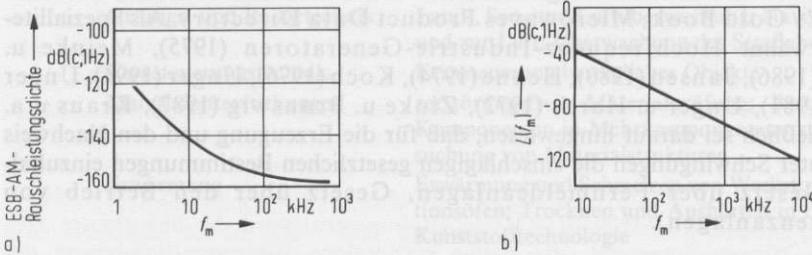


Fig. 4.158 Spektrale Einseitenband-(ESB-)Rauschleistungsdichte eines 92 GHz-Gunn-Oszillators im Frequenzabstand  $f_m$  von der Trägerschwingung pro Hertz Bandbreite und bezogen auf die abgegebene Gesamtleistung (dB (c, 1 Hz)), nach Crandell u. Bernues (1980)

- a) Amplituden-(AM-)Rauschen,
- b) Frequenz-(FM-) bzw. Phasen-(PM-)Rauschen  $L(f_m)$

Die Kurzzeitstabilität der Amplitude und der Frequenz werden im Frequenzbereich durch die Leistungsdichte in den Seitenbändern der Trägerschwingung beschrieben, die durch interne Amplituden- bzw. Frequenzmodulation entstehen. Fig. 4.158a zeigt als Beispiel für einen 92 GHz-Gunn-Oszillator diese relativen Rauschleistungsdichten. Aus der in Fig. 4.158b dargestellten Funktion  $L(f_m)$  ergibt sich die spektrale Dichte der Phasenschwankungen zu

$$S_{\Delta\phi}(f_m) = 2L(f_m) \tag{4.298}$$

oder, gleichwertig, die spektrale Dichte der Frequenzschwankungen zu

$$S_{\Delta f}(f_m) = 2f_m^2 L(f_m). \tag{4.299}$$

**Vierpol-Oszillatoren** haben eine Prinzipschaltung nach Fig. 4.159, in der ein Verstärker und ein Rückkopplungsvierpol mit den komplexen Übertragungsfaktoren  $V_0 = U_2/U_1$  und  $K_r = U_2'/U_2$  zusammengeschaltet sind. Zum Verstehen der Schwingungserzeugung denkt man sich den Eingang der Anordnung bei  $U_1'$  zunächst offen. Es gilt  $U_1' = U_1 - K_r U_2$ . Wenn  $U_1 = K_r U_2$  ist, wird  $U_1' = 0$ ; dann können die Klemmen (1) und (2) miteinander verbunden werden, der rückgekoppelte Verstärker wird zum Oszillator. Die Schwingbedingung lautet also  $U_1 = K_r U_2$  oder

$$K_r V_0 = 1. \tag{4.300}$$

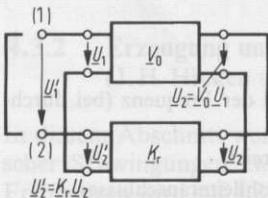


Fig. 4.159 Prinzipschaltbild zur Funktionsweise eines Vierpol-oszillators  $V_0, K_r$ , komplexe Übertragungsfaktoren von Verstärker bzw. Rückkopplungsvierpol

Betrag und Phase dieser Gleichung bestimmen Oszillatoramplitude und -frequenz im stationären Betrieb. Die beim Anschwingen zunächst größere Verstärkung facht die Schwingung aus dem Rauschen heraus an, bis der Verstärker in seine Sättigung kommt und der gemittelte Übertragungsfaktor auf einen Wert gemäß Gl. (4.300) reduziert wird. Dabei entstehen im allgemeinen Oberschwingungen. Sie können vermieden werden, wenn eine Amplitudenstabilisierung, z. B. mit temperaturabhängigen Widerständen durchgeführt wird, die bei größerer Schwingamplitude stärker dämpfend wirken. Die Oszillationsfrequenz wird hauptsächlich durch den Phasengang des Rückkopplungsvierpols bestimmt, aber auch durch parasitäre Einflüsse des Verstärkers. Um eine gute Frequenzstabilität zu erhalten, sollten diese klein gehalten werden, z. B. durch lose Ankopplung und eine hohe Güte (s. 4.3.3.8) des Resonanzkreises im Rückkopplungsnetzwerk. Vor allem muß der Phasengang des Rückkopplungsvierpols selbst genügend stabil sein. Gegebenenfalls sind äußere Einflüsse zu kompensieren (Temperaturkompensation). Als Verstärkerelement kommen bipolare Transistoren, Feldeffekttransistoren oder auch Operationsverstärker in Frage (s. 10.8.2.7).

Nur kurz erwähnt seien hier integrierte Schaltungen (IS), die als betriebsfertige Oszillatoren bis in den MHz-Bereich hinein erhältlich sind; sie erzeugen das HF-Signal zunächst pulsformig und formen es dann zu einer Sinusschwingung durch stückweise lineare Approximation.

Zur unmittelbaren Erzeugung sinusförmiger Schwingungen bis in den Megahertz-Bereich verwendet man vielfach  $RC$ -Oszillatoren; sie besitzen eine hohe Frequenzstabilität und einen großen Durchstimmbereich. Die frequenzbestimmenden Bauelemente sind Widerstände und Kondensatoren. Die  $RC$ -Phasenschieber-Generatoren besitzen als Rückkopplungsvierpol eine Hintereinanderschaltung von mehreren  $RC$ -Gliedern. Bei  $RC$ -Generatoren mit Wien-Brücke hingegen ist das Rückkopplungsnetzwerk etwas komplizierter. Ein Schaltbeispiel dafür mit einem Differenzverstärker zeigt Fig. 4.160. Die Brückenelemente  $C_1 = C_2 = C$  und  $R_1 = R_2 = R$  bestimmen in guter

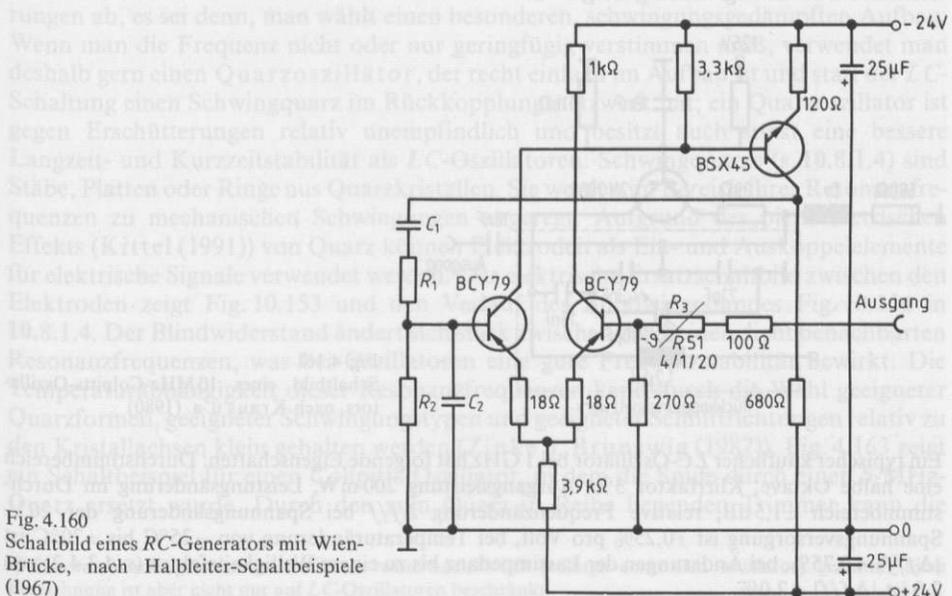


Fig. 4.160  
Schaltbild eines  $RC$ -Generators mit Wien-Brücke, nach Halbleiter-Schaltbeispiele (1967)

Näherung die Schwingfrequenz gemäß

$$f \approx \frac{1}{2\pi RC} \quad (4.301)$$

Für die Schaltung in Fig. 4.160 sollten  $1,2\text{ k}\Omega \leq R \leq 10\text{ k}\Omega$  und  $C \geq 150\text{ pF}$  sein. Die Amplitude der Ausgangsspannung beträgt etwa  $6\text{ V}$ ; ihr ist eine kleine Gleichspannung überlagert. Der Klirrfaktor liegt bis  $0,3\text{ MHz}$  unter  $1\%$ ; das wird erreicht durch die Amplitudengrenzung mit dem Heißeleiter  $R_3$ . Die relative Frequenzänderung ist kleiner als  $10^{-4}$  bei einer relativen Änderung der Betriebsspannung um  $10\%$  oder pro Grad Temperaturänderung bei geeigneter Wahl der Bauelemente. Gewollt geändert wird die Frequenz von  $RC$ -Generatoren durch mechanische Veränderung von  $R$  bzw.  $C$  oder auch durch elektrische Veränderung von  $C$  mit Hilfe eines Varaktors (Kapazitätsvariationsdiode).

Typische Eigenschaften käuflicher  $RC$ -Generatoren mit eingebautem Verstärker sind: 5 umschaltbare Frequenzbereiche, Durchstimmbereich jeweils 1 Frequenzdekade, relativer Frequenzanzeigefehler  $0,1\%$ , Klirrfaktor unter  $1\%$ , Ausgangsspannung stetig regelbar von  $0\text{ V}$  bis  $30\text{ V}$ .

Bis in den Gigahertz-Bereich hinein werden  $LC$ -Oszillatoren verwendet. Bei ihnen sind die frequenzbestimmenden Bauelemente des Rückkopplungsnetzwerkes Spulen und Kondensatoren. Je nach Ausführung dieses Netzwerkes unterscheidet man u. a. zwischen Meißner-, Hartley- und Collpittsschaltung (Zinke u. Brunswig (1987)). Die letzte ist eine kapazitive Dreipunktschaltung. Bei ihr sind die parasitären Kapazitäten des Verstärker sinnvoll in die Schwingkreiskapazität mit einbezogen. Schwingungserzeugung bis zu verhältnismäßig hohen Frequenzen ist möglich. Außerdem entfällt bei dieser Schaltung der Spulenabgriff oder Übertrager. Fig. 4.161 zeigt ein Ausführungsbeispiel für etwa  $10\text{ MHz}$ , das in Basisschaltung arbeitet und eine Ausgangsleistung von  $5\text{ mW}$  an eine  $50\ \Omega$ -Last (nicht gezeichnet) abgeben kann. Das Phasenrauschspektrum eines  $LC$ -Oszillators ist in Fig. 4.162 gezeigt.

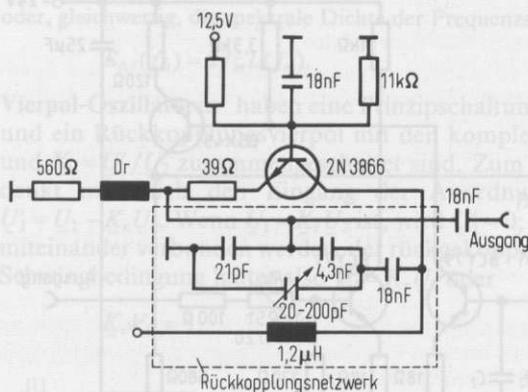
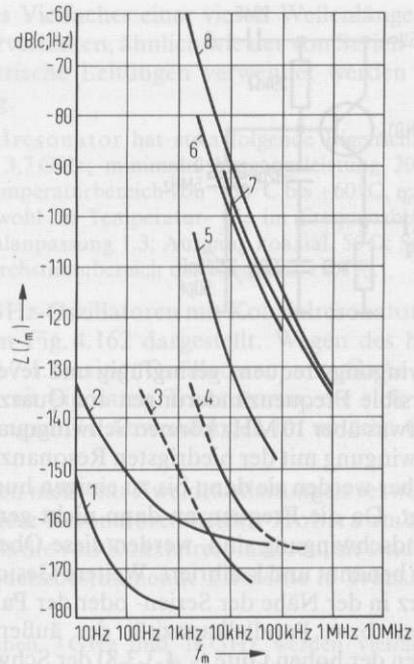


Fig. 4.161  
Schaltbild eines  $10\text{ MHz}$ -Colpitts-Oszillators, nach Kraus u. a. (1980)

Ein typischer käuflicher  $LC$ -Oszillator bei  $1\text{ GHz}$  hat folgende Eigenschaften: Durchstimmbereich eine halbe Oktave, Klirrfaktor  $3\%$ . Ausgangsleistung  $200\text{ mW}$ , Leistungsänderung im Durchstimmbereich  $\pm 1,5\text{ dB}$ , relative Frequenzänderung  $\Delta f/f$  bei Spannungsänderung der  $20\text{ V}$ -Spannungsversorgung ist  $\pm 0,25\%$  pro Volt, bei Temperaturänderung von  $-25^\circ\text{C}$  bis  $+70^\circ\text{C}$  ist  $|\Delta f/f| < 0,75\%$ , bei Änderungen der Lastimpedanz bis zu einem Welligkeitsfaktor (s. 4.3.4.2) von  $2,0$  ist  $|\Delta f/f| < 2,0\%$ .

Fig. 4.162  
 Einseitenband-(ESB)-FM/PM-Rauschleistungs-  
 dichten  $L(f_m)$  im Frequenzabstand  $f_m$  von der Trä-  
 gerschwingung für einige Vierpoloszillatoren mit  
 sehr geringem Phasenrauschen, nach Scherer  
 (1979), Scherer (1981)

- 1 5 MHz-Quarzoszillator
- 2 10 MHz-Quarzoszillator
- 3 100 MHz-Quarzoszillator
- 4 40 MHz- $LC$ -Oszillator
- 5 abstimbarer Oszillator mit Hohlraumresonator  
 bei 500 MHz
- 6 Bip.-Trans.-Oszillator mit abstimbarem Koaxialresonator, 6 GHz
- 7 2 GHz–6 GHz-YIG-Oszillator bei 6 GHz
- 8 FET-Oszillator mit abstimbarem Koaxialresonator, 6 GHz



Die Frequenz eines durchstimmbaren  $LC$ -Oszillators wird häufig mechanisch mit einem Drehkondensator geändert, gelegentlich auch elektrisch über einen Varaktor<sup>1)</sup>.

Die Frequenzstabilität eines  $LC$ -Oszillators hängt stark von mechanischen Erschütterungen ab, es sei denn, man wählt einen besonderen, schwingungsgedämpften Aufbau. Wenn man die Frequenz nicht oder nur geringfügig verstimmen muß, verwendet man deshalb gern einen Quarzoszillator, der recht einfach im Aufbau ist und statt der  $LC$ -Schaltung einen Schwingquarz im Rückkopplungsnetzwerk hat; ein Quarzoszillator ist gegen Erschütterungen relativ unempfindlich und besitzt auch sonst eine bessere Langzeit- und Kurzzeitstabilität als  $LC$ -Oszillatoren. Schwingquarze (s. 10.8.1.4) sind Stäbe, Platten oder Ringe aus Quarzkristallen. Sie werden im Bereich ihrer Resonanzfrequenzen zu mechanischen Schwingungen angeregt. Aufgrund des piezoelektrischen Effekts (Kittel (1991)) von Quarz können Elektroden als Ein- und Auskoppellemente für elektrische Signale verwendet werden. Das elektrische Ersatzschaltbild zwischen den Elektroden zeigt Fig. 10.153 und den Verlauf des Blindwiderstandes Fig. 10.154 in 10.8.1.4. Der Blindwiderstand ändert sich stark zwischen den beiden dicht benachbarten Resonanzfrequenzen, was bei Oszillatoren eine gute Frequenzstabilität bewirkt. Die Temperaturabhängigkeit dieser Resonanzfrequenzen kann durch die Wahl geeigneter Quarzformen, geeigneter Schwingungstypen und geeigneter Schnittrichtungen relativ zu den Kristallachsen klein gehalten werden (Zinke u. Brunswig (1987)). Fig. 4.163 zeigt ein Schaltbeispiel für einen Collpitts-Oszillator, in dem die Spule durch einen 5-MHz-Quarz ersetzt wurde. Durch den zum Quarz in Reihe liegenden Trimmer kann die

<sup>1)</sup> Ein varaktor-abgestimmter Oszillator wird auch VCO (voltage controlled oscillator) genannt; diese Bezeichnung ist aber nicht nur auf  $LC$ -Oszillatoren beschränkt.

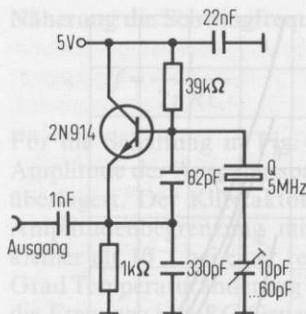


Fig. 4.163  
Schaltbild eines 5-MHz-Quarzoszillators, nach  
Kraus u. a. (1980)

Schwingungsfrequenz geringfügig und reversibel variiert werden. Behelfsmäßige, nicht-reversible Frequenzänderungen am Quarz selbst sind bei Jansen (1980) beschrieben. Bis etwas über 10 MHz können Schwingquarze in ihrer mechanischen Grundschiwingung (Schwingung mit der niedrigsten Resonanzfrequenz) betrieben werden. Für Frequenzen darüber werden sie dann bis zu einigen hundert Megahertz in ihren Oberschwingungen erregt. Da die Frequenzen dann nicht genau ganzzahlige Vielfache der Frequenz der Grundschiwingung sind, werden diese Obertonquarze für die gewünschte Oberschwingung benannt und kalibriert. Weitere Gesichtspunkte bei der Quarzauswahl sind, ob der Quarz in der Nähe der Serien- oder der Parallelresonanz betrieben wird, die Größe der Serien- bzw. Parallelkapazität der äußeren Schaltung und die Betriebstemperatur. Wegen der hohen Güte (s. 4.3.3.8) der Schwingquarze haben Quarzoszillatoren geringes Phasenrauschen; die Spektren dreier wenig rauschender Quarzoszillatoren zeigt Fig. 4.162. Im Bereich von 1 MHz bis 5 MHz ist der Einfluß von Erschütterungen auf Präzisionsquarze besonders gering.

Gute, käufliche Einbau-Quarzoszillatoren bis 5 MHz zeigen folgende Eigenschaften: relative Frequenzänderung  $|\Delta f/f|$  aufgrund von Alterung geringer als  $5 \cdot 10^{-10}/\text{Tag}$  oder  $1 \cdot 10^{-6}/\text{Jahr}$ ; bei Temperaturänderung von  $-20^\circ\text{C}$  bis  $+70^\circ\text{C}$  ist  $|\Delta f/f| < 1 \cdot 10^{-6}$ ; Phasenrauschen  $L(10\text{ Hz}) = -85\text{ dB(c, 1 Hz)}$ ,  $L(100\text{ Hz}) = -115\text{ dB(c, 1 Hz)}$ ,  $L(1\text{ kHz}) = -135\text{ dB(c, 1 Hz)}$ ,  $L(5\text{ kHz}) = -135\text{ dB(c, 1 Hz)}$ ; im handlichen Thermostaten wird  $|\Delta f/f|$  bis auf weniger als  $6 \cdot 10^{-9}$  reduziert für Änderungen der Außentemperatur von  $-40^\circ\text{C}$  bis  $+60^\circ\text{C}$ .

Quarzoszillatoren, deren Frequenz durch eine externe elektrische Spannung geringfügig regelbar ist (VCXOs, z. B. um  $\pm 0,2\%$ ), haben eine stärkere Temperaturabhängigkeit der Frequenz. Eine einführende Darstellung über Oszillatoren findet man bei Becker (1957), die Behandlung einiger spezieller Probleme bei Arnoldt (1980). Die Verwendung von Quarzoszillatoren als Frequenznormale wird in 1.3.3.4 beschrieben.

Bis zu höchstens etwa 10 GHz können Rückkopplungsnetzwerke von Vierpol-Oszillatoren noch mit konzentrierten Induktivitäten und Kapazitäten realisiert werden, auch als VCO. Im nichtsynchronisierten Betrieb zeigen solche Oszillatoren jedoch häufig nicht die geforderte Frequenzstabilität. Das wird mitverursacht durch die zu hohen Frequenzen hin abnehmende Güte der Resonanzkreise (s. 4.3.3.8). Oberhalb von etwa 0,5 GHz baut man deshalb häufig Transistoroszillatoren mit anderen Resonatoren, z. B. mit Leitungsgesamresonatoren. Das sind kurzgeschlossene oder leerlaufende Abschnitte

<sup>1)</sup> Das Symbol dB(c, 1 Hz) weist darauf hin, daß es sich bei dem davorstehenden Zahlenwert um den Zehnerlogarithmus des Verhältnisses der Rauschleistungsdichte, gemessen in oder umgerechnet für 1 Hz Bandbreite, zur Gesamtleistung handelt (s. 9.1.6).

von Leitungen (s. 4.3.3), die ein ganzzahliges Vielfaches einer viertel Wellenlänge lang sind. Ihr Eingangswiderstand zeigt Resonanzverhalten, ähnlich wie der von Serien- oder Parallelschwingkreisen. Es können symmetrische Leitungen verwendet werden oder auch unsymmetrische wie die Koaxialleitung.

Ein typischer Transistor-Oszillator mit Koaxialresonator hat etwa folgende Eigenschaften: mechanischer Durchstimmbereich 3,2 GHz bis 3,7 GHz; minimale Ausgangsleistung 20 mW; relative Frequenzänderung  $|\Delta f/f| < 0,05\%$  im Temperaturbereich von  $-30^\circ\text{C}$  bis  $+60^\circ\text{C}$ ; relative Änderung der Ausgangsleistung um  $\pm 1,5$  dB sowohl im Temperatur- wie im Frequenzbereich; zulässiger Welligkeitsfaktor (s. 4.3.4.2) durch Fehlanpassung 1.3; Ausgang koaxial, 50  $\Omega$ ; Stromversorgung 20 V  $\pm 1,5\%$ , 150 mA; elektrischer Durchstimmbereich der Frequenz  $\pm 0,1\%$ .

Das Phasenrauschen zweier rauscharmer 6 GHz-Oszillatoren mit Koaxialresonator und bipolarem Transistor bzw. GaAs-FET ist in Fig. 4.162 dargestellt. Wegen des hochgemischten  $1/f$ -Rauschens (s. 4.1.1.8 u. 10.7.1.1) sind Oszillatoren mit GaAs-FET grundsätzlich stärker verrauscht als solche mit bipolaren Transistoren, die sich auch wegen der hohen möglichen Ausgangsleistungen für Anwendungen im unteren GHz-Bereich empfehlen (Shih u. Kuno (1989)).

Zum Aufbau von Leitungsresonatoren können nicht nur Zweidrahtleitungen verwendet werden, sondern auch Hohlleiter, s. 4.3.3. Diese Resonatoren heißen Hohlraumresonatoren. Ihre Güten (s. 4.3.3.8) sind höher als die von Koaxialresonatoren, sie sind aber auch sperriger. Sie werden ebenfalls als frequenzbestimmende Elemente in Transistor-Oszillatoren verwendet.

Schaltungen für Arbeitsfrequenzen etwa zwischen 3 GHz und 18 GHz werden vielfach in Streifenleitungstechnik (z. B. mit der Mikrostreifenleitung, s. 4.3.3.5) hergestellt. In diese lassen sich die recht großen Koaxial- und Hohlraumresonatoren nur schlecht einfügen. Statt dessen verwendet man in zunehmendem Maße dielektrische Resonatoren; das sind kleine, z. B. scheibenförmige Körper aus einem geeigneten Material hoher Dielektrizitätszahl und mit kleinem dielektrischen Verlustfaktor. Wenn sie in der Nähe einer Streifenleitung plaziert werden, können in ihnen elektromagnetische Eigenschwingungen bei ihren vorwiegend durch die Geometrie und die Dielektrizitätszahl bestimmten Resonanzen angeregt werden, die wiederum die Frequenz eines Oszillators bestimmen können. Wenn die Eigenschaften des Dielektrikums genügend temperaturunabhängig sind, ist auch die Frequenzänderung  $\Delta f$  des Oszillators mit der Temperatur entsprechend klein:  $|\Delta f/f| < 10^{-6}/\text{K}$  bei 11 GHz ist erreichbar.

Mit Supraleitern (s. 8.6.4.7), insbesondere solchen mit hoher Sprungtemperatur (Kittel (1991)), lassen sich kompakte Leitungsresonatoren hoher Güte (s. 4.3.3.8) realisieren. Erste Labormuster derart stabilisierter FET-Oszillatoren weisen gute Rauscheigenschaften auf (Klieber u. a. (1992)).

Bis zu etwa 1 GHz werden Transistor-Oszillatoren auch mit SAW-(surface acoustic waves = akustische Oberflächenwellen) Komponenten im frequenzbestimmenden Rückkopplungsnetzwerk gebaut. Ähnlich wie Schwingquarze sind dies piezoelektrische Einkristalle mit wohldefinierten Richtungen der Schnitte zu den Kristallachsen. Über einen piezoelektrischen Wandler (Unger u. a. (1973/1981)) wird an einem Ende des Kristalls von einer elektrischen Schwingung eine akustische Welle angeregt, die sich entlang der Grenzfläche zwischen Kristall und Umgebung (Luft) ausbreitet. Über einen zweiten piezoelektrischen Wandler am anderen Ende des Kristalls wird die akustische Welle in eine elektrische Schwingung zurückgewandelt, die gegenüber der ersten drastisch verzögert ist. Solche Verzögerungsleitungen oder, allerdings seltener, ähnlich aufgebaute Resonatoren, vorzugsweise aus Quarz oder Lithiumniobat, können als Rückkopplungsnetzwerke von Oszillatoren eingesetzt werden, die dann unempfindlich sind gegen mechanische Erschütterungen (Mikrophonie) und die ein geringes Phasenrauschen besitzen. Mit Varaktoren können SAW-Oszillatoren in einem geringen Frequenzbereich abstimmbaar gemacht werden. Ein typischer SAW-Oszillator hat folgende Eigenschaften: Durchstimmbereich 454,8 MHz bis 457,3 MHz mit einer Spannung von 0 V bis 10 V; Ausgangsleistung 35 mW an 50  $\Omega$ ; Abstimm-

Nichtlinearität  $\pm 6\%$ ; Frequenzänderung  $|\Delta f/f| < 0,03\%$  bei Temperaturänderung von  $-20^\circ\text{C}$  bis  $+70^\circ\text{C}$ ; Abhängigkeit der Frequenz von Schwankungen in der Spannungsversorgung  $|\Delta f|/f < 10^{-4}$  pro Volt; Unterdrückung der Harmonischen gegenüber der Grundschwingung 13 dB; Spannungsversorgung  $+10\text{ V}$ ; Phasen-Rauschleistungsdichte  $L(1\text{ kHz}) = 80\text{ dB(c, 1 Hz)}$ ,  $L(5\text{ kHz}) = -101\text{ dB(c, 1 Hz)}$ ,  $L(10\text{ kHz}) = -119\text{ dB(c, 1 Hz)}$ ,  $L(25\text{ kHz}) = -128\text{ dB(c, 1 Hz)}$ .

Oszillatoren mit Leitungs-, Hohlraum- und SAW-Resonatoren lassen sich durch elektrische Signale nur in kleinen Bereichen durchstimmen. Für Breitbandanwendungen sind dagegen YIG-(yttrium iron garnet, Yttrium-Eisen-Granat-)Oszillatoren geeignet. Bei ihnen wird die ferromagnetische Resonanz (Kittel (1991)) dieses Ferrites ausgenutzt. Kleine Kugeln bilden Resonatoren mit Resonanzfrequenzen, die durch ein veränderliches magnetisches Gleichfeld um einige Oktaven im Mikrowellenbereich durchgestimmt werden können. YIG-abgestimmte Oszillatoren besitzen darüber hinaus eine sehr gute Abstimmlinearität, geringes Rauschen und gute Frequenzstabilität. Mit Transistoren als aktivem Element werden sie für Frequenzen von 0,5 GHz bis 18 GHz angeboten.

Eigenschaften eines typischen YIG-abgestimmten Transistor-Oszillators sind: Abstimmbereich 2 GHz bis 8 GHz, Ausgangsleistung 20 mW and 50  $\Omega$ ; Leistungsschwankungen im Abstimmbereich  $\pm 3,0\text{ dB}$ ; Frequenzänderung 20 MHz im Temperaturbereich von  $0^\circ\text{C}$  bis  $+65^\circ\text{C}$ ; Abstimm-Empfindlichkeit 20 MHz/mA; Abstimm-Nichtlinearität  $\pm 0,05\%$ ; Abstimmhysterese 8 MHz; Spannungsversorgung  $+15\text{ V}$  und  $-5\text{ V}$  je 80 mA; Versorgung für Magnetfeldspule 20 V bis 28 V, 3 W.

Das Rauschverhalten eines rauscharmen YIG-Oszillators ist in Fig. 4.162 dargestellt.

Aus physikalischen und technologischen Gründen ist der Funktionsbereich von konventionellen Bipolar-Transistoren und FET's – und damit auch ihre Verwendung als Verstärker in Vierpol-Oszillatoren – auf Frequenzen in der Größenordnung von 10 bzw. 50 GHz begrenzt. Mit jüngst entwickelten Transistoren, die auf Heteroübergängen, d. h. der Schichtung von Halbleitern mit unterschiedlichem Bandabstand (z. B. GaAlAs und GaAs) aufbauen, verschieben sich die Grenzen auf Werte bis über 100 GHz (Shih u. Kuno (1989), Liechi (1989), Smith u. Swanson (1989), Harth (1988), Workshop Proceedings (1989)). Bipolare (heterojunction bipolar transistor (HBT)) und Feldeffekt-Strukturen (high electron mobility transistor (HEMT); andere Bezeichnungen: modulation doped FET (MODFET), two-dimensional electron gas FET (TEGFET), selectively doped heterostructure transistor (SDHT), heterostructure FET (HFET)) unterscheiden sich sowohl in der Funktionsweise als auch in den Eigenschaften.

Der bislang noch nicht voll ausgereifte HBT unterscheidet sich vom gewöhnlichen Bipolar-Transistor durch einen im Vergleich zur Basis größeren Bandabstand im Emitter. Dadurch wird die Energiebarriere für die Basislöcher vergrößert; die Dotierung in der Basis kann somit erhöht, der Basisbahnwiderstand also verringert werden, ohne daß die Emittierergiebigkeit (Unger u. a. (1973) u. (1981)) beeinträchtigt wird. Dies führt zu höheren Grenzfrequenzen. Wie auch der gewöhnliche Bipolar-Transistor zeichnet sich der HBT durch hohe Ausgangsleistung und sehr guten Wirkungsgrad aus und weist aufgrund seiner Vertikalstruktur niedriges  $1/f$ -Rauschen auf. Bei 10 GHz sind pro Längeneinheit des Emitters Dauerstrichleistungen von 4 W/mm erreichbar. Ein mit einem dielektrischen Resonator stabilisierter 4 GHz-Oszillator weist bei 1 kHz Trägerabstand ein Phasenrauschen von  $-73\text{ dB (c, 1 Hz)}$  auf (Liechi (1989)).

Handelsübliche FET (s. 10.8.2.7) für höchste Frequenzen werden aus GaAs hergestellt; die Gate-Elektrode wird als Schottky-Kontakt ausgeführt. Die Grenzfrequenz wird durch die Länge des Gate und die Geschwindigkeit (Sättigungsdriftgeschwindigkeit  $v_s$ ), mit der die Ladungsträger (hier: Elektronen) durch den Kanal driften, beeinflußt. Sie kann erhöht werden, indem der Kanal bis zum Erreichen von technologischen Grenzen verkürzt oder  $v_s$  vergrößert wird.  $v_s$  hängt vom Halbleitermaterial selbst ab und ist durch

die Dotierung begrenzt: die Elektronen werden an den ionisierten Donatoren gestreut. Im HEMT (Fig. 4.164), einer besonderen FET-Struktur, trennt man die Elektronen räumlich von den Donatoren, um diese Streuprozesse zu verringern. Unter dem Gate befindet sich dafür ein Heteroübergang.

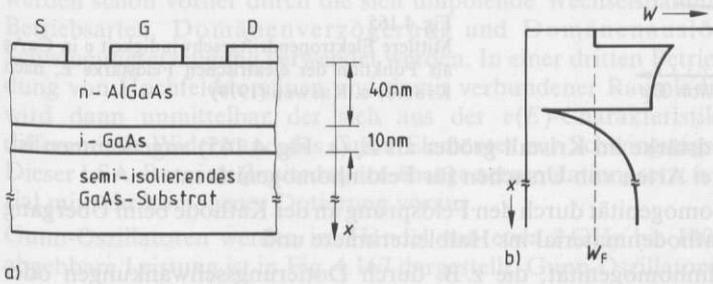


Fig. 4.164 a) Prinzipieller Aufbau eines HEMT mit typischen Schichtdicken (S: Source, G: Gate, D: Drain; n: n-dotiert, i: undotiert)  
b) Verlauf der Leitungsbandenergie  $W$  senkrecht zur Gate-Elektrode ( $W_F$ : Fermienergie)

Das Material mit dem größeren Bandabstand (z. B. AlGaAs) wird dotiert, während das andere (z. B. GaAs) undotiert bleibt. An der Grenzschicht bildet sich im Leitungsband des undotierten Materials ein sehr schmaler Potentialtopf, in dem sich die Elektronen bevorzugt aufhalten. Hier werden sie nur noch wenig gestreut und besitzen ein höheres  $v_s$ . Gegenüber dem herkömmlichen FET zeichnet sich der HEMT durch höhere Grenzfrequenzen aus. In Oszillatoranwendungen aber stört wieder das relativ starke hochgemischte  $1/f$ -Rauschen. Durch geeignete Wahl der Materialien lassen sich Grenzfrequenz und Leistung weiter steigern (pseudomorphic HEMT (PHEMT) mit InGaAs anstelle von GaAs; HEMT auf InP-Basis) (Smith u. Swanson (1989)). Auf die Gate-Breite bezogene Leistungen liegen um  $1 \text{ W/mm}$  bei  $60 \text{ GHz}$  und noch um  $0,4 \text{ W/mm}$  bei  $94 \text{ GHz}$  (Workshop Proceedings (1989)).

Die Grenzfrequenz von Transistoren wird durch die endliche Laufzeit der Ladungsträger im Bauelement mitbestimmt. Laufzeiteffekte werden aber andererseits auch direkt zur Schwingungserzeugung ausgenutzt, vor allem in den nachstehend beschriebenen Halbleiterbauelementen.

**Zweipol-Oszillatoren mit Gunn- und IMPATT-Dioden** Diese sind Halbleiterdioden mit einem komplexen Eingangswiderstand, dessen Realteil negativ sein kann. Damit lassen sich dann der positive Realteil des Widerstandes einer äußeren Schaltung kompensieren und somit Verluste in dieser äußeren Schaltung aufheben. Dann ist Schwingungsanfachung möglich (Zinke u. Brunswig (1987)). Bei GaAs, und auch bei einigen anderen Halbleiterverbindungen, hat die  $v(E)$ -Charakteristik ( $v$  = mittlere Elektronendriftgeschwindigkeit,  $E$  = elektrische Feldstärke) gemäß Fig. 4.165 einen Bereich negativer Steigung, der in Gunn-Elementen ausgenutzt wird (Unger u. Harth (1972)). In diesem Feldstärkebereich werden aufgrund der besonderen Struktur des Leitungsbandes Elektronen von einem Energieminimum in ein anderes „transferiert“. Gunn-Elemente werden daher auch Elektronen-Transfer-Elemente (TED = transferred electron device) genannt. – Der in Fig. 4.165 gezeigte Verlauf der  $v(E)$ -Kennlinie führt dazu, daß eine anfängliche Störung in der elektrischen Feldstärkeverteilung im Halbleiter in gewissen Grenzen exponentiell mit der Zeit anwächst. Das soll verdeutlicht werden in Fig. 4.166,

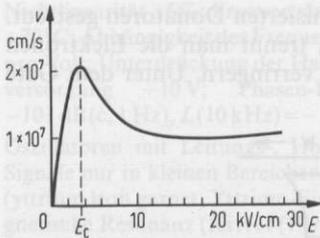


Fig. 4.165

Mittlere Elektronendriftgeschwindigkeit  $v$  in GaAs als Funktion der elektrischen Feldstärke  $E$ , nach Kramer u. Kaswen (1979)

in der die mittlere Feldstärke im Kristall größer als  $E_c$  (s. Fig. 4.165) angenommen ist. Man unterscheidet zwei Arten von Ursachen für Feldinhomogenitäten:

- die primäre Feldinhomogenität durch den Feldsprung an der Kathode beim Übergang vom hochdotierten Kathodenmaterial ins Halbleiterinnere und
- die sekundäre Feldinhomogenität, die z. B. durch Dotierungsschwankungen oder durch Anregung aus dem Rauschen heraus entstehen kann.

Die primäre Feldinhomogenität erzeugt stets eine Anreicherungsschicht oder -domäne von Elektronen, die „sekundäre“ eine Anreicherungs- und eine Verarmungsdomäne von geringem Abstand; dieses Paar wird dann auch Dipoldomäne genannt (Fig. 4.166c). Solche Dipoldomänen wandern im elektrischen Feld in Fig. 4.166 in  $x$ -Richtung. Sie wachsen bis zu einem Grenzwert mit der Zeit rasch an, weil in der Hochfeldzone die Driftgeschwindigkeit für  $0 \leq x \leq l$  am kleinsten ist: Elektronen rechts der Dipoldomäne in Fig. 4.166c werden schneller zur Anode abgezogen und Elektronen links der Dipoldomäne rücken schneller nach als die Elektronen in der Domäne driften. Wenn die Domäne im Anodenkontakt verschwunden ist, entsteht eine neue. So ergibt sich ein pulsformiger Strom mit Pulsfolgefrequenzen im Mikrowellenbereich. Um die Frequenz abstimmbaar zu machen, schaltet man Gunn-Elemente mit durchstimmbaren Resonato-

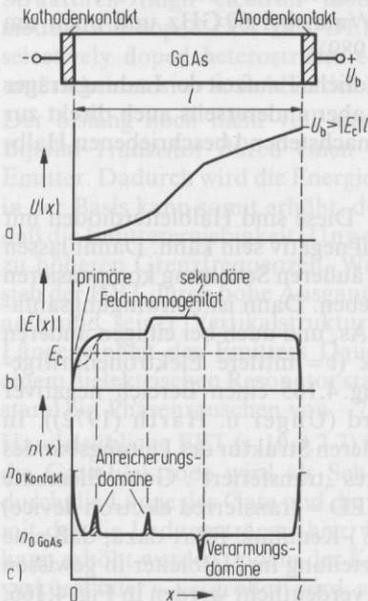


Fig. 4.166

Zum Auftreten von Feldinhomogenitäten, Anreicherungs- und Verarmungsdomänen in GaAs. Die gezeigten Verläufe stellen sich z. B. unmittelbar nach Anlegen einer Spannung  $U_b$  ein (nach Unger u. Harth (1972))

- a) Potentialverlauf,
- b) Feldverlauf: die gestrichelte Kurve vor der Kathode entspricht der weiterentwickelten primären Feldstörung zu einem späteren Zeitpunkt,
- c) Verlauf der Elektronenkonzentration  $l$  Abstand zwischen Kathode und Anode  $x$  Ortskoordinate

ren zusammen, die die Frequenz des Wechselspannungsanteils über dem Gunn-Element bestimmen. Bei geeigneter Arbeitspunkteinstellung werden im Rhythmus dieser Wechselspannung Dipoldomänen in Kathodennähe ausgelöst.

Je nach der Höhe der Resonatorfrequenz erreichen die Domänen die Anode oder sie werden schon vorher durch die sich umpolende Wechselspannung ausgelöscht. Beide Betriebsarten, Domänenverzögerung und Domänenauslöschung, können zur Schwingungserzeugung verwendet werden. In einer dritten Betriebsart wird die Ausbildung von Hochfelddomänen und damit verbundener Raumladungen unterdrückt; es wird dann unmittelbar der sich aus der  $v(E)$ -Charakteristik ergebende negative differentielle Widerstand des Gunn-Elementes zur Schwingungserzeugung verwendet. Dieser LSA-Betrieb (limited space-charge accumulation) setzt u. a. ein Halbleitermaterial mit sehr homogener Dotierung voraus.

Gunn-Oszillatoren werden im Handel von etwa 8 GHz bis 140 GHz angeboten. Die abgebbare Leistung ist in Fig. 4.167 dargestellt. Gunn-Oszillatoren zeichnen sich durch geringes AM-Rauschen und bei entsprechenden Resonatoren durch gute Langzeitstabilität der Frequenz aus. Im unteren Teil des o. g. Frequenzbereiches haben sie gegenüber Transistor-Oszillatoren die Vorteile kleinerer Abmessungen und niedrigerer Preise, jedoch den Nachteil einer etwas größeren Drift nach einer Frequenzänderung. Gewünschte Frequenzänderungen von Gunn-Oszillatoren sind magnetisch (YIG), elektrisch (Varaktor) oder mechanisch durch Geometrieänderungen eines Leitungs- oder Hohlraumresonator möglich.

Fig. 4.167

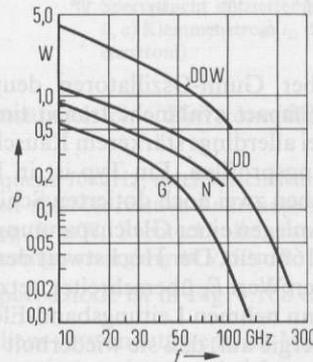
Dauerstrichausgangsleistung  $P$  von Dioden mit negativem Innenwiderstand in Abhängigkeit der Frequenz  $f$  (nach Kramer u. Kaswen (1979))

G GaAs-Gunn

N n-Silizium-Impatt

DD Doppel-Drift-Silizium-Impatt

DDW Doppeldrift mit Diamant-Wärmeseite



Daten eines typischen Gunn-Oszillators mit Varaktor-Abstimmung sind: elektrischer Abstimmbereich 12 GHz bis 18 GHz mit Abstimmspannung 0 V bis +50 V bei 1 mA maximaler Stromstärke; Temperaturabhängigkeit der Frequenz kleiner als 0,04%/K zwischen 0°C und 60°C; relative Frequenzänderungen geringer als 0,05%/V bei Änderungen der Versorgungsspannung; Spannungsversorgung +15 V, 850 mA; Ausgangsleistung 10 mW an 50  $\Omega$ ; Leistungsschwankungen  $\pm 4$  dB im Abstimmbereich und 2 dB im Temperaturbereich; Unterdrückung von Oberwellen 20 dB. Ein anderer, recht hochfrequenter Gunn-Oszillator hat folgende Daten: Frequenz 94 GHz; mechanischer Abstimmbereich  $\pm 250$  MHz; elektrischer Abstimmbereich  $\pm 100$  MHz mit einer Abstimmempfindlichkeit von 300 MHz/V; Temperaturabhängigkeit der Frequenz  $-2$  MHz/K; Temperaturbereich 0°C bis 70°C; Spannungsversorgung 4 V bis 6 V, 1,75 A; Ausgangsleistung 20 mW, Rechteckhohlleiterausgang; Leistungsschwankungen mit der Temperatur 0,03 dB/K.

Das Rauschen von Gunn-Oszillatoren ist in Fig. 4.158 und Fig. 4.168 dargestellt.

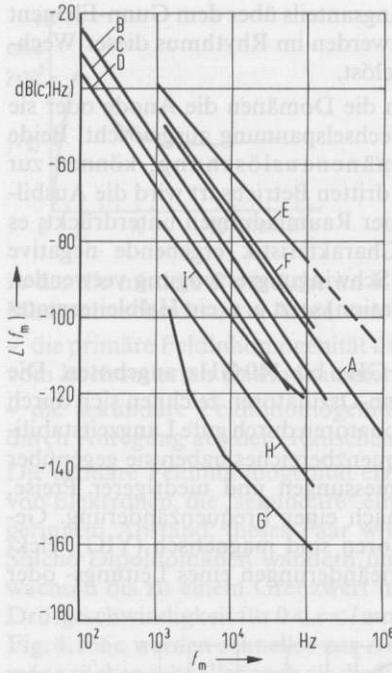


Fig. 4.168

Einseitenband-Phasenrauschleistungsdichte  $L$  von Mikrowellenoszillatoren im Abstand  $f_m$  von der Trägerfrequenz

A 10-GHz-Gunn-VCO, 550 mW

B, C, D 10-GHz-Gunn-Oszillatoren mit Resonatorgüten 500, 1500, 3500

E 10-GHz-Impatt-Oszillator

F 5-GHz-Reflex-Klystron, 1 W

G 5-GHz-Reflex-Klystron, mit externen Resonator stabilisiert

H 10-GHz-Zweikammer-Klystron, 2 W

I 10-GHz-Magnetron, 200 W

Mit Genehmigung übernommen aus Johnson, S. L.; Smith, B. H.; Calder, D. A.: Noise Spectrum Characteristics of Low-Noise Microwave Tubes and Solid State Devices. Proc. IEEE, vol. 54, no. 2, S. 258-265, Febr. 1966, © 1966 IEEE, und aus Castro, A. A.; Ziolkowski, F. P.: Generation of Millimeter-Wave Signals of High Spectral Purity. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-24, no. 11, S. 780-786, Nov. 1976, © 1976 IEEE

Eine gegenüber Gunn-Oszillatoren deutlich höhere Leistung wird von Impatt-Oszillatoren (**impact avalanche transit time**, Lawinen-Laufzeit-Dioden) abgegeben (s. Fig. 4.167), bei allerdings stärkerem Rauschen. Es gibt Impatt-Dioden mit unterschiedlichen Dotierungsprofilen. Ein Typ ist in Fig. 4.169a dargestellt (Zinke u. Brunswig (1987)): zwischen zwei hoch dotierten Schichten,  $p^+$  und  $n^+$ , liegt eine niedrig dotierte  $n$ -Schicht. Bei Anlegen einer Gleichspannung in Sperrichtung stellt sich der Feldstärkeverlauf in Fig. 4.169b ein. Der Höchstwert der Feldstärke liegt in der Sperrschicht. Wenn er einen kritischen Wert  $E_k$  überschreitet, setzt Lawinendurchbruch ein (Unger u. a. (1973) u. (1981)); dann nehmen Leitungsband-Elektronen beim Wandern in  $x$ -Richtung soviel kinetische Energie auf, daß sie wiederholt Gitterbausteine durch Stoß ionisieren und in einer Kettenreaktion weitere Elektron-Loch-Paare erzeugen können. Dieser Vorgang bleibt auf den Bereich der höchsten Feldstärke in Sperrschichtnähe begrenzt. Bei einer geeigneten Wahl der Diodengleichspannung kann erreicht werden, daß nur in den negativen Halbwellen einer überlagerten Wechselspannung (Fig. 4.170a) Lawinendurchbruch einsetzt; so entstehen Strompulse, die in der Lawinenzone gemäß Fig. 4.170b der Wechselspannung in der Phase um etwa  $\pi/2$  nacheilen. Die entstehenden Löcher fließen unmittelbar durch die  $p^+$ -Zone zur Anode. Die Elektronen driften jedoch erst mit Sättigungsdriftgeschwindigkeit durch die  $n$ -Zone, bevor sie die  $n^+$ -Zone und die Kathode erreichen. Während dieser Zeiten influenzieren sie in den Diodenkontakten Strompulse, deren Grundschwingung je nach Dauer  $\tau$  der Drift um mehr als  $\pi/2$  der Wechselspannung nacheilt (vgl. Fig. 4.170c); die Diode zeigt dann einen negativen Wechselstromwiderstand, der wiederum zur Entdämpfung eines angeschlossenen Resonators und zur Schwingungsanfachung verwendet werden kann. Impatt-Dioden werden bis weit über 100 GHz verwendet, dann aber meist als Doppel-Drift-Impatt-Dioden (vgl.

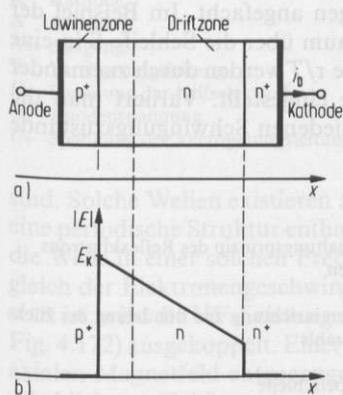


Fig. 4.169 Impatt-Diode  
 a) prinzipieller Aufbau,  
 b) Verlauf des elektrischen Feldes  $E$  in Abhängigkeit von der Ortskoordinate  $x$  bei angelegter Sperrspannung  $U_{sp}$ , nach Zinke u. Brunswig (1987)  
 $E_k$  kritische Feldstärke

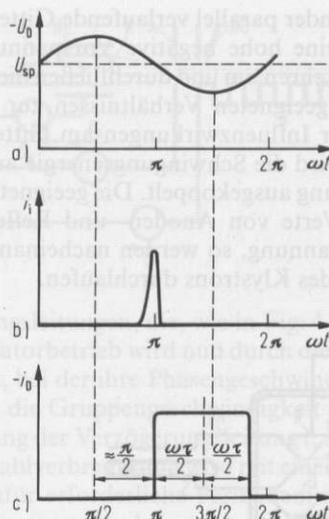


Fig. 4.170 Betrieb einer Impatt-Diode, nach Zinke u. Brunswig  
 a) Klemmenspannung  $U_D$  der Diode in Abhängigkeit von der Zeit  $t$ , b) in der Sperrschicht injizierter Elektronenstrom  $i_i$ , c) Klemmenstrom  $i_D$  der Diode (Einflussstrom)

Fig. 4.167), die gegenüber Fig. 4.169 noch zusätzlich eine Driftzone für die Löcher haben.

Daten eines typischen Impatt-Oszillators sind: Frequenz 70 GHz; mechanischer und elektrischer Abstimmereich 3 GHz; Abstimmreproduzierbarkeit  $\pm 0,25\%$ ; relative Änderungen der Frequenz mit der Temperatur  $-5 \cdot 10^{-5}/K$ ; Ausgangsleistung 50 mW, Rechteckholliterausgang; Unterdrückung unerwünschter HF-Leistung 30 dB; Spannungsversorgung 40 V/50 mA.

Das Phasenrauschen eines Oszillators mit Impatt-Diode ist in Fig. 4.168 dargestellt.

**Oszillatoren mit Laufzeitröhren** werden vor allem verwendet, wenn im Mikrowellenbereich Leistungen erzeugt werden sollen, die man mit den oben beschriebenen Halbleiteroszillatoren nicht erreichen kann; denn die Alternative, Leistungsverstärker, sind im Mikrowellenbereich aufwendige Geräte, und man versucht, sie zu umgehen. Bei gewöhnlichen Elektronenröhren wird die Elektronenlaufzeit zwischen den Elektroden zu hohen Frequenzen hin immer störender, insbesondere wenn sie in die Größenordnung der Schwingungsperiode kommt. Bei den Laufzeitröhren wird dieser Einfluß ausgenutzt in einer gezielten Wechselwirkung zwischen dem Elektronenstrahl und lokalisierten oder fortschreitenden elektrischen oder magnetischen Feldern. Diese bremsen den Elektronenstrahl; dabei wird Bewegungsenergie in Schwingungsenergie umgewandelt. So können Signale verstärkt oder Schwingungen angefacht werden.

Bau- und Schaltungsprinzip des Reflex-Klystrons (Groll (1969), Zinke u. Brunswig (1987)) gehen aus Fig. 4.171 hervor. Die gitterartig durchlöchernte Anode liegt mit den Wandungen des Hohlraumresonators auf demselben Gleichspannungspotential. Dort, wo der Elektronenstrahl den Hohlraum durchsetzt, bilden dessen Wandungen

zwei zueinander parallel verlaufende Gitterebenen  $G_1$  und  $G_2$ . Die Reflektor-Elektrode (R) erhält eine hohe negative Vorspannung. Dadurch werden die Elektronen abgebremst, sie kehren um und durchfließen die Gitterebenen nach der Zeit  $\tau$  ein zweites Mal. Wenn  $\tau$  in geeigneten Verhältnissen zur Schwingungsdauer  $T$  des Resonators steht, werden über Influenzwirkungen am Gitter Schwingungen angefacht. Im Beispiel der Fig. 4.171 wird die Schwingungsenergie aus dem Hohlraum über die Schleife S in eine Koaxialleitung ausgekoppelt. Die geeigneten Verhältnisse  $\tau/T$  werden durch zueinander passende Werte von Anoden- und Reflektorspannung eingestellt. Variiert man die Reflektorspannung, so werden nacheinander die verschiedenen Schwingungszustände („Moden“) des Klystrons durchlaufen.

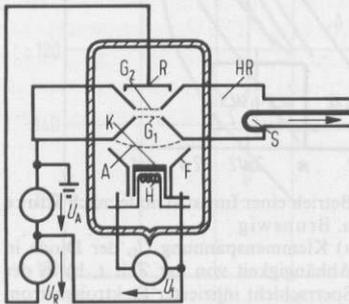


Fig. 4.171

Bau- und Schaltungsprinzip des Reflexklystrons

H Heizfaden

K Kathode

F Fokussiereinrichtung zur Bündelung des Elektronenstrahls

A Anode

S Auskoppelschleife

HR Hohlraumresonator

 $G_1, G_2$  Gitter

R Reflektorelektrode

 $U_A$  Anodenspannung $U_R$  Reflektorspannung $U_f$  Heizfadenspannung

Die Schwingfrequenz kann innerhalb von etwa 0,1% bis 1% bei Konstanthalten der übrigen Daten durch Variation der Reflektorspannung geändert werden. Größere Frequenzänderungen sind mit einer mechanischen Verstimmung des Hohlraumes und Neueinstellung der Reflektorspannung möglich. Der Hohlraum kann entweder fest in die Röhre eingebaut oder extern angesetzt sein. Zum Betrieb von Klystron-Generatoren benutzt man spezielle Netzgeräte, die meist auch Einrichtungen zur Modulation des Klystrons haben. Mit stabilisierten Netzgeräten ist die Frequenz auf etwa 0,1% konstant zu halten. Mit guter Wärmeabfuhr und bei Vermeidung von Temperaturschwankungen (Wasserkühlung, Ölbad) kann die Frequenzkonstanz gesteigert werden. Reflexklystrons geben bis zu 10 W Leistung ab und werden zwischen 1 GHz und 180 GHz eingesetzt.

Daten eines typischen Reflexklystrons sind: Frequenzbereich 32 GHz bis 37 GHz; Resonatorspannung 1,8 kV bei 25 mA; Reflektorspannung 420 V bei 34 GHz; Ausgangsleistung 200 mW, Rechteckhohlleiteranschluß; elektronischer Abstimmbereich 90 MHz.

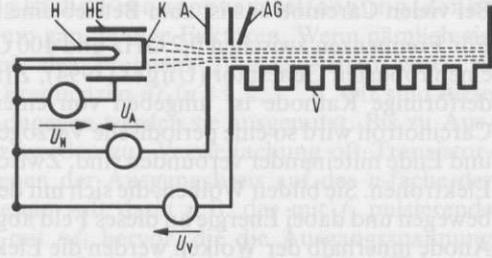
Das Phasenrauschen eines 5 GHz-Reflexklystrons ist in Fig. 4.168, Kurve F, dargestellt. Ein verbessertes Rauschverhalten ergibt sich bei Verwendung eines weiteren, externen Resonators zur Frequenzstabilisierung des Reflexklystrons oder mit einem Zweikammerklystron als Oszillator. Bei diesem werden die Elektronen nicht reflektiert, sondern fliegen durch zwei hintereinander angebrachte und verkoppelte Resonatoren hindurch.

Weit größere elektronische Abstimmbereiche als Klystrons besitzen Carcinotrons (Rückwärtswellen-Oszillatoren, backward-wave oscillators, BWO's (Groll (1969), Zinke u. Brunwig (1987)) nämlich bis zu mehr als einer Oktave. Das Prinzip eines Carcinotrons zeigt Fig. 4.172. In ihm wirkt der Elektronenstrahl nicht auf das stehende Feld eines Resonators ein wie z. B. beim Klystron, sondern auf eine fortschreitende Leitungswelle, bei der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit entgegengesetzt gerichtet

Fig. 4.172

Schema eines Carcinotrons

- H Heizfaden
- HE Hilfselektrode
- K Kathode
- A Anode
- AG Ausgang
- V Verzögerungsleitung
- $U_H$  Spannung der Hilfselektrode
- $U_A$  Anodenspannung
- $U_V$  Spannung der Verzögerungsleitung



sind. Solche Wellen existieren auf Verzögerungsleitungen, die, wie in Fig. 4.172 gezeigt, eine periodische Struktur enthalten. Im Oszillatorbetrieb wird nun durch die Elektronen die Welle in einer solchen Frequenz angeregt, bei der ihre Phasengeschwindigkeit etwa gleich der Elektronengeschwindigkeit ist. Da die Gruppengeschwindigkeit entgegengesetzt ist, wird die HF-Leistung schon am Anfang der Verzögerungsleitung („Ausgang“ in Fig. 4.172) ausgekoppelt. Einer Elektronenstrahlverbreiterung wird mit einem statischen axialen Magnetfeld entgegengewirkt. Der dafür erforderliche Permanentmagnet trägt erheblich zur Größe und zum Gewicht des Carcinotrons bei.

Neben dem bisher beschriebenen Typ von Carcinotron gibt es noch einen weiteren, in dem im Laufraum ein gekreuztes elektrisches und magnetisches Gleichfeld senkrecht zur Strahlrichtung auf die Elektronen einwirkt. Seine Ausgangsleistung ist mit bis zu 1 kW erheblich größer als die des ersteren mit maximal einigen Watt.

Die typische minimale Ausgangsleistung von breitbandigen Carcinotrons zeigt Fig. 4.173 in Abhängigkeit von der Frequenz.

Daten eines typischen Carcinotrons sind: elektronischer Durchstimmbereich 12 GHz bis 18 GHz mit  $U_V = 570$  V bis 1930 V; Linearitätsabweichung  $\pm 3\%$ ; Abstimmgeschwindigkeit 40 GHz/ $\mu$ s; Unterdrückung von Oberwellen 50 dB; Temperaturabhängigkeit der Frequenz  $\pm 4 \cdot 10^{-4}$ /K; Heizspannung bzw. -stromstärke 6,3 V/0,8 A; Anodenspannung 215 V bei 1 mA; Spannung der Hilfselektrode 20 V bis 0,1 mA; Frequenzänderung bei Änderung dieser Spannungen 5 MHz/V, 2 MHz/V bzw. 10 MHz/V; Ausgangsleistung 50 mW.

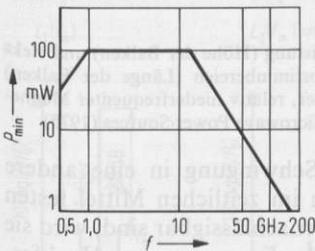


Fig. 4.173 Typische minimale Ausgangsleistung von breitbandigen Carcinotrons, nach Microwave Power Sources (1975)

- $f$  Frequenz
- $P_{min}$  minimale Ausgangsleistung

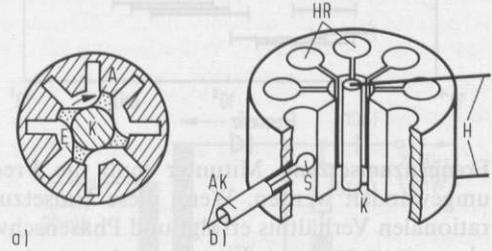


Fig. 4.174 Magnetron, nach Unger (1994)

- a) zum Funktionsprinzip,
- b) Konstruktionsprinzip,
- HR Hohlraumresonator
- K Kathode
- A Anode
- E Elektronenwolke
- H Heizung
- S Auskoppelschleife
- AK Auskoppung

Bei vielen Carcinotrons ist zum Betrieb eine Luftkühlung nötig, z. B. mit 800 l/min. Für Frequenzen zwischen 0,2 GHz und 100 GHz bildet das Magnetron (s. Fig. 4.174) einen robusten Generator (Unger (1994), Zinke u. Brunswig (1987)). Eine kreiszylinderförmige Kathode ist umgeben von einer geschlitzten Anode. Ähnlich wie beim Carcinotron wird so eine periodische Verzögerungsleitung gebildet, bei der aber Anfang und Ende miteinander verbunden sind. Zwischen Kathode und Anode befinden sich die Elektronen. Sie bilden Wolken, die sich mit dem Feld der Leitungswelle auf Kreisbahnen bewegen und dabei Energie an dieses Feld abgeben. Bei ihrem Flug von der Kathode zur Anode innerhalb der Wolken werden die Elektronen durch ein magnetisches Gleichfeld verzögert, das senkrecht zur Zeichenebene in Fig. 4.174a angelegt wird. Dann fliegen die Elektronen innerhalb der Wolken auf zykloidenartigen Bahnen insgesamt langsamer von der Kathode zur Anode und fachen während jeder Zykloidenperiode durch Abgabe von kinetischer Energie die Leitungswelle weiter an. Praktisch werden die Anodenschlitze, wie in Fig. 4.174b, oft als Hohlraumresonatoren ausgebildet. Dauerstrichmagnetrons geben bis zu einigen Kilowatt Leistung ab. Magnetrons werden jedoch häufig auch im Pulsbetrieb eingesetzt, mit Spitzenleistungen bis zu 10 MW. Magnetrons sind sehr rauscharm (vgl. Fig. 4.168, Kurve I); Magnetrons mit kleineren Leistungen sind auch einigermaßen gut elektronisch durchstimmbare, siehe Fig. 4.175.

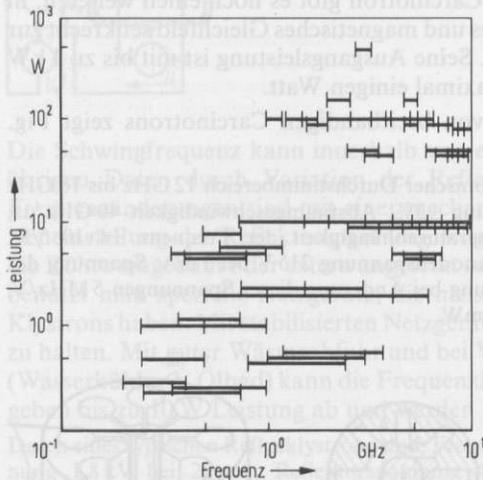


Fig. 4.175  
Dauerstrichleistung (Höhe der Balken) und elektronischer Abstimmbereich (Länge der Balken) handelsüblicher, relativ niederfrequenter Magnetrons, nach Microwave Power Sources (1975)

**Frequenzumsetzung** Mitunter muß die Frequenz einer Schwingung in eine andere umgewandelt werden. Wenn diese Umsetzung mit einem im zeitlichen Mittel festen rationalen Verhältnis erfolgt und Phasenschwankungen vernachlässigbar sind, wird sie phasenstarr genannt. Eine Frequenzumsetzung kann bei der Erzeugung von Hochfrequenz z. B. dann angebracht sein, wenn bei der gewünschten Ausgangsfrequenz nicht genügend langzeitstabile, rauscharme oder temperaturunabhängig Grundschwingungsozillatoren zur Verfügung stehen. Auch wenn wohldefinierte Ausgangsfrequenzen von Frequenznormalen (s. 1.3.3.4 bis 1.3.3.6) abgeleitet werden sollen, ist im allgemeinen eine Frequenzumsetzung nötig. Oft werden auch Pufferverstärker (s. o.) als eine Art Frequenzumsetzer, nämlich als Vervielfacher ausgeführt, um Rückwirkungen auf den Oszillator noch weiter zu vermindern. Und auch die Modulation einer Trägerschwingung mit einem Signal ist im weiteren Sinne eine Frequenzumsetzung.

Die einfachste Art der Frequenzumsetzung ist die Frequenzvervielfachung (Zinke u. Brunswig (1987), Kraus u. a. (1980)) um ganzzahlige Faktoren. Wenn nämlich ein nichtlineares Bauelement sinusförmig mit der Frequenz  $f_1$  angesteuert wird, so entstehen immer Oberschwingungen mit Frequenzen  $nf_1$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ). Oft sind diese unerwünscht. In Frequenzvervielfachern dagegen werden sie ausgenutzt. Bis zu Ausgangsfrequenzen von 100 MHz bis 1 GHz werden zur Vervielfachung oft Transistor-Resonanzverstärker (s. u.) benutzt, bei denen der Ausgangskreis auf das  $n$ -fache der Eingangsfrequenz abgestimmt ist. An diesem ruft dann z. B. der mit  $f_1$  pulsierende Kollektorstrom nur eine Sinusspannung mit  $nf_1$  hervor, die die Ausgangsspannung bildet. Vervielfachungsfaktoren bis zu etwa  $n=3$  sind üblich. Bei größeren Faktoren müssen mehrere Vervielfacherstufen in einer Kette hintereinandergeschaltet werden. Neben diesen Transistorvervielfachern werden auch und bei höheren Frequenzen fast nur Halbleiterdioden zur Frequenzvervielfachung eingesetzt, und zwar Dioden mit aussteuerungsabhängigem Widerstand (z. B. Schottky-Dioden) oder auch Dioden mit aussteuerungsabhängiger Kapazität (Varaktordiode). Der maximale Wirkungsgrad (Ausgangsleistung bei  $nf_1$  zur Eingangsleistung bei  $f_1$ ) ist bei Widerstandsdiolen  $1/n^2$  und bei Varaktordioden größer als  $1/n$ . Bei einer Vervielfachung auch mit idealen Bauelementen vergrößert sich das Phasenrauschen, wie es Fig. 4.176 am Beispiel einer schwach mit der Signalfrequenz  $f_m$  phasenmodulierten Trägerfrequenz  $f_1$  mit diskreten Seitenbändern im Abstand  $f_m$  verdeutlicht: Bei gleichem Frequenzabstand vom Träger nimmt die Einseitenband-Rauschleistungsdichte um den Faktor  $n^2$  zu. In Fig. 4.177 ist eine Schaltung dargestellt, die schon vorwiegend die Oberwelle mit  $n=2$  anregt, also ein Frequenzverdoppler. Meist wird jedoch mit einem speziellen Filter, das festabgestimmt (größerer Wirkungsgrad) oder durchstimmbare (kleinerer Wirkungsgrad) sein kann, die

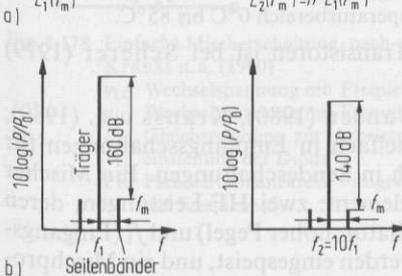
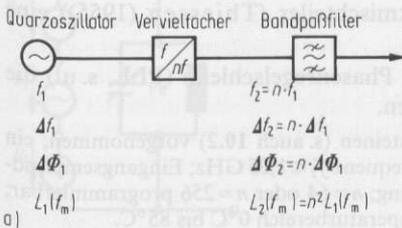


Fig. 4.176 Zur Verdeutlichung der Zunahme des Phasenrauschens bei idealer Vervielfachung, nach Scherer (1981)

- a) allgemeine Beziehungen  
b) Leistungsverhältnisse für  $n=10$   
 $P$  Leistung  
 $P_0$  Bezugsleistung

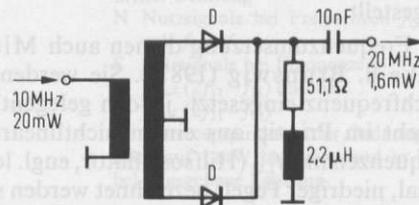


Fig. 4.177 Schaltung zur Frequenzverdopplung durch Dioden mit nichtlinearer Widerstandscharakteristik, nach Scherer (1981)

(D z. B. Schottky-Diode HP 5082-2810)

gewünschte Oberwelle ausgesondert. Insbesondere zur Bereitstellung eines ganzen „Kammes“ von Oberschwingungen, z. B. bis zur 34. Oberschwingung einer 500-MHz-Schwingung, eignen sich Speicher-Schaltdioden (step-recovery-diode). Kommerziell erhältlich sind einzelne Vervielfacher oder auch ganze Vervielfacherketten mit bis zu etwa 10% Bandbreite. Mitunter enthalten Vervielfacher-Bausteine einen Verstärker bei der Ausgangsfrequenz, mitunter einen internen Quarzoszillator zur Bereitstellung eines geeigneten Signales bei  $f_1$ .

Eine handelsübliche Serie mit Quarzoszillator, Vervielfacher mit Speicher-Schaltdiode und Festfrequenzfilter hat folgende Eigenschaften: Ausgangsfrequenz spezifizierbar zwischen 10 MHz und 11 GHz, relative Frequenzveränderung  $\pm 3 \cdot 10^{-5}$  im Temperaturbereich von 0°C bis +60°C, Langzeitstabilität  $\pm 1 \cdot 10^{-6}$ /Tag, typ. Ausgangsleistung 15 mW an 50  $\Omega$  koaxial; Unterdrückung unerwünschter Oberwellen 30 dB bis 45 dB, Spannungsversorgung 15 V/100 mA bis 28 V/200 mA. Optionen bezüglich höherer Stabilität, eines weiteren Temperaturbereiches, höherer Ausgangsleistung und höherer Oberwellenunterdrückung sind möglich.

Ein passiver Vervielfacher aus einer anderen Serie hat folgende Eigenschaften: Eingangsfrequenz 200 MHz bis 400 MHz; YIG-Ausgangsfilter elektronisch durchstimmbar von 1 GHz bis 18 GHz mit Abstimmempfindlichkeit 22 MHz/mA, maximale relative Linearitätsabweichung 0,15%, maximale Abstimmhysterese 30 MHz, Widerstand der Abstimpfspule 8  $\Omega$ , Temperaturkoeffizient  $\pm 200$  kHz/K.

Das Gegenstück zum Frequenzvervielfacher ist der Frequenzteiler (Thiessen (1955)). Es gibt verschiedene Funktionsprinzipien: es kann

- eine subharmonische Schwingung mit nichtlinearen Reaktanzen angeregt werden (Zinke u. Brunswig (1987)),
- durch ein Signal bei  $f_1$  ein Generator bei der Frequenz  $f_2 = f_1/n$  synchronisiert werden (Mitnahmeteiler: Stansel (1942), Kirschstein (1943)),
- mit Hilfe eines Mischers (s. u.) in einem Rückmischteiler (Thiessen (1955)) eine Frequenz  $f_2 = f_1/n$  erzeugt werden,
- mit Hilfe eines Frequenzvervielfachers in einer Phasenregelschleife (PLL, s. u.) die Frequenz  $f_2$  eines VCO auf  $f_2 = f_1/n$  geregelt werden.

Eine Frequenzteilung wird oft auch mit digitalen Bausteinen (s. auch 10.2) vorgenommen; ein kommerziell erhältlicher hat folgende Daten: Eingangsfrequenz  $f_1 \leq 1,25$  GHz; Eingangsempfindlichkeit bei 800 MHz ist 20 mV für 1 V Ausgangsspannung;  $n=64$  oder  $n=256$  programmierbar; Spannungsversorgung 5 V, Verlustleistung 325 mW, Temperaturbereich 0°C bis 85°C.

Das Phasenrauschen einiger Frequenzteiler mit Transistoren ist bei Scherer (1979) dargestellt.

Zur Frequenzumsetzung dienen auch Mischer (Jansen (1980), Krauss u. a. (1980), Zinke u. Brunswig (1987)). Sie werden zwar vielfach in Empfangsschaltungen für Hochfrequenz eingesetzt, jedoch gelegentlich auch in Sendeschaltungen. Ein Mischer besteht im Prinzip aus einem nichtlinearen Bauelement: zwei HF-Leistungen, deren Frequenzen mit  $f_{LO}$  (Hilfsoszillator, engl. local oscillator, hoher Pegel) und  $f_1$  (Eingangssignal, niedriger Pegel) bezeichnet werden sollen, werden eingespeist, und ein Mischprodukt der Frequenz  $f_2$  ist das Ausgangssignal. Von der Vielzahl der möglichen Mischprodukte wird im allgemeinen eines der Frequenzen

$$f_2 = n f_{LO} \pm f_1; \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.302)$$

ausgenutzt. Bei diesen ist die Amplitude des Ausgangssignals proportional zu der des Eingangssignals. Wird  $n=2, 3, 4, \dots$  gewählt, spricht man vom Oberwellenmischer.

Meist wählt man jedoch  $n = 1$ . Als nichtlineare Bauelemente werden häufig, insbesondere bei Frequenzen im Mikrowellenbereich, Halbleiterdioden gewählt. Fig. 4.178 zeigt eine einfache Mischerschaltung. Sie hat aber etliche vermeidbare Nachteile (Krauss u. a. (1980)); so kann unter anderem die Entkopplung der drei Anschlüsse für die verschiedenen Frequenzen mit symmetrischen Schaltungen wie Gegentakt-Mischer, Ringmodulator und Doppelgigentakt-Mischer erheblich verbessert werden. Mischer werden nach folgenden Gesichtspunkten charakterisiert: Konversionsverluste: Eingangs-Signalleistung/Ausgangs-Signalleistung in Dezibel; 1 dB-Kompressionspunkt: die Eingangssignalleistung, bei der der Mischer schon so nichtlinear arbeitet, daß die Konversionsverluste um 1 dB angewachsen sind; Entkopplung (engl. isolation): Unterdrückung von zwei der drei Frequenzen  $f_{LO}$ ,  $f_1$  und  $f_2$  am Anschluß für die dritte Frequenz, z. B.  $f_{LO}$ -Unterdrückung und  $f_1$ -Unterdrückung am Tor für  $f_2$ ; Rauschzahl: Signal-zu-Rauschverhältnis am Eingang dividiert durch Signal-zu-Rauschverhältnis am Ausgang in Dezibel (s. a. 10.7.1.2); Unterdrückung unerwünschter Mischprodukte u. a. über den „Interceptpunkt dritter Ordnung“. Dieser gibt diejenige fiktive Eingangsleistung an, bei der die Leistung des Nutz-Ausgangssignals der Leistung gewisser unerwünschter Mischprodukte gleich wird, die der dritten Potenz der Eingangsspannung proportional sind und durch zwei benachbarte Eingangssignale  $f_{11}$  und  $f_{12}$  verursacht werden, Fig. 4.179. Bei der Auswahl eines Mixers ist weiterhin zu prüfen, ob die spezifizierten Frequenzbereiche den Anforderungen entsprechen und ob das Gehäuse und die HF-Anschlüsse geeignet sind (meist koaxial, 50  $\Omega$ , aber auch Lötstifte oder Hohlleiter). Mixer sind erhältlich für Eingangsfrequenzen von einigen Kilohertz bis zu über 100 GHz.

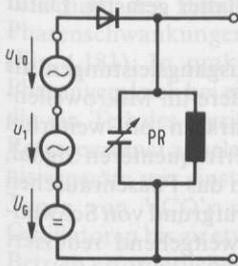


Fig. 4.178 Einfache Mischerschaltung, nach Krauss u. a. (1980)  
 $u_{LO}$  Wechselspannung mit Frequenz  $f_{LO}$   
 $u_1$  Wechselspannung mit Frequenz  $f_1$   
 $U_G$  Gleichspannung zur Arbeitseinstellung der Diode  
 PR Parallelresonanzkreis abgestimmt auf Frequenz  $f_2$

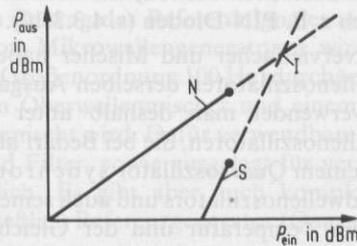


Fig. 4.179 Zur Definition des „Interceptpunktes dritter Ordnung“  
 N Nutzsingale bei Frequenzen  $f_{LO} \pm f_{11}$  und  $f_{LO} \pm f_{12}$   
 S Störsingale bei Frequenzen  $f_{LO} \pm (2f_{12} - f_{11})$  und bei  $f_{LO} \pm (2f_{11} - f_{12})$   
 I „Interceptpunkt dritter Ordnung“  
 dBm auf 1 mW bezogene und in Dezibel angegebene Leistung

Ein typischer, breitbandiger Doppel-Gegentakt-Mischer für relativ hohe Leistungen hat folgende Eigenschaften: maximale Eingangsleistung 100 mW; Frequenzen  $f_{LO}$  und  $f_1$  von 50 kHz bis 200 MHz; Frequenzen  $f_2$  von Null bis 200 MHz; Konversionsverluste und Rauschzahl etwa 6,5 dB; 1 dB-Kompressionspunkt 10 mW; Entkopplung des Hilfsoszillators am  $f_1$ -Anschluß 45 dB und am  $f_2$ -Anschluß 40 dB; „Interceptpunkt dritter Ordnung“ etwa 10 dB über dem 1 dB-Kompressionspunkt; Temperaturbereich  $-50^\circ\text{C}$  bis  $+100^\circ\text{C}$ .

Ein anderer, typischer Oberwellenmischer hat bei  $f_{LO} = 600$  MHz,  $f_1 = 30,03$  GHz,  $f_2 = 30$  MHz ( $n = 50$ ) und einer Hilfsoszillator-Leistung von 10 mW etwa 43 dB Konversionsverluste und eine  $f_{LO}/f_1$ -Entkopplung von mehr als 25 dB; maximale Hilfsoszillator-Leistung ist 100 mW; Anschlüsse für  $f_{LO}$  und  $f_2$  sind koaxial, 50  $\Omega$  und für  $f_1$  in Hohlleitertechnik.

Mischer mit Gleichrichterdiolen als nichtlinearen Elementen zeigen stets Konversionsverluste. Dagegen ist bei Aufwärtsmischern ( $f_2 > f_1$ ) mit nichtlinearen Reaktanzen (z. B. Varaktordioden) sogar eine Konversionsverstärkung möglich, und zwar bis zu dem Faktor  $f_2/f_1$ . Solche Aufwärtsmischer werden für relativ hohe Signalleistungen häufig in Sendern von Mikrowellen-Richtfunkstrecken eingesetzt. Auch mit Transistoren als nichtlinearem Element ist eine Konversionsverstärkung möglich, mit ihnen sogar bei Aufwärts- und Abwärtsmischung; Feldeffekttransistoren sind dabei Bipolar-Transistoren vorzuziehen, weil mit ihnen weniger unerwünschte Mischprodukte erzielt werden. Transistormischer arbeiten bis etwa 10 GHz; für Einzelheiten zu Transistormischern siehe Jansen (1980), Krauss u. a. (1980), Unger (1994), Zinke u. Brunswig (1987).

Eine besondere Art der Frequenzumsetzung ist die Modulation; eine Trägerschwingung  $f_0$  wird dabei in ihrer Frequenz, Phase oder Amplitude mit einer Frequenz  $f_1 \ll f_0$  geändert. Ähnlich wie bei der Mischung entstehen dabei neue Frequenzkomponenten. Die Modulation ist besonders bei der Nachrichtenübertragung von Bedeutung. Aber auch in der Hochfrequenzmeßtechnik wird zur Steigerung der Meßempfindlichkeit (s. 4.3.2.2) häufig der Träger  $f_0$  mit einer Frequenz  $f_1 = 1$  kHz ein- und ausgeschaltet (rechteckmoduliert). Das geschieht zum Teil durch Schalten der Versorgungsspannung am Oszillator; viele der oben beschriebenen, kommerziell erhältlichen Oszillatoren bzw. ihre Netzgeräte haben Vorrichtungen dafür. Mitunter wird aber auch das Signal eines im Dauerstrich betriebenen Oszillators durch einen HF-Schalter getastet. Dafür eignen sich z. B. PIN-Dioden (s. 4.3.3.10).

Frequenzvervielfacher und Mischer haben oft weit kleinere Ausgangsleistungen als Grundwellenoszillatoren derselben Ausgangsfrequenz. Insbesondere im Mikrowellenbereich verwendet man deshalb unter Umgehung von Verstärkern oft weiterhin Grundwellenoszillatoren, die bei Bedarf aber mit einem weit niederfrequenten Signal, z. B. von einem Quarzoszillator synchronisiert werden. So kann das Phasenrauschen des Grundwellenoszillators und auch seine Frequenzänderungen aufgrund von Schwankungen der Temperatur und der Gleichspannungsversorgung weitgehend reduziert werden.

Eine Möglichkeit zur Synchronisation ist die Mitnahme (engl. injection locking). Dabei wird ein Signal der Ausgangsfrequenz  $f$  und mit relativ kleiner Leistung  $P_1$ , das z. B. über eine Vervielfacherkette von einem Quarzoszillator abgeleitet wurde, in den Grundwellenoszillator injiziert. Wenn die Freilauffrequenz des Grundwellenoszillators innerhalb der halben Lock-Bandbreite

$$\frac{\Delta f}{2} = \frac{f}{Q_1} \sqrt{P_1/P_0} \quad (4.303)$$

( $P_0$  = Oszillator-Ausgangsleistung,  $Q_1$  = wirksame (belastete) Güte des frequenzbestimmenden Kreises im Oszillator) von  $f$  entfernt liegt, nimmt er die Frequenz  $f$  des synchronisierenden Signales an. Wegen  $P_1 \ll P_0$  und  $Q_1 \gg 1$  sind mit dieser Schaltung nur kleine Mitnahme-Bandbreiten möglich (Baprawski u. a. (1976)).

Größere Mitnahme-Bandbreiten werden mit Phasenregelschleifen (engl. phase-locked loop, PLL) erreicht (Best (1976)). Fig. 4.180 zeigt das grundlegende Prinzip: Ein

kleiner Teil der Ausgangsleistung eines VCO wird neben dem Referenzsignal  $f$  auf eine Phasenvergleichsschaltung (Multiplizierer) gegeben, deren Ausgangsspannung z. B. linear von der Phasendifferenz der HF-Spannungen abhängt. Verstärkt und mit einem Tiefpaß gefiltert steuert diese Spannung die Frequenz des VCO derart, daß sie gleich  $f$  wird.

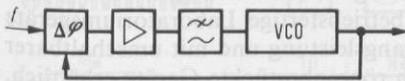


Fig. 4.180  
Grundprinzip einer Phasenregelschleife  
 $\Delta\phi$  Phasenvergleichsschaltung  
VCO spannungsgesteuerter Oszillator (voltage controlled oscillator)

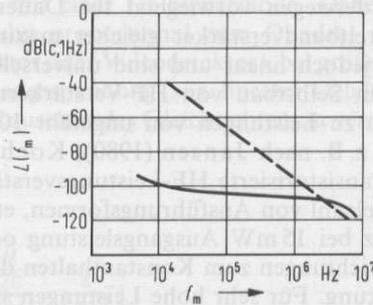


Fig. 4.181  
Einseitenband-Phasenrauschleistungsichte  $L(f_m)$  eines 94 GHz-Gunn-Oszillators im Abstand  $f_m$  von der Trägerfrequenz, nach Crandell u. Bernues (1980)  
----- freilaufender Oszillator  
—— Oszillator mit Phasenregelschleife

Innerhalb der Bandbreite des Tiefpasses um den Träger herum werden auch die Phasenschwankungen des VCO bis auf den Beitrag des Referenzsignales ausgegletzt (Fig. 4.181). In praktischen Schaltungen von Mikrowellengeneratoren wird oft der Phasenvergleich bei einer Zwischenfrequenz (Größenordnung 100 Hz) durchgeführt, auf die ein Teil des Oszillatorsignales mit einem Oberwellenmischer und einem aus dem Referenzsignal abgeleiteten Signal heruntergemischt wird. Dafür verwendbare Synchronisiergeräte mit einstellbarem Verstärker und Filter, sowie ausgelegt für verschiedene Typen von VCO's sind im Handel erhältlich. Es gibt aber auch komplette PLL-Oszillatoren bis zu etwa 100 GHz, die einschließlich Referenzgenerator (Quarz) alle zum Betrieb erforderlichen Bausteine enthalten.

Ein solcher Oszillator hat beispielsweise folgende Eigenschaften: varaktorabgestimmter Transistoroszillator mit Koaxialresonator: Ausgangsfrequenz von 770 MHz bis 920 MHz je nach Quarzfrequenz; minimale Ausgangsleistung 250 mW, koaxial, 50  $\Omega$ ; ESB-AM-Rauschunterdrückung größer als 138 dB bei  $f_m = 10$  kHz; Unterdrückung unerwünschter Oberwellen 40 dB bis 60 dB; relative Änderung der Frequenz  $|\Delta f|/f < 2,5 \cdot 10^{-5}$  und der Ausgangsleistung 0,75 dB im Temperaturbereich  $-30^\circ\text{C}$  bis  $+70^\circ\text{C}$ ; Spannungsversorgung:  $-28$  V stabilisiert, 400 mA; Funktionsanzeige für Phasenregelung durch LED und 5-V-Signal; verschiedene Optionen, z. B. relative Frequenzstabilität  $1 \cdot 10^{-6}$ , sind möglich.

**HF-Leistungsverstärker** erhöhen die Ausgangsleistung, die man von Oszillatoren und Frequenzumsetzern erhält. Man beurteilt HF-Leistungsverstärker u. a. nach folgenden Gesichtspunkten: Frequenzbereich, maximale Ausgangsleistung, Ausgangsimpedanz, Verstärkungsfaktor, 1 dB-Kompressionspunkt, „Interceptpunkte“ zweiter und höherer Ordnung (ähnlich wie bei Mischern). Ferner können auch der Phasengang eines Verstärkers und sein Rauschverhalten von Interesse sein sowie Schutzschaltungen gegen Zerstörung bei falscher Bedienung, etwa Fehlanpassung am Ausgang. Bis

zu einigen hundert Watt bei 10 MHz, bis zu maximal 100 W bei 1 GHz sowie bis zu etwa 1 W bei 10 GHz werden meist Transistorverstärker benutzt, für höhere Leistungen Röhrenverstärker. Man unterscheidet zwischen Breitband- und Schmalband-(Resonanz-)Verstärkern. Resonanzverstärker müssen auf die benutzte Frequenz abgestimmt werden; sie haben oft eine sehr aussteuerungsabhängige Verstärkung und werden deswegen vorwiegend für Dauerstrichsignale oder getastete Signale eingesetzt. Breitbandverstärker gleicher maximaler Verstärkung sind komplizierter, verstärken jedoch linear und sind universell einsetzbar. Sie sind oft mehrstufig aufgebaut. Ein Selbstbau von HF-Verstärkern erscheint für den Fremdfachmann höchstens bis zu Leistungen von ungefähr 10 W und Frequenzen von ungefähr 10 MHz sinnvoll z. B. nach Jansen (1980), Koch (1976) oder Krauss u. a. (1980). Kommerzielle, transistorisierte HF-Leistungsverstärker bis in den Gigahertzbereich gibt es in einer Vielzahl von Ausführungsformen, etwa als integrierte Schaltung von 100 Hz bis 850 MHz bei 15 mW Ausgangsleistung oder als betriebsfertige Laboratoriumsgeräte mit Einrichtungen zum Konstanthalten der Ausgangsleistung und mit umschaltbarer Verstärkung. Für sehr hohe Leistungen sind auch röhrenbestückte Geräte erhältlich. Im Mikrowellenbereich werden dafür vor allem Wanderfeldröhren und Mehrkammer-Klystrons benutzt; ihre Funktionsprinzipien sind ähnlich wie die von Rückwärtswellenröhren bzw. Reflexklystrons (Zinke u. Brunswig (1987). Eine Produktübersicht mit Mikrowellen-Hochleistungsverstärkern bis zu 35 kW ist in (Market Growth ... 1981) zu finden.

**HF-Meßsender** sind betriebsfertige Generatoren, in denen die Hochfrequenzleistung mit den bisher in diesem Unterabschnitt beschriebenen Geräten und Baugruppen erzeugt wird. Sie sind oft mit verschiedenartigen Zusatzfunktionen, z. B. mit Modulationsmöglichkeit und variabler Dämpfung ausgerüstet, um sie im Laboratorium vielseitig einsetzen zu können.

Bei einfacheren Meßsendern wird die Frequenz analog von Hand eingestellt. Aufwendigere Geräte sind Wobbelgeneratoren und dekadische Meßsender.

Bei den Wobbelgeneratoren (engl. sweep oscillator) läßt sich der Anfang und das Ende eines Frequenzbereiches einstellen, den das Ausgangssignal periodisch durchläuft. Wobbelgeneratoren dienen zur Messung des Frequenzganges von Hochfrequenz-Bauelementen und -Schaltungen. Eine vom Wobbelgenerator gelieferte Spannung, die proportional zur Momentanfrequenz ist, wird dabei zur Horizontal-Ablenkung in einem Kathodenstrahl-Oszilloskop oder auf einem  $x$ - $y$ -Schreiber verwendet. Die Vertikalablenkung erfolgt dann aus dem gleichgerichteten HF-Signal an der zu untersuchenden Stelle der Schaltung. Wobbelgeneratoren gibt es im Frequenzbereich von unter 100 kHz bis zu etwa 300 GHz. Der maximale Wobbelbereich ist unterschiedlich groß, etwa 10 kHz bis 2,6 GHz bei mittleren Frequenzen oder 33 GHz bis 50 GHz mit einer Rückwärtswellenröhre im Millimeterwellenbereich. Moderne Wobbelgeneratoren können oft extern gesteuert werden.

Eine andere Art der Meßsender sind die dekadischen Meßsender; (auch Frequenzdekade, engl. synthesizer, synthesized signal generator); das sind Generatoren, deren einstellbare Ausgangsfrequenz von einer einzigen konstanten Steuerfrequenz abgeleitet wird. Sie unterscheiden sich von den freischwingenden Generatoren durch die wesentlich höhere Frequenzgenauigkeit. Die Frequenz wird in ihnen durch Mischung, Frequenzteilung, PLL-Technik oder auch Rechnersynthese aufbereitet. Dekadische Meßsender können grundsätzlich digital eingestellt werden. Sie eignen sich damit besonders für Bedienung über Tasten mit Mikroprozessorsteuerung sowie für die Verwendung in automatischen Testsystemen mit zentraler Steuerung. Dekadische Meßsender sind erhältlich mit Ausgangsfrequenzen etwa zwischen 10 kHz und 100 GHz.

## 4.3.2.2 Nachweis

Für die Messung von Hochfrequenzleistungen oberhalb etwa  $10^{-6}$  W mit Bolometern siehe 4.3.4.1. Hier soll der Nachweis kleinerer Leistungen beschrieben werden. In Fig. 4.182 sind drei Arten von Schaltungen dafür gezeigt. Die einfachste ist die direkte Gleichrichtung (Fig. 4.182a), üblicherweise mit einer Halbleiterdiode. Dabei ist für kleine HF-Leistungen die Ausgangsspannung proportional zum Quadrat der HF-Eingangsspannung (sog. quadratischer Detektor oder Videodetektor), bei größeren HF-Leistungen direkt proportional der HF-Eingangsspannung (sog. linearer Detektor oder Demodulator). Um Einflüsse durch das  $1/f$ -Rauschen des Gleichrichters zu vermindern,

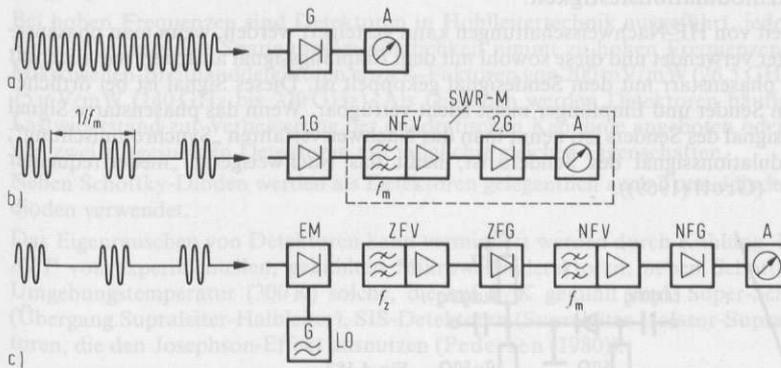


Fig. 4.182 Hochfrequenz-Nachweisschaltungen

a) Videodetektor, b) niederfrequente Tastung, c) Überlagerungsempfänger, G Gleichrichter, A Anzeige, NFV Niederfrequenzverstärker, SWR-M SWR-Meter, EM Empfangsmischer, ZFV Zwischenfrequenzverstärker, ZFG Zwischenfrequenzgleichrichter, NFG Niederfrequenzgleichrichter, LO Hilfsoszillator,  $f_m$  Modulationsfrequenz,  $f_z$  Zwischenfrequenz

wird das Meßsignal oft getastet, z. B. mit  $f_m = 1$  kHz, und dann mit einer Schaltung gemäß Fig. 4.182b angezeigt. Geräte dafür sind unter der Bezeichnung „SWR-Meter“ erhältlich. Die kleinste nachweisbare HF-Leistung liegt mit Videodetektoren und einer NF-Bandbreite von 1 MHz bei größenordnungsmäßig  $10^{-9}$  W; mit Überlagerungsempfängern nach Fig. 4.182c läßt sie sich drastisch verkleinern (s. u.). Sie wird in beiden Fällen begrenzt durch das interne Rauschen der Nachweisschaltung. Zur Beschreibung dienen bei Videodetektoren u. a. die Großen *NEP* und *TSS*. Die rauschäquivalente Leistung *NEP* (noise equivalent power) ist die HF-Eingangsleistung, die mit einem 1 Hz-Tiefpaß zwischen Gleichrichter und Anzeige in Fig. 4.182a bei rauschfrei angenommenem Gleichrichter die gleiche Anzeige bewirken würde, wie das Rauschen des realen Gleichrichters allein. Die tangentielle Signalempfindlichkeit *TSS* (tangential signal sensitivity) ist die HF-Eingangsleistung, die bei einer Anzeige mit dem Oszilloskop die untersten Rauschspitzen auf genau den Pegel legt, bei dem ohne HF die obersten Rauschspitzen liegen. Es gilt.

$$TSS = NEP + 4 + 5 \log (B/B_0) \quad (4.304)$$

(Z. W. *TSS* und *NEP* in dBm, *B* in Hz,  $B_0 = 1$  Hz)<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> dBm – auf 1 mW bezogene und in Dezibel angegebene Leistung.

mit  $B$  als Anzeige-Bandbreite. Bei linearen Nachweisschaltungen, z. B. beim Überlagerungsempfänger mit linearer ZF-Gleichrichtung wird das interne Rauschen wie auch sonst bei linearen Vierpolen durch die Begriffe Signal-Rausch-Verhältnis, Rauschzahl und Rauschtemperatur beschrieben (s. 10.7.1). Ein Überlagerungsempfänger wird weiterhin gekennzeichnet durch folgende Begriffe: Eingangsfrequenz; Empfindlichkeit: z. B. die Empfängereingangsspannung, die ein spezifiziertes Signal-Rauschverhältnis am Ausgang der ZF-Stufe erzeugt; Selektivität: Unterdrückung unerwünschter Signale, z. B. durch Filter vor dem Mischer in Fig. 4.182c zur Spiegelfrequenz- und Zwischenfrequenzunterdrückung sowie ZF-Filter zur Unterdrückung von Signalen, die dem Meßsignal unmittelbar benachbart sind; Unterdrückung unerwünschter Mischprodukte: Intermodulations-, Kreuzmodulationsfestigkeit.

Die Empfindlichkeit von HF-Nachweisschaltungen kann gesteigert werden, wenn man phasenselektive Gleichrichter verwendet und diese sowohl mit dem Empfangssignal ansteuert wie auch mit einem Signal, das phasenstarr mit dem Sendesignal gekoppelt ist. Dieses Signal ist bei örtlicher Nachbarschaft von Sender und Empfänger meist leicht verfügbar. Wenn das phasenstarre Signal das HF-Ausgangssignal des Senders ist, nennt man das Nachweisverfahren „Synchronmischung“; wenn es ein Modulationssignal des Senders ist, heißt das Nachweisgerät „niederfrequenter Kohärentdetektor“ (Groll (1969)).

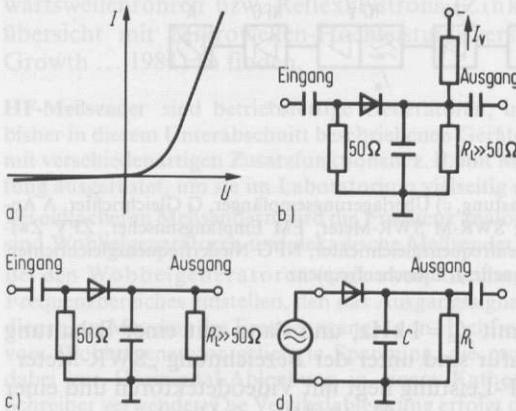


Fig. 4.183

Zur Gleichrichtung von Hochfrequenz

a) Prinzipielle Kennlinie einer Schottky-Diode,

b) Videodetektor mit externer Arbeitspunkteinstellung,

c) Videodetektor ohne externe Arbeitspunkteinstellung,

d) Amplituden-Demodulation mit Hüllkurvendetektor

 $R_L$  Lastwiderstand $I_V$  extern einzustellender Gleichstrom $C$  Kapazität

**Direkte Gleichrichtung** Zur Gleichrichtung im Hochfrequenzbereich werden meist Metall-Halbleiter-Übergänge, nämlich Punktkontaktdioden und vor allem Schottky-Dioden verwendet. Die prinzipielle Gleichstrom-Gleichspannungs-Charakteristik zeigt Fig. 4.183a. Zur Gleichrichtung schwacher Hochfrequenzschwingungen wird der Arbeitspunkt der Diode oft auf den Punkt größter Krümmung eingestellt, etwa nach Fig. 4.183b mit  $5 \mu\text{A} < I_V < 200 \mu\text{A}$ . Für Dioden, die keine Vorspannung brauchen (zero bias) oder wenn eine geringere Empfindlichkeit ausreicht, eignet sich eine Schaltung nach Fig. 4.183c. Mit aufwendigeren Schaltungen sind bei kleinerer HF-Bandbreite größere Empfindlichkeiten für Videodetektoren zu erreichen. Als linearer Detektor (AM-Demodulator) bei größeren HF-Leistungen eignet sich der Hüllkurvendetektor nach Fig. 4.183d, bei dem sich der Arbeitspunkt der Diode durch den Spannungsabfall an  $R_L$  und  $C$  in den Sperrbereich legt. Nur die Spitzen des Hochfrequenzsignals laden dann die Kapazität  $C$  immer wieder neu auf (Zinke u. Brunwig (1987)). Für die Demodulation frequenzmodulierter Signale wird auf Spezialliteratur, z. B. Zinke u. Brunwig (1987), Krauss u. a. (1980) verwiesen.

Detektoren werden noch durch ihre Spannungsempfindlichkeit ( $K$ -Faktor) und Stromempfindlichkeit beschrieben. Diese Bezeichnungen geben die Quotienten „Änderung der Ausgangsspannung bzw. Ausgangsstromstärke durch Änderung der HF-Eingangsleistung“ an. – Es sind sowohl einzelne Dioden für Detektoren erhältlich wie auch fertige Detektoren.

Daten eines typischen Detektors mit Schottky-Diode sind: Frequenzbereich 0,1 GHz bis 1,0 GHz;  $TSS = -52$  dBm in 2 MHz-Video-Bandbreite;  $K$ -Faktor 2 V/mW; Vorstromstärke 100  $\mu$ A (kein Vorstrom bei Detektor mit sog. Zero-Bias-Schottky-Diode); quadratischer Bereich von  $TSS$  bis  $-15$  dBm; linearer Bereich beginnt bei etwa 0 dBm; irreversible Überlastung (Zerstörung der Diode, (engl. burnout)) bei  $+20$  dBm; koaxiale Anschlüsse beim HF-Eingang und beim Video-Ausgang.

Bei hohen Frequenzen sind Detektoren in Hohlleitertechnik ausgeführt, jedoch mit koaxialem Video-Ausgang. Die Spannungsempfindlichkeit nimmt zu hohen Frequenzen hin ab. So haben Mikrowellen-Breitbanddetektoren etwa  $K$ -Faktoren von 200 mV/mW (26,5 GHz bis 40 GHz) bzw. 75 mV/mW (140 GHz bis 220 GHz). Als Optionen werden Detektoren häufig mit angepaßtem Lastwiderstand zur Verbesserung der quadratischen Kennlinie angeboten oder auch als Pärchen von zwei ausgesuchten Detektoren mit möglichst gleichen Eigenschaften.

Neben Schottky-Dioden werden als Detektoren gelegentlich auch Tunnelioden und Rückwärtsdioden verwendet.

Das Eigenrauschen von Detektoren kann vermindert werden durch Kühlung. Fig. 4.184 zeigt die  $NEP$  von experimentellen, gekühlten Mikrowellendetektoren: neben Schottky-Detektoren bei Umgebungstemperatur (300 K) solche, die auf 77 K gekühlt sind. Super-Schottky-Detektoren (Übergang Supraleiter-Halbleiter), SIS-Detektoren (Supraleiter-Isolator-Supraleiter) und Detektoren, die den Josephson-Effekt ausnutzen (Pedersen (1980)).

Für etwas kleinere Bandbreiten, z. B. 1 MHz Verstärker mit Rauschzahlen von 1,5 dB an 1 GHz bis 20 GHz werden Empfangsverstärker und Ausgänge sind wieder wahlweise koaxial. Laboratorium z. Z. kleinste mögliche Rauschverluste ist in Fig. 4.185 eingezeichnet. Ein sehr guter linearer Verstärker hat etwa 1 GHz Rauschzahl 1,1 dB, Verstärkung 20 dB im Frequenzbereich; 1 dB-Kompressionspunkt 10 dBm.

Fig. 4.184

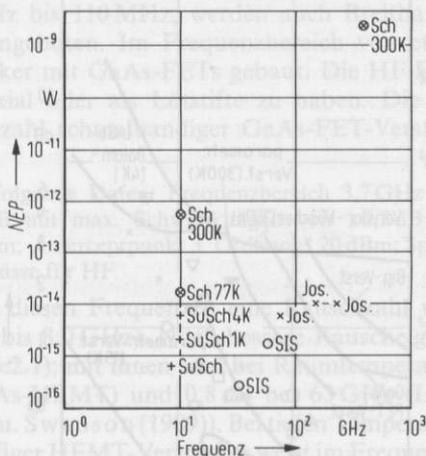
Rauschäquivalente Leistung  $NEP$  von gekühlten Mikrowellen-Video-Detektoren (1-Hz-Tiefpaß zwischen Gleichrichter und Anzeige)

Sch Schottky-Diode

SuSch Super-Schottky-Diode

SIS SIS-Element (Supraleiter-Isolator-Supraleiter)

Jos Detektor mit Josephson-Element (Supraleitung)



**Empfangsmischer** (Jansen (1980), Henne (1974), Krauss u. a. (1980)) sind meist Abwärtsmischer. Sie werden durch dieselben Begriffe charakterisiert wie Sendemischer (s. 4.3.2.1); besonders wichtig sind jedoch die Konversionsverluste (passive Mischer, Dioden) bzw. die Mischverstärkung (aktive Mischer, Transistoren) und die Rauschzahl. Die Rauschzahl kann als Einseitenband-Rauschzahl oder Zweiseitenbandrauschzahl angegeben werden, je nach der Annahme, ob das Rauschen nur bei der Signalfrequenz ( $f_{LO} \pm f_i$ ) oder auch bei der Spiegelfrequenz ( $f_{LO} \mp f_i$ ) erzeugt wird. Dioden-Empfangs-

mischer gibt es für den gesamten Bereich der Hochfrequenztechnik. Aktive Mischer gibt es als integrierte Schaltungen (IS) für Eingangsfrequenzen bis zu einigen hundert Megahertz.

Eigenschaften einer solchen IS sind: Bipolare Schaltung, symmetrischer Aufbau, höchste Eingangsfrequenz 200 MHz, Rauschzahl 7 dB, Mischverstärkung 16,5 dB. Spannungsversorgung 12 V/2,2 mA.

Vielfach werden aktive Mischer auch mit Feldeffekttransistoren aufgebaut; bei ihnen hängt der Drain-Strom in guter Näherung quadratisch von der Gate-Spannung ab. Dadurch ergeben sich relativ wenige unerwünschte Mischprodukte. Insbesondere GaAs-FET-Mischer werden für Eingangsfrequenzen bis über 10 GHz gebaut, z. B. mit einer Zweiseitenband-Rauschzahl von 5,2 dB und einer Mischverstärkung von 8 dB bei einer Eingangsfrequenz von 10 GHz und einer Ausgangsfrequenz von 150 MHz. Für höhere Frequenzen werden fast ausschließlich Diodenmischer verwendet, meist mit Schottky-Dioden. Die Rauschtemperatur, die mit solchen Varistor-Mischern im Mikrowellengebiet im günstigsten Fall bei geringen Bandbreiten erreicht werden kann, ist in Fig. 4.185 links oben zu sehen. Gewöhnlich liegt sie jedoch überall oberhalb etwa 800 K. Gemäß 10.7.1.2 geht die Rauschzahl des Zwischenfrequenzverstärkers in die Gesamtrauschzahl der Empfangsschaltung entscheidend mit ein. Deshalb werden Dioden-Empfangsmischer häufig auch mit passendem Zwischenfrequenz-Vorverstärker angeboten.

Daten eines solchen recht guten Bausteines sind: Mittenfrequenz 35 GHz; Bandbreite 0,03 GHz bis 1 GHz; maximale Zweiseitenband-Empfängerrauschzahl 3,2 dB; Mischverstärkung 25 dB; erforderliche Hilfsoszillator-Leistung 1 mW.

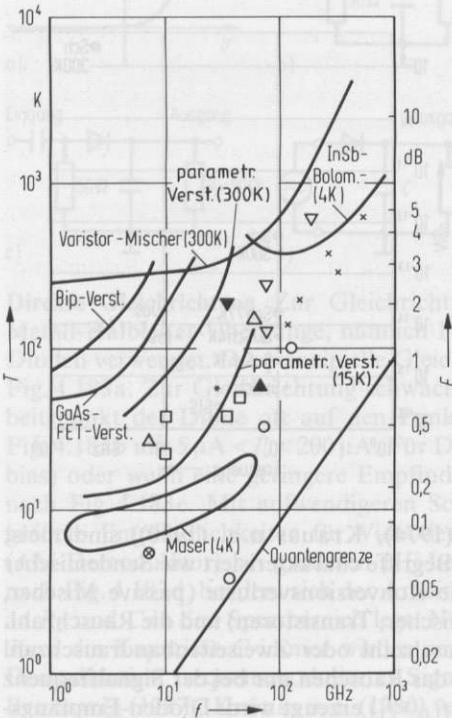


Fig. 4.185  
 Kleinste erreichte Rauschtemperatur  $T$  (für Mischer-Einseitenband-Rauschtemperatur) und Rauschzahl  $F$  (s. 10.7.1) von Eingangsstufen empfindlicher Mikrowellenempfänger als Funktion der Frequenz  $f$ :  
 Varistor-Mischer (300 K, 15 K), GaAs-FETs (300 K), gekühlte parametrische Verstärker, Indium-Antimonid-Bolometer (4 K), Maser (4 K) sowie Quantengrenze  $2hf/k$  und  
 ▽ Varistor-Mischer bei 20 K bzw. 15 K  
 × Josephson-Mischer  
 \* Josephson-Mischer mit 1,2 dB Mischverstärkung  
 ○ SIS-Mischer  
 ⊗ Super-Schottky-Mischer  
 □ parametrische Josephson-Verstärker  
 △ GaAs-HEMT  
 ▲ InP-HEMT  
 ▼ Verstärker mit GaAs-HEMT

Das Kühlen von Dioden-Mischern reduziert die Rauschtemperatur deutlich, sie stehen dann aber in Konkurrenz zu anderen Kryo-Mischern wie Josephson-Mischer (niedriger 1 dB-Kompressionspunkt), SIS-Mischer, Super-Schottky-Mischer (Pedersen (1980), Kollberg (1980)), Fig. 4.185.

Die Konversionsverluste guter Diodenmischer liegen etwa zwischen 3 dB und 10 dB.

**Hochfrequenzverstärker** werden in Nachweisschaltungen gelegentlich vor dem Detektor oder dem Mischer angeordnet, um das Signal-Rauschverhältnis zu verbessern. Diese Verstärker müssen dann eine kleine Rauschzahl besitzen; weiter werden sie wie Sendeverstärker charakterisiert (s. 4.3.2.1). Die Rauschzahl nimmt mit kleiner werdender Bandbreite des Verstärkers ab. Extrem rauscharme Verstärker sind deshalb Schmalbandverstärker. Für übliche Anforderungen und bis etwa 30 MHz können solche Eingangsverstärker mit bipolaren, in der Verstärkung eventuell regelbaren, integrierten Schaltungen (IS) aus der Unterhaltungselektronik aufgebaut werden, die auch noch Mischer, Hilfsoszillator und Demodulator enthalten können.

Eine derartige käufliche IS ist z. B. ausgelegt für Eingangsfrequenzen von 0 MHz bis 30 MHz, Zwischenfrequenzen von 0,2 MHz bis 1 MHz und die Frequenzen eines externen Hilfsoszillators von 0,5 MHz bis 31 MHz; der Signal-Rausch-Abstand am Demodulator-Ausgang beträgt 6 dB für eine Hochfrequenz-Eingangsspannung von 2,5  $\mu$ V and 50  $\Omega$ .

Für höhere Anforderungen und für Frequenzen bis etwa 1 GHz gibt es bipolare Verstärker wahlweise mit Koaxialanschlüssen oder mit Lötstiften zum Einbau in gedruckte Schaltungen.

Ein für seine Bandbreite recht rauscharmer mehrstufiger Verstärker hat etwa folgende Eigenschaften: Eingangsfrequenzbereich 100 Hz bis 1 GHz; Verstärkung 37 dB; Rauschzahl 5,3 dB; 1 dB-Kompressionspunkt 8 dBm; „Interceptpunkt“ 24 dBm; Spannungsversorgung 15 V/85 mA.

Für etwas kleinere Bandbreiten, z. B. 5 MHz bis 110 MHz, werden auch Breitbandverstärker mit Rauschzahlen von 1,5 dB angeboten. Im Frequenzbereich von etwa 1 GHz bis 20 GHz werden Empfangsverstärker mit GaAs-FETs gebaut. Die HF-Ein- und Ausgänge sind wieder wahlweise koaxial oder als Lötstifte zu haben. Die im Laboratorium z. Z. kleinstmögliche Rauschzahl schmalbandiger GaAs-FET-Verstärkerstufen ist in Fig. 4.185 eingezeichnet.

Ein sehr guter käuflicher Verstärker hat etwa folgende Daten: Frequenzbereich 3,7 GHz bis 4,2 GHz; Rauschzahl 1,1 dB; Verstärkung 50 dB mit max. Schwankungen von  $\pm 0,5$  dB im Frequenzbereich; 1 dB-Kompressionspunkt 10 dBm; „Interceptpunkt 3. Ordnung“ 20 dBm; Spannungsversorgung 15 V bei 110 mA; Koaxialanschlüsse für HF.

Breitband-GaAs-FET-Verstärker haben bei diesen Frequenzen eine Rauschzahl von mindestens 4,5 dB (für Bandbreite 4,0 GHz bis 8,0 GHz). Noch bessere Rauscheigenschaften als GaAs-FET haben HEMT (s. 4.3.2.1); mit ihnen sind bei Raumtemperatur Rauschzahlen von 1,8 dB bei 60 GHz (GaAs-HEMT) und 0,8 dB bei 63 GHz (InP-HEMT) erreichbar (Liechti (1989)), (Smith u. Swanson (1989)). Bei tiefen Temperaturen verringert sich das Rauschen. Ein zweistufiger HEMT-Verstärker weist im Frequenzbereich 26 GHz bis 37 GHz eine Rauschzahl von ca. 2 dB bei mehr als 16 dB Verstärkung auf. HEMT-Verstärker verdrängen, auch bei tiefen Temperaturen, die wesentlich komplizierteren parametrischen Verstärker (Fig. 4.185). Eine Produktübersicht über rauscharme Verstärker, bei Umgebungstemperatur betriebene sowie auch thermoelektrische bzw. bei tiefen Temperaturen gekühlte, für Frequenzen zwischen 0,5 GHz und 37 GHz ist in (Market Growth (1981)) zu finden. In Fig. 4.185 ist schließlich noch das Rauschverhalten von Masern und experimentellen parametrischen Verstärkern mit Josephson-Elementen angedeutet.

**Meßempfänger** sind komplette Geräte zum frequenzselektiven Nachweis und zur Messung hochfrequenter elektrischer Spannungen. Mit angepaßten Meßantennen dienen sie auch zur Messung von elektrischen und magnetischen Feldstärken. Meßempfänger sind stets Überlagerungsempfänger. Moderne Geräte können z. T. extern gesteuert werden. Im engeren Sinne sind Meßempfänger Geräte mit einer analogen oder digitalen Pegelanzeige, mit Demodulationseinrichtungen und NF- oder Video-Ausgang. Solche Geräte gibt es für Frequenzbereiche von wenigen Hertz bis nahezu 100 GHz.

Ein typischer, guter VHF-UHF-Meßempfänger hat u. a. folgende Eigenschaften: Frequenzbereich 25 MHz bis 1000 MHz in 11 Teilbereichen; HF-Spannungsmessbereich  $3 \cdot 10^{-7}$  V bis 1 V mit einer Unsicherheit unter 1 dB; Eingangswiderstand 50  $\Omega$ , koaxial; Rauschzahl 8 dB bis 400 MHz, 10 dB bis 1 GHz; ZF-Bandbreite wählbar: 15 kHz, 120 kHz, 300 kHz; Spiegelfrequenzunterdrückung > 70 dB; Anzeige analog auf Skala wahlweise linear oder logarithmisch; ZF-, NF-, AM- bzw. FM-Demodulator- und Registrierausgänge sowie viele Hilfsfunktionen (z. B. Fernsteuerung) machen das Gerät sehr vielseitig einsetzbar.

Zu solchen Meßempfängern sind häufig auch sogenannte Panorama-Adapter lieferbar, die es gestatten, auf einer Braunsche Röhre über einem großen Frequenzbereich (weit größer als die ZF-Bandbreite) ein ganzes Spektrum von Eingangssignalen gleichzeitig in den jeweiligen Amplituden darzustellen.

Meßempfänger, die primär für eine solche bildliche Darstellung gedacht sind und eine Braunsche Röhre dafür im Gerät enthalten, werden Spektrum-Analysatoren genannt. Es gibt sie für Frequenzen von wenigen Hertz bis etwa 200 GHz. Bei höheren Frequenzen im Mikrowellenbereich besteht dabei der vom Gerät abgesetzte und an der zu untersuchenden Schaltung angebrachte Meßkopf aus einem speziellen Oberwellenmischer, mit dem das Meßsignal auf eine erste Zwischenfrequenz von einigen Gigahertz umgesetzt wird. Auf nur einer Koaxialleitung zwischen Hauptgerät und Meßkopf kann dabei sowohl das Hilfsoszillator-Signal (nur etwas höher in der Frequenz als das ZF-Signal) vom Hauptgerät zum Meßkopf wie auch das ZF-Signal vom Meßkopf zum Hauptgerät transportiert werden. Ein käuflicher, sehr empfindlicher Spektrumanalysator, hat mit externen Mischern Ansprechwerte (äquivalente Eingangsrauschleistung bei 1 kHz Bandbreite) von etwa -105 dBm bei 22 GHz bis etwa -85 dBm bei 220 GHz.

### 4.3.3 Leitungen und Bauteile (U. Stumper)

#### 4.3.3.1 Die homogene Hochfrequenzleitung; Allgemeines und Grundgleichungen

Bei der Fortpflanzung hochfrequenter elektrischer Energie mittels metallischer Leitungen bestehen grundlegende Unterschiede gegenüber dem Transport von Gleich- und Niederfrequenzströmen. Da die Wellenlängen  $\lambda$  der Hochfrequenzschwingungen

$$\lambda = \frac{v}{\nu} \quad v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r \epsilon_0 \mu_0}} \quad (4.305)$$

$\nu$  Frequenz in Hz

$v$  Ausbreitungsgeschwindigkeit in einem unbegrenzten Medium der Permittivität  $\epsilon$  und der Permeabilität  $\mu$

$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ ,  $\epsilon_r$  Dielektrizitätszahl,  $\epsilon_0 = 8,854188 \cdot 10^{-12}$  Fm $^{-1}$  elektrische Feldkonstante

$\mu = \mu_r \mu_0$ ,  $\mu_r$  Permeabilitätszahl,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Hm $^{-1}$  magnetische Feldkonstante, für den evakuierten Raum (in guter Näherung auch für Luft) gilt  $\lambda_0 = c/\nu$ ; mit  $c = 2,99792458 \cdot 10^8$  ms $^{-1}$

meist mit der Leitungslänge vergleichbar oder kleiner als diese sein können, sind die elektrischen Kenngrößen wie Spannung, Stromstärke, elektrische und magnetische Feldstärke keine allein zeitabhängigen Größen mehr, sondern hängen auch vom Ort ab.

Neben dem rein ohmschen Verlustwiderstand der metallischen Leitung werden mit wachsender Frequenz in zunehmendem Maße die längs der Leitung kontinuierlich verteilten Induktivitäten, Kapazitäten und Ableitungen wirksam. Die Verteilung der Selbstinduktion über den Leitungsquerschnitt bewirkt, daß der induktive Widerstand von der Leiteroberfläche zum Leiterinneren zunimmt, so daß der Strom von innen nach außen verdrängt wird. Mit ansteigender Frequenz wird die Eindringtiefe  $\delta$  des Hochfrequenzstromes immer kleiner.

Als äquivalente Leitschichtdicke (auch Skin-Eindringtiefe) bezeichnet man den Abstand

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \nu \mu}} \tag{4.306}$$

( $\rho$  = spezifischer elektrischer Widerstand), an dem die Stromstärke auf 1/e ihres Wertes an der Oberfläche abgesunken ist.

Beispiel: Bei einer Kupferleitung ( $\rho = 1,6 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$ ) und der Frequenz 10 GHz ergibt sich  $\delta \approx 1 \mu\text{m}$ ; da  $\delta$  umgekehrt proportional zu  $\sqrt{\nu}$  verläuft, findet man z. B. für 1 MHz sofort  $\delta \approx 100 \mu\text{m} = 0,1 \text{mm}$ .

Zur leitungsgebundenen Fortpflanzung von Hochfrequenz-Energie werden im allgemeinen metallische Doppelleitungen benutzt, bei denen zwei parallele Leitungsstränge in konstantem Abstand voneinander vom Generator zum Verbraucher laufen. Die hochfrequente Energie wird dabei im elektromagnetischen Feld transportiert, die Leitungen dienen zur Führung dieser Felder (Chang (1989); Marcuvitz (1948); Meinke u. Gundlach (1968, 1986); Unger (1966); Vilbig (1960)).

Bei der Doppelleitung unterscheidet man den symmetrischen und den unsymmetrischen Leitungstyp. Im ersten Fall ergibt sich der Verlauf eines Leiters jeweils durch Spiegelung des anderen an einer gedachten Mittelebene. Bei der unsymmetrischen Leitung wird einer der Leiter (Innenleiter) in der Regel vom anderen (dem Außenleiter) umschlossen. Der Außenleiter liegt auf Nullpotential und dient als Abschirmung des spannungsführenden Innenleiters, zu dem er parallel verläuft.

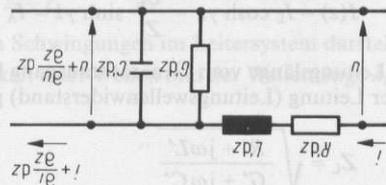
Ein Beispiel für den symmetrischen Leitungstyp ist die ungeschirmte Paralleldrahtleitung (Lecherleitung, Fig. 4.187) und für den unsymmetrischen Leitungstyp die Koaxialleitung mit kreiszylindrischem Innenleiter und konzentrisch ihn umgebenden Außenleiter (Fig. 4.189). Vier kontinuierlich längs der Leitung verteilte Kenngrößen charakterisieren das elektrische Verhalten einer Hochfrequenz-Doppelleitung: der Widerstandsbelag  $R'$ , der Induktivitätsbelag  $L'$ , der Leitwertbelag  $G'$  und der Kapazitätsbelag  $C'$  (diese Größen sind definiert als Widerstand  $R$  bzw. Induktivität  $L$ , Leitwert  $G$ , Kapazität  $C$  eines Leiters der Länge  $l$ , jeweils geteilt durch diese Länge  $l$ ). Fig. 4.186 zeigt das Ersatzschaltbild bei Aufteilung der Leitung in infinitesimale Längenelemente  $dz$ .

Aus dem Ersatzschaltbild ergibt sich für die Änderung von Stromstärke  $i$  und Spannung  $u$  längs eines Längenelementes  $dz$ :

$$\frac{\partial u}{\partial z} dz = - \left( iR' + L' \frac{\partial i}{\partial t} \right) dz, \quad \frac{\partial i}{\partial z} dz = - \left( uG' + C' \frac{\partial u}{\partial t} \right) dz \tag{4.307}$$

Fig. 4.186

Ersatzschaltbild der Doppelleitungen. Die Darstellung zeigt ein infinitesimales Leitungselement.  $R'$ ,  $L'$ ,  $G'$  und  $C'$  sind Widerstand, Induktivität, Leitwert und Kapazität pro Längeneinheit.  $dz$  ist das Längenelement,  $i$  die Stromstärke und  $u$  die Eingangsspannung



Hieraus erhält man durch Differenzieren nach  $z$  bzw.  $t$  und Zusammenfassen

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = R'G'u + (R'C' + L'G') \frac{\partial u}{\partial t} + L'C' \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (4.308)$$

Diese partielle Differentialgleichung, die in allgemeiner Form die elektrischen Vorgänge längs einer Doppelleitung beschreibt, wird als „Telegraphen-Gleichung“ bezeichnet. Sieht man von Einschwingungsvorgängen ab, so gilt für den quasistationären Betriebszustand eine harmonische Zeitabhängigkeit, die Ströme und Spannungen ändern sich zeitlich wie sin- oder cos-Funktionen.

Führt man den Effektivwert der Spannung längs der Leitung ein

$$U = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T u^2 dt}, \quad (4.309)$$

( $T$  = Periodendauer einer Schwingung), so ergibt sich aus (4.308) mit

$$\frac{u(z, t)}{\sqrt{2}} = U(z)e^{j\omega t} \quad (4.310)$$

die Wellengleichung

$$\frac{d^2 U(z)}{dz^2} = \gamma^2 U(z) \quad (4.311)$$

mit dem Ausbreitungskoeffizienten

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} \quad (4.312)$$

$\alpha$  wird als Dämpfungskoeffizient und  $\beta$  als Phasenkoeffizient bezeichnet (s. Gl. (4.321) bis (4.323)),  $\omega$  ist die Kreisfrequenz.

Nach (6.292) erhält man die Spannungsverteilung längs der Doppelleitung

$$U(z) = U_1 e^{-\gamma z} + U_2 e^{\gamma z} \quad (4.313)$$

Diese beiden Teillösungen stellen eine sich vom Generator zum Leitungsende hin ausbreitende und eine vom Leitungsende reflektierte Welle dar. Sind Eingangsspannung  $U_E$  und Eingangsstromstärke  $I_E$  bzw. Ausgangsspannung  $U_A$  und Ausgangsstromstärke  $I_A$  bekannt, so wird

$$\begin{aligned} U_1 &= \frac{1}{2} (U_E + Z_L I_E) = \frac{1}{2} (U_A + Z_L I_A) e^{\gamma l} \\ U_2 &= \frac{1}{2} (U_E - Z_L I_E) = \frac{1}{2} (U_A - Z_L I_A) e^{\gamma l} \end{aligned} \quad (4.314)$$

und es gelten für Spannung und Stromstärke die Verteilungen

$$\begin{aligned} U(z) &= U_E \cosh \gamma z - Z_L I_E \sinh \gamma z = U_A \cosh \gamma(l-z) + Z_L I_A \sinh \gamma(l-z) \\ I(z) &= I_E \cosh \gamma z - \frac{U_E}{Z_L} \sinh \gamma z = I_A \cosh \gamma(l-z) + \frac{U_A}{Z_L} \sinh \gamma(l-z) \end{aligned} \quad (4.315)$$

$l$  ist die Leitungslänge vom Generatorausgang bis zum Leitungsende und  $Z_L$  ist der Wellenwiderstand der Leitung (Leitungswellenwiderstand) gemäß

$$Z_L = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \quad (4.316)$$

Wird eine Leitung mit einem Widerstand abgeschlossen, der nach Betrag und Phase gleich dem Leitungswellenwiderstand ist, so bildet sich ein Wellenfeld wie längs einer unendlich langen Leitung aus, d. h. es existiert nur eine vom Generator zur Last sich fortplanzende Welle, die reflektierte rückläufige Welle verschwindet. Ist dagegen die Abschlußimpedanz  $Z_A \neq Z_L$ , so entsteht eine am Eingang der Last reflektierte Welle, deren Reflexionsfaktor  $\Gamma$  durch

$$\Gamma = \frac{Z_A - Z_L}{Z_A + Z_L} \quad (4.317)$$

gegeben ist. Längs der Leitung bildet sich neben der vorlaufenden Welle ein stehendes Wellenfeld aus, wobei das Verhältnis zwischen Spannungs-Maximum und Spannungs-Minimum (Welligkeitsfaktor  $s$ )

$$s = \frac{|U_{\max}|}{|U_{\min}|} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (4.318)$$

ist. Der Dämpfungskoeffizient  $\alpha$  und der Phasenkoeffizient  $\beta$  für die Doppelleitung ergeben sich aus (4.312):

$$\begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\frac{R'G' - \omega^2 L'C'}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(R'^2 + \omega^2 L'^2)(G'^2 + \omega^2 C'^2)}} \\ &\approx \left( \frac{R'}{2} \sqrt{\frac{C'}{L'}} + \frac{G'}{2} \sqrt{\frac{L'}{C'}} \right) (1 - A) \end{aligned} \quad (4.319)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega' L' C' - R' G'}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(R'^2 + \omega^2 L'^2)(G'^2 + \omega^2 C'^2)}} \approx \omega \sqrt{L' C'} (1 + A) \quad (4.320)$$

mit  $A = \frac{1}{8\omega^2} \left( \frac{R'}{L'} - \frac{G'}{C'} \right)^2$ . Die Näherungsformeln gelten, wenn  $G' \ll \omega C'$  und  $R' \ll \omega L'$  ist.

Der Dämpfungskoeffizient  $\alpha$  liefert die Spannungs- bzw. Stromstärkeschwächung pro Länge längs der Leitung:

$$|U_2(z_2)| = |U_1(z_1)| e^{-\alpha(z_2 - z_1)} \quad \alpha = \frac{1}{z_2 - z_1} \ln \left| \frac{U_1(z_1)}{U_2(z_2)} \right| \quad (4.321)$$

( $|U_2| < |U_1|$ ,  $z_2 > z_1$ ). Das so definierte Maß für  $\alpha$  hat die Bezeichnung „Neper“. In der HF-Technik wird statt dessen meist das dekadisch logarithmische Verhältnis „Dezibel (dB)“ angewandt. Der Zusammenhang zwischen  $\alpha$  (in Neper) und  $\alpha'$  (in dB) ist gegeben durch

$$\alpha' = (20 \log e) \alpha \approx 8,686 \alpha \quad (4.322)$$

Der Phasenkoeffizient  $\beta$  gibt die Änderung des Phasenwinkels  $\Phi$  pro Länge zu einem beliebigen festen Zeitpunkt an:

$$\Phi(z_2) = \Phi(z_1) + \beta(z_2 - z_1) \quad \beta = \frac{\Phi(z_2) - \Phi(z_1)}{z_2 - z_1} = \frac{2\pi}{\lambda_L} \quad (4.323)$$

wenn  $\lambda_L$  die Wellenlänge der elektromagnetischen Schwingungen im Leitersystem darstellt.

Zwischen der Frequenz  $\nu$ , der Phasengeschwindigkeit  $v$  der Wellen und der Wellenlänge  $\lambda_L$  besteht mit  $\omega = 2\pi\nu$  die Beziehung

$$v = \nu \cdot \lambda_L = \frac{\omega}{\beta} \quad (4.324)$$

### 4.3.3.2 Paralleldrahtleitungen (symmetrische Doppelleitungen)

Bei der ungeschirmten Paralleldrahtleitung (Fig. 4.187) muß darauf geachtet werden, daß sie hinreichend weit vom leitenden Umgebungsbereich verlegt wird, um das Auftreten miteinander kombinierender Störmoden zu verhindern. Die geschirmte Doppelleitung (Fig. 4.188) wird meist so betrieben, daß die Eingangsspannung an das innere Leiterpaar gelegt wird und der (z. B. geerdete) Mantel der Abschirmung dient (Gegentakt-Betrieb). Legt man die Spannung zwischen das innere Leiterpaar und den Außenmantel, so wird der Gleichtakt-Modus angeregt.

Bei vernachlässigbar kleinen Widerstands- und Leitwertbelägen gelten für die ungeschirmte Paralleldrahtleitung die folgenden Formeln

$$C' = \frac{\pi \epsilon}{\operatorname{arcosh} \left( \frac{a}{d} \right)} \approx \frac{\pi \epsilon}{\ln \left( \frac{2a}{d} \right)} \quad \text{für } d \ll a \quad (4.325)$$

$$L' = \frac{\mu}{\pi} \operatorname{arcosh} \left( \frac{a}{d} \right) \approx \frac{\mu}{\pi} \ln \left( \frac{2a}{d} \right) \quad \text{für } d \ll a \quad (4.326)$$

$$Z_L = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \operatorname{arcosh} \left( \frac{a}{d} \right) \approx \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \left( \frac{2a}{d} \right) \quad \text{für } d \ll a \quad (4.327)$$

Für die geschirmte Paralleldrahtleitung ergibt sich genähert im Gegentakt-Modus (wenn  $d \ll a$ ,  $d \ll D$ )

$$Z_L = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \left( \frac{2a}{d} \cdot \frac{D^2 - a^2}{D^2 + a^2} \right) \quad (4.328)$$

Beispiele: Für eine nicht abgeschirmte Paralleldrahtleitung und  $d \ll a$  beträgt der Widerstandsbelag  $R' = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\nu \mu_0 \rho}{\pi}}$ . Bei  $\nu = 100 \text{ MHz}$ ,  $\rho_{\text{Cu}} = 1,6 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$ ,  $d = 1 \text{ mm}$ , sind das  $1,6 \Omega \text{m}^{-1}$ . Bei

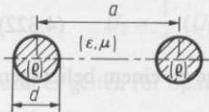


Fig. 4.187 Symmetrische ungeschirmte Paralleldrahtleitung (Querschnitt),  $a$  Abstand der Leitungen voneinander,  $d$  Leitungsdurchmesser,  $\epsilon$ ,  $\mu$  Permittivität und Permeabilität der Umgebung,  $\rho$  spezifischer elektrischer Widerstand des Leitungsmaterials

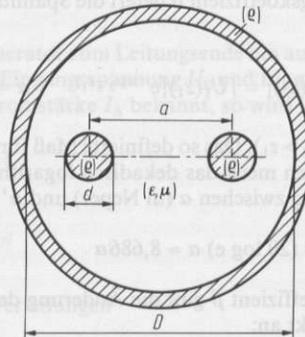


Fig. 4.188 Geschirmte Paralleldrahtleitung (Querschnitt),  $a$  Abstand der im Innenraum des Abschirmzylinders laufenden beiden Leitungen,  $d$  Außendurchmesser der inneren Leitungen,  $D$  Innendurchmesser des Abschirmzylinders,  $\epsilon$ ,  $\mu$  Permittivität und Permeabilität des die Leiter umgebenden Raumes innerhalb der Abschirmung,  $\rho$  spezifischer elektrischer Widerstand des Leitungsmaterials

einem Abstand  $a = 30 \text{ mm}$  und  $\epsilon_r = 2,5$  beträgt der induktive Belag im gleichen Fall  $1,6 \mu\text{Hm}^{-1}$ . Der Wellenwiderstand dieses Systems ist  $311 \Omega$ . Soll  $a$  so abgeändert werden, daß der Wellenwiderstand dem deutschen Normwert  $240 \Omega$  entspricht, so findet man  $a = 12 \text{ mm}$ . Bei einer geschirmten Paralleldrahtleitung, deren Mantel einen Innendurchmesser von  $8,5 \text{ mm}$  hat, muß bei gleichem Dielektrikum ( $\epsilon_r = 2,5$ ) der Abstand der beiden Innenleiter  $5 \text{ mm}$  gewählt werden, wenn der Wellenwiderstand dem deutschen Normwert für geschirmte Paralleldrahtleitungen –  $240 \Omega$  – entsprechen soll.

Meinke u. Gundlach (1968); Meinke u. Gundlach (1986); Vilbig (1960); Zinke u. Brunswig (1973).

#### 4.3.3.3 Die kreiszylindrische Koaxialleitung

Die koaxiale Leitung mit kreiszylindrischem Querschnitt ist die im MHz- und GHz-Bereich am häufigsten benutzte Leiterform (Fig. 4.189). Ihre wesentlichen Vorteile sind, daß der Spannung führende Innenleiter durch den in der Regel auf Erdpotential liegenden Außenleiter gut abgeschirmt und die Übertragungsbandbreite sehr groß ist. Als einziger Nutzwellentyp existiert die TEM-Welle (Transversal-Elektromagnetische Welle, die Feldvektoren  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  liegen in der Querschnittebene), die von der Frequenz Null bis zu einer Grenzfrequenz  $\nu_g$  eine eindeutige Ausbreitungscharakteristik besitzt. Für Frequenzen  $\nu > \nu_g$  können zusätzliche „Hohlleiter-Wellentypen“ angeregt werden, wodurch Mehrdeutigkeiten und erhöhte Verluste auftreten. Die Grenzfrequenz entspricht einer Grenzwellenlänge, die gleich dem mittleren Umfang der Koaxialleitung ist

$$\nu_g = \frac{2c}{\pi \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \left( \frac{1}{d_a + d_i} \right) \quad \lambda_g = \frac{1}{2} \pi (d_a + d_i) \quad (4.329)$$

( $c$  Lichtgeschwindigkeit,  $\epsilon_r$ ,  $\mu_r$  Dielektrizitätszahl und Permeabilitätszahl des den Raum zwischen den beiden Leitern füllenden Mediums; in technischen Anwendungen  $\mu_r = 1$ ,  $d_a$  Innendurchmesser des Außenleiters,  $d_i$  Außendurchmesser des Innenleiters).

Meinke u. Gundlach (1968); Sarbacher u. Edson (1950); Unger (1966).

Für die Leitungskenngrößen gelten für  $\mu = \mu_0$  und praktisch verlustfreie Dielektrika:

$$R' = \sqrt{\frac{\mu_0 \rho \nu}{\pi}} \left( \frac{1}{d_a} + \frac{1}{d_i} \right) \quad (4.330)$$

$$C' = \frac{2\pi \epsilon_r \epsilon_0}{\ln \left( \frac{d_a}{d_i} \right)} \quad (4.331)$$

$$L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{d_a}{d_i} \right) + \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 \rho}{\pi \nu}} \left( \frac{1}{d_a} + \frac{1}{d_i} \right) \quad (4.332)$$

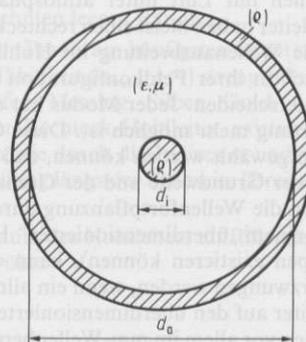


Fig. 4.189  
Kreiszylindrische Koaxialleitung (Querschnitt),  $d_i$  Außendurchmesser des Innenleiters,  $d_a$  Innendurchmesser des Außenleiters,  $\epsilon$ ,  $\mu$  Permittivität und Permeabilität des Innenraums zwischen Außen- und Innenleiter,  $\rho$  spezifischer elektrischer Widerstand des Innen- und Außenleitermaterials

$$\begin{aligned}
 Z_L &= Z_{LO} \sqrt{1 + \frac{1}{2Z_{LO}\pi} \sqrt{\frac{\rho}{\nu\epsilon_r\epsilon_0\pi}} \left(\frac{1}{d_a} + \frac{1}{d_i}\right) (1-j)} \\
 &\approx Z_{LO} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_r\epsilon_0}} \ln\left(\frac{d_a}{d_i}\right) \quad (4.333)
 \end{aligned}$$

Zorzy (1966), Weinschel (1964, 1990).

Um bei starren Koaxialleitungen Langzeitstabilität und Korrosionsbeständigkeit bei minimalen Leitungsverlusten zu erzielen, sind die inneren Oberflächen vielfach vergoldet. Bei flexiblen Kabeln bestehe der Innenleiter meist aus Kupferdraht oder Kupferlitze mit versilberter Oberfläche. Er wird durch dielektrisches Material in Form von Scheiben oder Wendeln, Schaumstoff oder Vollmaterial in seiner Lage gehalten. Der Außenleiter kann aus einem Geflecht aus Kupferdrähten oder Bändern bestehen, der äußere Schutzmantel ist aus Kunststoff gefertigt. Eine Mittelstellung zwischen Kabeln und festen Rohrleitungen nehmen halbflexible Rohrleitungen ein, die biegsam sind und die gebogene Leitungsführung dann beibehalten.

Eine sehr große Anzahl verschiedener Kabel- und Leitungstypen mit unterschiedlichen technischen Daten ist im Handel (Tabelle 2 in Abschn. K 2.4 in Meinke u. Gundlach (1986); Tabelle 4.6/1 in Zinke u. Brunswig (1973)).

Typische Dämpfungswerte für eine Kabellänge von 100 m liegen für Hochfrequenzkabel mit Schaum-Polyäthylen-Isolation je nach Kabeldurchmesser bei 10 MHz zwischen 0,5 dB und 10 dB und bei 10 GHz zwischen 30 dB und 300 dB. Die Dämpfung nimmt etwa proportional  $\sqrt{v}$  zu. Bei einer koaxialen 7-mm-Kupfer-Luftleitung von 1 m Länge ändert sich die Dämpfung zwischen 100 kHz und 18 GHz von etwa 0,001 dB auf etwa 0,5 dB.

Nach hohen Frequenzen hin nehmen bei Koaxialkabeln die dielektrischen Verluste in der Stützsicht stark zu, so daß eine Verwendung zur Energiefortleitung über weite Entfernungen nicht mehr sinnvoll ist. Für kurze Verbindungen innerhalb von Geräten und Meßplätzen sind spezielle Koaxialleitungen mit optimal verlustarmen stützendem Dielektrikum bis zu Frequenzen von 100 GHz verfügbar.

Beispiel: Ein Koaxialkabel, dessen Außenleiter einen Innendurchmesser von 4 mm hat, ist mit einem verlustarmen Dielektrikum  $\epsilon_r = 2,1$  homogen ausgefüllt. Damit der Wellenwiderstand  $50 \Omega$  wird, muß nach Gl. (4.333) der Außendurchmesser des Innenleiters  $d_i = d_a e^{-50/60 \sqrt{\epsilon_r}} = 1,2$  mm sein.

#### 4.3.3.4 Hohlleiter

Hohlleiter sind allseitig nach außen abgeschlossene metallische Leitungen mit einer zusammenhängenden inneren Oberfläche. Das von dieser metallischen Innenoberfläche umschlossene Hohlkabel ist im allgemeinen mit Luft unter atmosphärischen Bedingungen gefüllt. Die in der Praxis benutzten Hohlleiter haben meist einen rechteckigen oder kreiszylindrischen Querschnitt. Charakteristisch für die Wellenausbreitung im Hohlleiter ist die Existenz verschiedener Wellentypen (Moden), die sich in ihrer Feldkonfiguration und den Ausbreitungseigenschaften ( $\gamma, \alpha, \beta, v, \lambda_L$ ) voneinander unterscheiden. Jeder Modus hat eine untere Grenzfrequenz  $\nu_g$ , unterhalb der keine Wellenfortpflanzung mehr möglich ist. Diese Grenzfrequenz ist von den Hohlleiterdimensionen abhängig, die so gewählt werden können, daß das zu übertragende Frequenzband zwischen der Grenzfrequenz der Grundwelle und der Grenzfrequenz des nächst höheren Wellentyps liegt. In diesem Fall kann die Wellenfortpflanzung durch eindeutige Ausbreitungseigenschaften beschrieben werden. In einem „überdimensionierten“ Hohlleiter (das ist ein Hohlleiter, in dem zwei oder mehr Wellentypen existieren können), kann ebenfalls eine eindeutige Wellenfortpflanzung im Grundmodus erzwungen werden, wenn ein allmählicher, stetiger und „stoßfreier“ Übergang vom Normal-Hohlleiter auf den überdimensionierten Hohlleiter geschaffen wird. Überdimensionierte Hohlleiter werden vor allem im mm-Wellenbereich häufig benutzt, weil die Normhohlleiter wegen

des immer ungünstigeren Verhältnisses Nutzfeldvolumen: Skinvolumen eine sehr hohe Wanddämpfung haben. Die im Hohlleiter existierenden Wellentypen besitzen zusätzlich zu den transversalen Feldkomponenten noch eine magnetische ( $H_z$ ) oder elektrische ( $E_z$ ) Feldkomponente in Richtung der Hohlleiterachse (Ausbreitungsrichtung). Demnach werden die Wellen in H- oder TE-Wellen (TE transversale elektrische Wellen) und E- oder TM-Wellen (TM transversale magnetische Wellen) eingeteilt. Die Phasengeschwindigkeit der Hohlrohrwellen ist größer als die Lichtgeschwindigkeit und beträgt

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_E}{v}\right)^2}}, \quad v_0 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (4.334)$$

( $c$  Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $\epsilon_r, \mu_r$  Dielektrizitäts- und Permeabilitätszahl des den Innenraum des Hohlleiters füllenden Mediums, z. B. Luft,  $\epsilon_r = 1, \mu_r = 1, v_0 = c$ ).

Für die Gruppengeschwindigkeit, mit der sich die Energie im Hohlleiter fortpflanzt, gilt

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = v_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v_E}{v}\right)^2} \quad (4.335)$$

( $\omega = 2\pi\nu$ ;  $\beta$  Phasenkoeffizient). Aus (4.334) und (4.335) folgt

$$v \cdot v_g = v_0^2 \quad (4.336)$$

Wegen  $v > v_0$  (nach 4.334) ist die Hohlleiterwellenlänge

$$\lambda_L = \frac{v}{\beta} = \frac{2\pi}{\beta} \quad (4.337)$$

größer als die freie Wellenlänge. Bei einer rein fortschreitenden Welle ist der Quotient aus den in der Querschnittsebene liegenden Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke längs der Leitung konstant und wird als Feld-Wellenwiderstand  $Z_F$  bezeichnet. Es gilt für H- bzw. E-Wellen (für  $\mu = \mu_0, \epsilon = \epsilon_0$ )

$$(Z_F)_H = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\lambda_L}{\lambda} = Z_0 \frac{\lambda_L}{\lambda} \quad (4.338)$$

$$(Z_F)_E = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\lambda}{\lambda_L} = Z_0 \frac{\lambda}{\lambda_L} \quad (4.339)$$

$Z_0$  ist der Wellenwiderstand des unendlich ausgedehnten leeren Raumes.

Der Hohlleiter mit Rechteckquerschnitt wird in der Praxis am häufigsten benutzt. Die folgenden Betrachtungen, die bei Annahme idealer Wandleitfähigkeit ( $\sigma_{\text{wand}} \rightarrow \infty$ ) streng gelten, sind auch für technische Hohlleiter mit Oberflächen aus Kupfer, Messing, Silber, Gold, Aluminium oder anderen gut leitenden Metallen anzuwenden. Im Rechteck-Hohlleiter existieren zwei Reihen voneinander unabhängiger H- und E-Wellentypen, die durch die Indizes  $m$  und  $n$  charakterisiert werden ( $H_{mn}, E_{mn}$ ).  $m$  bezieht sich auf die Feldverteilung längs der Breitseite (Breite  $a$ ) und  $n$  auf die Verteilung längs der Schmalseite (Höhe  $b$ ).

Bezieht man die Wellenlänge  $\lambda$  auf das den Innenraum des Hohlleiters auffüllende Medium (Luft, Dielektrikum), so daß Frequenz und Wellenlänge über

$$\lambda = \frac{c}{\nu \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (4.340)$$

zusammenhängen, so ergeben sich für die Kennwerte des Rechteck-Hohlleiters besonders einfache Ausdrücke ( $\mu_r = 1$ ):

$$(\lambda_g)_{mn} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad \text{Grenzwellenlänge} \quad (4.341)$$

$$\lambda_L = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left[\frac{\lambda}{(\lambda_g)_{mn}}\right]^2}} \quad \text{Hohlleiterwellenlänge} \quad (4.342)$$

$$(Z_F)_H = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left[\frac{\lambda}{(\lambda_g)_{mn}}\right]^2}} \quad \text{Feldwellenwiderstand (H-Wellen)} \quad (4.343)$$

$$(Z_F)_E = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \cdot \sqrt{1 - \left[\frac{\lambda}{(\lambda_g)_{mn}}\right]^2} \quad \text{Feldwellenwiderstand (E-Wellen)} \quad (4.344)$$

Der Leitungswellenwiderstand, der für die Lösung von Anpassungsproblemen maßgeblich ist, beträgt für den  $H_{10}$ -Grundmodus

$$Z_L = \kappa \cdot \frac{b}{a} \cdot (Z_F)_H \quad (4.345)$$

Der Zahlenfaktor  $\kappa$  ist  $\pi/2$ , 2 oder  $\pi^2/8$ , je nachdem, ob  $Z_L$  aus Spannung und Stromstärke, übertragener Leistung und Stromstärke oder übertragener Leistung und Spannung definiert wurde. Für praktische Anwendungen benutzt man diejenige Definition, die dem vorliegenden Problem am besten angepaßt ist. Huxley (1947); Southworth (1950).

Berücksichtigt man die endliche Leitfähigkeit der Wandungen, so ergibt sich für  $H_{m0}$ -Wellen im Durchlaßbereich ein Abschwächungskoeffizient entsprechend

$$\alpha = \frac{2\pi}{(\lambda_g)_{m0}} \frac{\delta}{a} \frac{1 + \frac{a}{2b} \left[\frac{(\lambda_g)_{m0}}{\lambda}\right]^2}{\sqrt{\left[\frac{(\lambda_g)_{m0}}{\lambda}\right]^2 - 1}} \quad (4.346)$$

mit  $\delta$  nach Gl. (4.306).

Kohler u. Bayer (1964); Chang (1989).

Im Bereich unterhalb der Grenzfrequenz existiert keine Wellenfortpflanzung. Das elektromagnetische Feld wird hier entsprechend  $E(z) = E(0)e^{-\alpha z}$  exponentiell abgeschwächt. Der Dämpfungskoeffizient ist

$$\alpha = \frac{2\pi}{(\lambda_g)_{mn}} \sqrt{1 - \left[\frac{(\lambda_g)_{mn}}{\lambda}\right]^2} \quad (4.347)$$

Die Umrechnung in  $\alpha'$  in dB pro Länge erfolgt nach Gl. (4.322). Der Grundwellentyp im Rechteckhohlleiter, der bei technischen Anwendungen nahezu ausschließlich benutzt wird, ist die  $H_{10}$ -Welle. Die Grenzwellenlänge beträgt nach (4.341)  $\lambda_g = 2a$ . Die Hohlleiterabmessungen (s. Tab. T4.05 in Band 3) werden in der Praxis so gewählt, daß sich nur der Grundwellentyp fortpflanzen kann. Dazu muß  $\lambda_L/2 < a < \lambda_L$  und  $b \leq a/2$  sein.

Die Grundwelle  $H_{10}$  (Fig. 4.190) wird über einen kapazitiven Stift parallel zum elektrischen Feld (im Abstand  $(2p+1) \cdot \lambda_L/4$ ) bzw. eine induktive Schleife mit der Schleifenebene senkrecht zu den magnetischen Feldlinien (im Abstand  $p \cdot \lambda/2$  von der Kurzschlußebene,  $p=1, 2, 3, \dots$ ) in den Hohlleiter eingekoppelt; für Kopplungen zwischen Hohlleitern wendet man meist Schlitzantennen an.

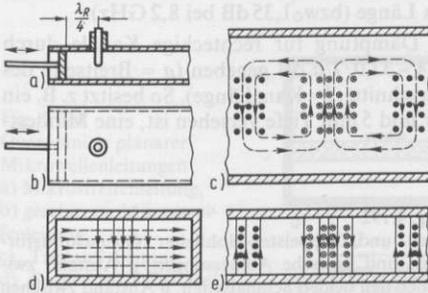


Fig. 4.190  $H_{10}$ -Grundwellentyp im Rechteckhohlleiter, a), b) Einkopplung, c), d), e) Wellenfeld, — elektrische Feldlinien, --- magnetische Feldlinien

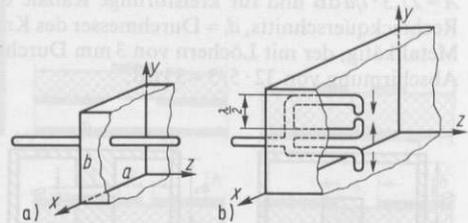


Fig. 4.191 Einkopplungs-Antennen zur Anregung des  $E_{11}$ - a) und  $H_{12}$ -Wellentyps b)

Die bevorzugte Anregung eines bestimmten Wellentyps  $m, n$  kann durch eine entsprechende Form der Antenne, die der Feldkonfiguration des zu erzeugenden Wellenmodus angepaßt ist, erzwungen werden. Fig. (4.191) zeigt solche Spezialantennen. Die Unterdrückung unerwünschter mitangeregter Wellentypen wird mittels Modenfilter erreicht.

Bomke u. Gefahrt (1950); Groll (1969); Harvey (1963); Klages (1956); Marcuvitz (1948), Meinke u. Gundlach (1968, 1986); Stratton (1941); Unger (1966, 1967); Zinke u. Brunswig (1973, 1986).

Hohlleiter mit kreiszylindrischem Querschnitt werden nur für spezielle Anwendungen z. B. bei Drehkopplungen zwischen Rechteckhohlleitern, bei Hohlraumresonatoren, Frequenzmessern, Faraday-Einwegleitungen und für optimal verlustarme Übertragungsstrecken benutzt (s. 4.3.3.8).

Der  $H_{01}$ -Wellentyp im kreiszylindrischen Hohlrohr hat besonders niedrige Dämpfung, die im Gegensatz zu den anderen Moden mit zunehmender Frequenz abnimmt. Die Grenzwellenlänge wird für  $H_{mn}$ -Wellen durch

$$(\lambda_g)_{mn} = \frac{\pi d_i}{w'_{mn}} \quad (4.348)$$

und für  $E_{mn}$ -Wellen durch

$$(\lambda_g)_{mn} = \frac{\pi d_i}{w_{mn}} \quad (4.349)$$

gegeben, wobei unter  $w_{mn}$  die  $n$ . Nullstelle der Bessel-Funktion  $J_m$  und unter  $w'_{mn}$ , die  $n$ . Nullstelle der 1. Ableitung der Bessel-Funktion  $J_m$  zu verstehen sind.  $d_i$  ist der Innendurchmesser des Hohlleiters. Für den Grundwellentyp  $H_{11}$  findet man  $(\lambda_g)_{11} = 1,706 d_i$ , für den Wellentyp  $H_{01}$  ist  $(\lambda_g)_{01} = 0,820 d_i$ .

Bomke u. Gefahrt (1950); Meinke u. Gundlach (1968); Sarbacher u. Edson (1950); Schaffeld u. Bayer (1956); Zinke u. Brunswig (1986).

Beispiele: Ein Rechteck-Hohlleiter aus Kupfer ( $\rho = 1,6 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$ ) für das Frequenzband R 100 (8,2 GHz bis 12,4 GHz) hat die Innenabmessungen  $a = 22,86$  mm;  $b = 10,16$  mm. Seine Grenzwellenlänge ist  $\lambda_g = 2a = 45,72$  mm; die Grenzfrequenz mithin  $\nu_g = c/\lambda_g = 6,56$  GHz. Die Leiterwellen-

länge beträgt dann nach (4.342) bei der Frequenz 8,5 GHz: 55,4 mm, bei 10 GHz 39,7 mm und bei 12,4 GHz 28,5 mm. Bei 10 GHz ist der Feldwellenwiderstand für die  $H_{10}$ -Welle nach (4.338) bzw. (4.343)  $(Z_F)_H = 120 \pi \cdot 3,97/2,998 = 499 \Omega$ . Der Leitungswellenwiderstand nach (4.345) mit  $\alpha = 2$  wird  $Z_L = (2b/a) \cdot (Z_F)_H = 444 \Omega$ . Um bei 10 GHz den Hohlleiter möglichst gut an eine koaxiale Leitung von  $50 \Omega$  Wellenwiderstand anzupassen, müßte die Schmalseite  $b$  auf 1,14 mm reduziert werden. Die Leitungsdämpfung des Hohlleiters mit den oben angegebenen Abmessungen beträgt bei 10 GHz nach (4.346) und (4.322) 1,04 dB auf 10 m Länge (bzw. 1,35 dB bei 8,2 GHz).

Weit unterhalb der Grenzfrequenz ( $\lambda \gg \lambda_g$ ) ist die Dämpfung für rechteckige Kanäle durch  $A \approx 27,3 \cdot l/a$  dB und für kreisförmige Kanäle durch  $A \approx 32,0 \cdot l/d$  dB gegeben ( $a =$  Breitseite des Rechteckquerschnitts,  $d_i =$  Durchmesser des Kreisquerschnitts,  $l =$  Kanallänge). So besitzt z. B. ein Metallkäfig, der mit Löchern von 3 mm Durchmesser und 5 mm Tiefe versehen ist, eine Mindest-Abschirmung von  $32 \cdot 5/3 = 53$  dB.

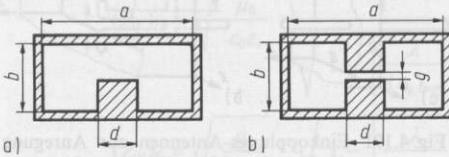


Fig. 4.192

Steg- und Doppelsteg-Hohlleiter, Querschnittsformen und kritische Abmessungen,  $a$  Abstand zwischen den beiden Schmalseiten,  $b$  Abstand zwischen beiden Breitseiten,  $d$  Stegbreite,  $g$  Stegabstand beim Doppelsteg-Hohlleiter

Eine für praktische Anwendungen zuweilen nützliche Version des Rechteckhohlleiters stellen Steg- und Doppelsteg-Hohlleiter dar (Fig. 4.192). Vorteilhaft ist, daß bei diesen Querschnittsformen die übertragbare Bandbreite, die durch eindeutige Wellenausbreitung im Grundmodus ausgezeichnet ist, auf 5:1 bis 6:1 gegenüber 2:1 beim Rechteckhohlleiter erweitert werden kann. Da zugleich aber die Leitungsdämpfung sich entsprechend vergrößert (bei einer Bandbreite von 5:1 etwa gleich dem Zehnfachen der Dämpfung des Rechteckhohlleiters), werden kommerzielle Typen meist nur mit Bandbreite 2,4:1, evtl. noch 3,6:1 hergestellt (s. Tab. T 4.07 in Band 3).

Findakly u. Haskal (1974); Harvey (1963); Hopfer (1955); Marcuvitz (1948); Meinke u. Gundlach (1986); Unger (1955).

#### 4.3.3.5 Planare Mikrowellenleitungen (E. Vollmer)

Für die Integration von Schaltungen im Mikrowellenbereich werden planare Wellenleiter verwendet. Diese Mikrowellenleitungen bestehen aus flachen leitenden Streifen auf einer verlustarmen dielektrischen Trägerplatte. Diese Trägerplatte wird als Substrat bezeichnet. Der in der Praxis am häufigsten eingesetzte planare Wellenleiter ist die Mikrostreifenleitung (Fig. 4.193). Diese Leitung besteht aus einem Substrat der Dicke  $h$  mit einer leitenden Grundplatte auf der Substratunterseite und einem leitenden Streifen der Breite  $w$  und der Dicke  $t$  auf der Oberseite.

Außer der Mikrostreifenleitung (Fig. 4.193) kommen noch andere Streifenleitungsformen zur Anwendung. Die Querschnitte von verschiedenen Formen der Mikrostreifenleitung, von der Koplantarleitung, der Schlitzleitung und der Flossenleitung (finline) sind in Fig. 4.194 zusammengestellt.

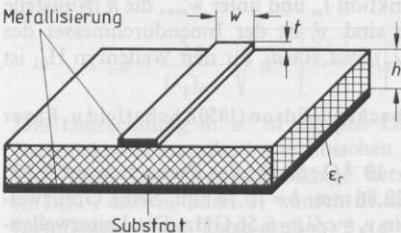


Fig. 4.193

Mikrostreifenleitung auf einem Substrat der relativen Permittivität  $\epsilon_r$

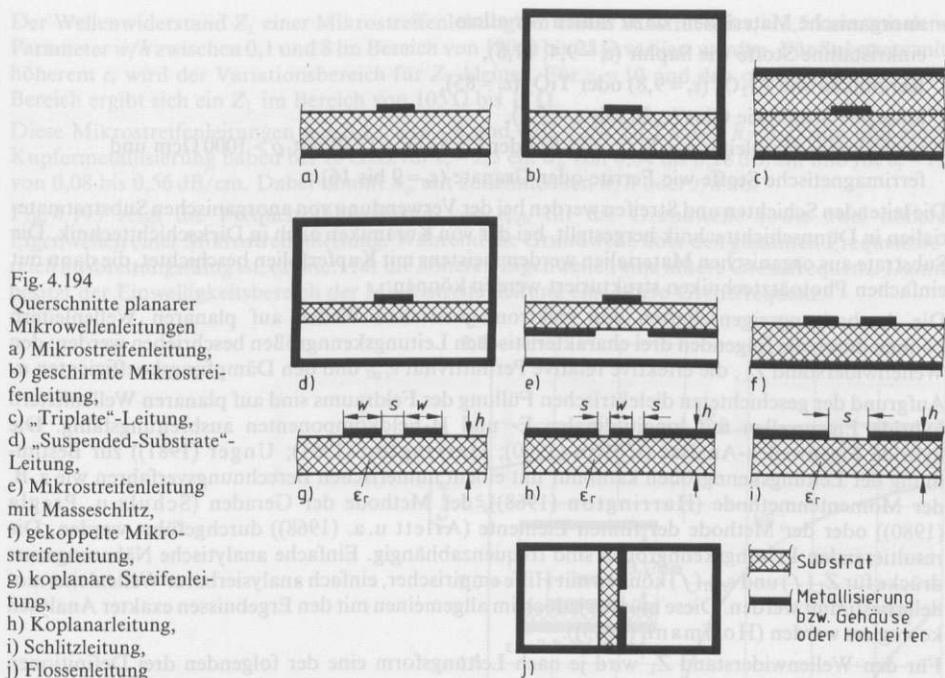


Fig. 4.194

Querschnitte planarer  
Mikrowellenleitungen

a) Mikrostreifenleitung,

b) geschirmte Mikrostreifenleitung,

c) „Triplate“-Leitung,

d) „Suspended-Substrate“-Leitung,

e) Mikrostreifenleitung mit Masseschlitz,

f) gekoppelte Mikrostreifenleitung,

g) koplanare Streifenleitung,

h) Koplanarleitung,

i) Schlitzleitung,

j) Flossenleitung

Einfache Mikrowellenkomponenten werden meistens in einer der Streifenleitungsformen realisiert. Bei komplexeren Komponenten wie z. B. Gegentaktmischer, Filter, PIN-Diodenschalter oder Übergängen zwischen verschiedenen Leitungsformen werden mehrere unterschiedliche Streifenleitungsformen verwendet. Dadurch kann bei einem Gegentaktmischer eine einfache Entkopplung der verschiedenen Frequenzkomponenten erzielt werden.

Der Einsatz von planaren Mikrowellenleitungen hat im Vergleich zu dem von Koaxialleitungen und Hohlleitern die folgenden Vorteile:

- Miniaturisierung des Schaltungsaufbaus
- Integrierbarkeit von diskreten Bauelementen (Halbleiter- und SMD-Bauelemente)
- Gewichtsreduzierung
- einfache, gut reproduzierbare Herstellung.

Nachteile sind:

- höhere Verluste
- Abstrahlung und Störstrahlung bei offenen Strukturen
- begrenzte Isolation zwischen verschiedenen auf einem Substrat integrierten Schaltungsteilen.

Die für die Realisierung von Streifenleitungsschaltungen verwendeten Substratmaterialien können in zwei große Gruppen eingeteilt werden (Hoffmann (1983)):

- organische Materialien, vor allem

Teflon, Polyolefin und Polystyren ( $\epsilon_r = 2,1$  bis  $2,6$ ) in reiner Form sowie glasfaserverstärkte Kunststoff ( $\epsilon_r = 2,2$  bis  $2,6$ ) oder mit Keramikpulver gefüllte Harze ( $\epsilon_r = 5$  bis  $20$ )

- anorganische Materialien, dazu zählen vor allem einkristalline Stoffe wie Saphir ( $\epsilon_r = 9,4; 11,6$ ),  
Keramiken wie  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $\epsilon_r = 9,8$ ) oder  $\text{TiO}_2$  ( $\epsilon_r = 85$ ),  
amorphe Stoffe wie Glas (z. B. mit  $\epsilon_r = 5,7$ ),  
hochohmige Halbleiter wie Si ( $\epsilon_r = 11,9$ ) oder GaAs ( $\epsilon_r = 12,9$ ) mit  $\rho > 1000 \Omega\text{cm}$  und  
ferrimagnetische Stoffe wie Ferrite oder Granate ( $\epsilon_r = 9$  bis 16).

Die leitenden Schichten und Streifen werden bei der Verwendung von anorganischen Substratmaterialien in Dünnschichttechnik hergestellt, bei der von Keramiken auch in Dickschichttechnik. Die Substrate aus organischen Materialien werden meistens mit Kupferfolien beschichtet, die dann mit einfachen Photoätztechniken strukturiert werden können.

Die Ausbreitungseigenschaften von elektromagnetischen Wellen auf planaren Wellenleitern können durch die folgenden drei charakteristischen Leitungskenngrößen beschrieben werden: den Wellenwiderstand  $Z_L$ , die effektive relative Permittivität  $\epsilon_{r,\text{eff}}$  und den Dämpfungskoeffizienten  $\alpha$ . Aufgrund der geschichteten dielektrischen Füllung des Feldraums sind auf planaren Wellenleitern hybride Eigenwellen mit longitudinalen E- und H-Feldkomponenten ausbreitungsfähig. Die hybride Eigenwellen-Analyse (Collin (1960); Harrington (1961); Unger (1981)) zur Bestimmung der Leitungskenngrößen kann nur mit einem numerischen Berechnungsverfahren wie z. B. der Momentenmethode (Harrington (1968)), der Methode der Geraden (Schulz u. Pregla (1980)) oder der Methode der finiten Elemente (Arlett u. a. (1968)) durchgeführt werden. Die resultierenden Leitungskenngrößen sind frequenzabhängig. Einfache analytische Näherungsausdrücke für  $Z_L(f)$  und  $\epsilon_{r,\text{eff}}(f)$  können mit Hilfe empirischer, einfach analysierbarer Wellenleitermodelle bestimmt werden. Diese müssen jedoch im allgemeinen mit den Ergebnissen exakter Analysen korrigiert werden (Hoffmann (1983)).

Für den Wellenwiderstand  $Z_L$  wird je nach Leitungsform eine der folgenden drei Definitionen verwendet:

$$Z_{UI} = U/I, \quad Z_{PI} = 2P/I^2, \quad Z_{PU} = U^2/(2P) \quad (4.350)$$

mit der Spannung  $U$  zwischen den beiden Leitern der Leitung, dem in Ausbreitungsrichtung gerichteten Strom  $I$  und der in Ausbreitungsrichtung transportierten Wirkleistung  $P$ . Bei planaren Wellenleitern mit geschichtetem Dielektrikum ergeben sich unterschiedliche Werte für den Wellenwiderstand in Abhängigkeit von der verwendeten Definition. Nur im statischen Grenzfall oder bei reinen TEM-Wellen stimmen die Werte überein.

Die effektive relative Permittivität  $\epsilon_{r,\text{eff}}$  ergibt sich aus dem Phasenkoeffizienten  $\beta$  mit der Wellenzahl  $k_0$  im freien Raum zu  $\epsilon_{r,\text{eff}} = (\beta/k_0)^2$ .

Die Leitungsdämpfung  $\alpha$  einer geradlinigen, unendlich langen Leitung setzt sich hauptsächlich aus der Leiterdämpfung  $\alpha_\rho$  und der dielektrischen Dämpfung  $\alpha_\epsilon$  zusammen.  $\alpha_\epsilon$  ist proportional zur Frequenz  $f$  und dem dielektrischen Verlustfaktor  $\tan \delta_\epsilon$  und kann bei Verwendung verlustarmer Substrate mit  $\tan \delta_\epsilon < 10^{-3}$  gegenüber  $\alpha_\rho$  vernachlässigt werden. Bei halbleitenden Substratmaterialien mit einem spezifischen Widerstand im Bereich von  $10^3$  bis  $10^5 \Omega\text{cm}$  ist zusätzlich die Ableitdämpfung  $\alpha_x$  zu berücksichtigen. Abstrahlung tritt vor allem an Leitungsdiskontinuitäten, diskreten Bauelementen sowie Resonatoren auf und ist damit abhängig vom jeweiligen Schaltungsaufbau.

**Mikrostreifenleitung** Auf diesem planaren Wellenleiter breitet sich eine Quasi-TEM-Welle mit kleinen longitudinalen Feldkomponenten und geringer Frequenzabhängigkeit des Phasenkoeffizienten (Dispersion) aus. Für tiefe Frequenzen kann eine statische Analyse unter Vernachlässigung der longitudinalen Feldkomponenten durchgeführt werden. Die resultierenden Leitungskenngrößen sind abhängig von den geometrischen Abmessungen  $w$ ,  $h$  und  $t$  sowie von der relativen Permittivität  $\epsilon_r$  des Substrats. Während  $Z_L$  und  $\epsilon_{r,\text{eff}}$  frequenzunabhängig sind, ist  $\alpha_\rho \sim \sqrt{f\rho}$  ( $\rho$ -spezifischer Widerstand des Streifenmaterials). Analytische Ausdrücke für  $Z_L$ ,  $\epsilon_{r,\text{eff}}$  und  $\alpha$  werden in der Literatur angegeben (Wolff (1978); Hoffmann (1983); Meinke u. Gundlach (1986)).

Der Wellenwiderstand  $Z_L$  einer Mikrostreifenleitung auf einem Substrat mit  $\epsilon_r = 2,5$  kann mit dem Parameter  $w/h$  zwischen 0,1 und 8 im Bereich von  $190 \Omega$  bis  $23 \Omega$  variiert werden. Für Substrate mit höherem  $\epsilon_r$  wird der Variationsbereich für  $Z_L$  kleiner. Für  $\epsilon_r = 10$  und den oben genannten  $w/h$ -Bereich ergibt sich ein  $Z_L$  im Bereich von  $105 \Omega$  bis  $14 \Omega$ .

Diese Mikrostreifenleitungen mit  $0,1 < w/h < 8$  und  $0,01 < t/h < 0,1$  sowie  $h = 0,25$  mm und einer Kupfermetallisierung haben bei 10 GHz für  $\epsilon_r = 2,5$  ein  $\alpha_\rho$  von 0,04 bis 0,28 dB/cm und für  $\epsilon_r = 10$  von 0,08 bis 0,56 dB/cm. Dabei nimmt  $\alpha_\rho$  mit zunehmenden  $w/h$  oder  $t/h$  ab.

Fig. 4.195 zeigt die Frequenzabhängigkeit von  $\epsilon_{r\text{eff}}$  für die Grundwelle sowie zwei höhere Eigenwellen einer Mikrostreifenleitung. Während die Grundwelle über den gesamten Frequenzbereich ausbreitungsfähig ist, existiert für die höheren Eigenwellen eine untere Grenzfrequenz. Damit besitzt der Einwelligkeitsbereich der Mikrostreifenleitung eine obere Grenzfrequenz.

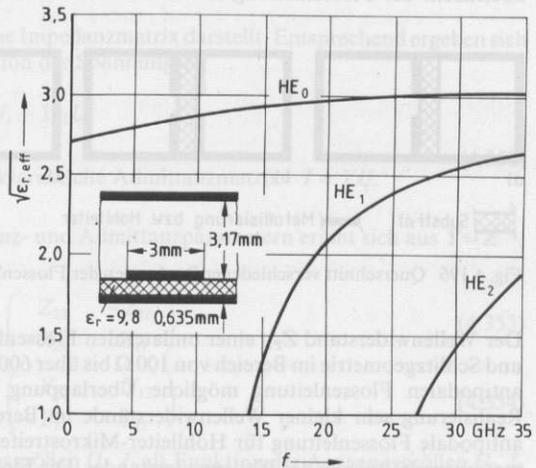


Fig. 4.195  
Frequenzabhängigkeit von  $\epsilon_{r\text{eff}}$  der Grundwelle und der beiden höheren Eigenwellen der Mikrostreifenleitung (Meinke u. Gundlach (1986))

**Koplanare Streifenleitung und Koplanarleitung** Bei den koplanaren Leitungen nach Fig. 4.194g und h befinden sich alle Streifenleiter auf derselben Substratseite, von denen mindestens einer eine endliche Querschnittsabmessung hat. Die Grundwelle auf diesen Leitungen ist ebenfalls eine Quasi-TEM-Welle. Die Koplanarleitung (Fig. 4.194h) entspricht der planaren Form einer Koaxialleitung und die koplanare Streifenleitung (Fig. 4.194g) der einer Zweidrahtleitung.

Die aus der statischen Analyse resultierenden Werte für  $Z_L$  der koplanaren Streifenleitung auf einem Substrat mit  $\epsilon_r = 9,8$  liegen im Bereich von  $50 \Omega$  bis  $500 \Omega$  und die der Koplanarleitung im Bereich von  $20 \Omega$  bis  $210 \Omega$ , abhängig von den geometrischen Abmessungen  $w/h$  und  $s/h$  (Hoffmann (1983)). Die Leiterdämpfung beider koplanarer Leitungen liegt in der gleichen Größenordnung wie bei der Mikrostreifenleitung mit vergleichbaren Abmessungen, ist jedoch bei niederohmigen Leitungen ( $Z_L < 50 \Omega$ ) im Regelfall merklich höher (Zinke u. Brunswig (1986)). So ergibt sich für koplanare Leitungen auf einem Substrat mit  $\epsilon_r = 9,8$  und  $h = 0,25$  mm und einer  $2,5 \mu\text{m}$  Kupfermetallisierung bei 10 GHz für  $s/h$  bzw.  $w/h$  zwischen 0,1 und 10 ein  $\alpha_\rho$  im Bereich von 0,95 bis 0,02 dB/cm.

**Schlitzleitung** Die in Fig. 4.194i dargestellte Schlitzleitung besteht aus einem Substrat mit einseitiger Metallisierung, die mit einem in Ausbreitungsrichtung homogenen Schlitz versehen ist. Die Grundwelle dieser ungeschirmten Schlitzleitung ist eine Quasi-H-Welle mit einer longitudinalen H-Feldkomponente, deren Amplitude mit denen der transversalen H-Feldkomponenten vergleichbar ist. Diese Quasi-H-Welle zeichnet sich durch eine im Vergleich zur Quasi-TEM-Welle der Mikrostreifenleitung ausgeprägten Dispersion von  $Z_{\text{PU}}$  und  $\epsilon_{r\text{eff}}$  aus sowie durch eine vergleichsweise große transversale Feldausdehnung. Für  $\epsilon_r = 9,8$  und  $s/h$  zwischen 0,05 und 2 liegen

die resultierenden  $Z_{PU}$ -Werte im Bereich von 30  $\Omega$  bis 200  $\Omega$  (Hoffmann (1983)). Eine entsprechende Schlitzleitung auf einem 0,635 mm dicken Substrat mit Kupfermetallisierung hat bei 10 GHz eine Leiterdämpfung im Bereich von 0,36 bis 0,009 dB/cm.

**Flossenleitung** Eine in einen Hohlleiter integrierte Schlitzleitung nach Fig. 4.194j wird als Flossenleitung (finline) bezeichnet. Sie kann mit einem Steghohlleiter mit dielektrischem Einsatz verglichen werden. Es gibt drei Formen der Flossenleitung: unilateral, bilateral und antipodal (Fig. 4.196). Bei allen Formen werden die Metallisierungen in bzw. symmetrisch zu der Mittelebene der Hohlleiterbreite angeordnet. Der Einwelligkeitsbereich der Flossenleitung wird wie beim Hohlleiter durch die untere Grenzfrequenz der Grundwelle und die Grenzfrequenz der nächst höheren Eigenwelle eingeschränkt. Die Flossenleitung hat jedoch eine größere Bandbreite des Einwelligkeitsbereichs als der vergleichbare Hohlleiter. Der Wellenwiderstand und der Phasenkoeffizient der Flossenleitung haben im unteren Frequenzbereich eine ausgeprägte Dispersion.

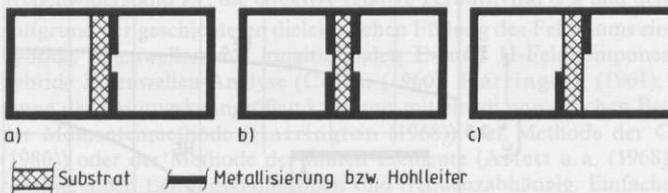


Fig. 4.196 Querschnitt verschiedener Bauformen der Flossenleitung a) unilateral, b) bilateral und c) antipodal

Der Wellenwiderstand  $Z_{PU}$  einer unilateralen Flossenleitung liegt in Abhängigkeit von Frequenz und Schlitzgeometrie im Bereich von 100  $\Omega$  bis über 600  $\Omega$  (Zinke u. Brunswig (1986)). Die bei der antipodalen Flossenleitung mögliche Überlappung der beiden Leiterstreifen ermöglicht die Realisierung sehr kleiner Wellenwiderstände im Bereich von einigen  $\Omega$ . Daher eignet sich die antipodale Flossenleitung für Hohlleiter-Mikrostreifenleitungs-Übergänge mit großen Transformationsverhältnissen des Wellenwiderstandes. Die Flossenleitung hat im Vergleich zum Hohlleiter eine höhere Leiterdämpfung. Messungen im Frequenzbereich zwischen 26 und 90 GHz ergaben minimale Verluste je Leitungswellenlänge im Bereich von 0,05 bis 0,14 dB abhängig von der Schlitzweite. Die Dämpfung nimmt mit abnehmender Schlitzweite zu (Zinke u. Brunswig (1986)).

Wolff (1978); Gupta (1979); Hoffmann (1983); Meinke u. Gundlach (1986); Zinke u. Brunswig (1986); Itoh (1989)

**Optische Wellenleiter und Faseroptik** s. unter 6.2.1.2

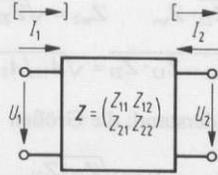
#### 4.3.3.6 Vierpole und Zweitore; allgemeine Beziehungen (U. Stumper)

Eine Vielzahl von Bauelementen, die in Hochfrequenzleitungen eingefügt werden, besitzen – entsprechend der HF-Doppelleitung – zwei Eingangs- und zwei Ausgangspole, man bezeichnet sie daher als Vierpole. Hohlleiter haben dagegen nur noch eine Eingangs- und eine Ausgangsöffnung, solche Bauelemente nennt man daher Zweitore. Bei Doppelleitungen und in Frequenzbereichen, in denen Stromstärke und Spannung noch hinreichend genau nach Betrag und Phase bestimmt werden können, wird der Zusammenhang zwischen den Spannungen und Stromstärken am Ein- und Ausgang des Vierpols mit Hilfe einer Impedanz- bzw. Admittanz-Matrix ausgedrückt (s. Fig. 4.197). Der Zusammenhang zwischen den Stromstärken und Spannungen der Ein- und Ausgangsseite linearer Vierpole ist unter Verwendung der Impedanzmatrix bei Anwendung des symmetrischen Bezugspfeilsystems (s. Fig. 4.197) gegeben durch

$$U_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 \quad U_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 \quad (4.351)$$

Fig. 4.197

Vierpol-Darstellung mittels Impedanz-Matrix ( $U = \mathbf{Z}\mathbf{I}$ ),  $U_1$  Eingangsspannung,  $U_2$  Ausgangsspannung,  $I_1$  Eingangsstromstärke,  $I_2$  Ausgangsstromstärke,  $\mathbf{Z}$  Impedanzmatrix. Die beiderseits zum Vierpol hin gerichteten Strompfeile bezeichnet man als symmetrische Bezugspfeile, die (in Klammern eingefügt) gleichgerichteten Bezugspfeile als Kettenbezugspfeile, die meist in rein technischen Darstellungen benutzt werden



Mit  $\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix}$  gilt in Matrix-Schreibweise  $U = \mathbf{Z}\mathbf{I}$ ,

wobei  $\mathbf{Z}$  die für den Vierpol charakteristische Impedanzmatrix darstellt. Entsprechend ergeben sich Ein- und Ausgangsstromstärken als Funktion der Spannungen

$$I_1 = Y_{11}U_1 + Y_{12}U_2 \quad I_2 = Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2$$

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} \text{ ist die charakteristische Admittanzmatrix } \mathbf{I} = \mathbf{Y}\mathbf{U}. \quad (4.352)$$

Der Zusammenhang zwischen den Impedanz- und Admittanzparametern ergibt sich aus  $\mathbf{Y} = \mathbf{Z}^{-1}$ , somit wird

$$\begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} = \frac{1}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}} \begin{pmatrix} Z_{22} & -Z_{12} \\ -Z_{21} & Z_{11} \end{pmatrix} \quad (4.353)$$

$$\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} = \frac{1}{Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}} \begin{pmatrix} Y_{22} & -Y_{12} \\ -Y_{21} & Y_{11} \end{pmatrix} \quad (4.354)$$

In einer dritten Version werden die Eingangsgrößen  $U_1, I_1$  als Funktion der Ausgangsgrößen  $U_2, I_2$  dargestellt, wobei es in diesem Fall – entgegen der  $\mathbf{Z}$ - und  $\mathbf{Y}$ -Darstellung – üblich ist, Kettenbezugspfeile (s. Fig. 4.197) zu verwenden. Man erhält dann

$$U_1 = A_{11}U_2 + A_{12}I_2 \quad I_1 = A_{21}U_2 + A_{22}I_2 \quad (4.355)$$

Zwischen den Elementen der  $\mathbf{Z}$ -Matrix und der  $\mathbf{A}$ -Matrix bestehen die Beziehungen

$$\begin{aligned} Z_{11} &= \frac{A_{11}}{A_{21}} & A_{11} &= \frac{Z_{11}}{Z_{21}} \\ Z_{12} &= \frac{A_{11}A_{22}}{A_{21}} - A_{12} & A_{12} &= \frac{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}}{Z_{21}} \\ Z_{21} &= \frac{1}{A_{21}} & A_{21} &= \frac{1}{Z_{21}} \\ Z_{22} &= \frac{A_{22}}{A_{21}} & A_{22} &= \frac{Z_{22}}{Z_{21}} \end{aligned} \quad (4.356)$$

Zur weiteren Beschreibung des Vierpols dienen der Eingangswellenwiderstand  $Z_{w1}$  und der Ausgangswellenwiderstand  $Z_{w2}$ , die so beschaffen sind, daß bei ausgangsseitigem Abschluß mit  $Z_{w2}$  der Eingangswiderstand  $Z_{w1}$  beträgt, beziehungsweise bei eingangsseitigem Abschluß mit  $Z_{w1}$  der Ausgangswiderstand  $Z_{w2}$  wird. Hieraus erhält man mit (4.355) und mit der Darstellung von  $U_2$  und

$I_2$  als Funktionen von  $U_1$  und  $I_1$  ( $A^{-1}$ -Matrix)

$$Z_{w1} = \sqrt{Z_{11}/Z_{22}} \cdot Z_w, \quad Z_{w2} = \sqrt{Z_{22}/Z_{11}} \cdot Z_w. \quad (4.357)$$

$$Z_w = \sqrt{Z_{11} \cdot Z_{22} - Z_{12} \cdot Z_{21}} = \sqrt{A_{12}/A_{21}} \quad (4.358)$$

ist der mittlere Wellenwiderstand; die Größen

$$s_1 = \sqrt{Z_{22}/Z_{11}}, \quad s_2 = \sqrt{Z_{12}/Z_{21}} \quad (4.359)$$

bezeichnet man als Symmetrie-Parameter. Damit ergibt sich aus (4.355) (Feldtkeller (1953))

$$U_1 = s_2 \left( \frac{1}{s_1} \cosh g \cdot U_2 + Z_w \sinh g \cdot I_2 \right) \quad I_1 = s_2 \left( \frac{\sinh g}{Z_w} U_2 + s_1 \cosh g \cdot I_2 \right) \quad (4.360)$$

wobei 
$$\cosh g = \sqrt{\frac{Z_{11}Z_{22}}{Z_{12}Z_{21}}} \quad \sinh g = \sqrt{\frac{Z_{11}Z_{22}}{Z_{12}Z_{21}} - 1}. \quad (4.361)$$

Für  $g$  gilt  $\exp(g) = s_1 \cdot \exp(g_s)/s_2$ , wobei

$$\exp(g_s) = U_1/U_2 = D \quad (4.362)$$

der komplexe Dämpfungsfaktor bei Abschluß des Vierpols mit  $Z_{w2}$  ist.

$$g_s = a + j \cdot b \quad (4.363)$$

ist das komplexe Dämpfungsmaß mit dem Dämpfungsmaß

$$a = \ln |D| \quad (4.364)$$

und dem Dämpfungswinkel (Phasenmaß)

$$b = \arg D. \quad (4.365)$$

Vierpole bezeichnet man als widerstandssymmetrisch (oder torsymmetrisch), wenn  $s_1 = 1$  ist, d. h.  $Z_{11} = Z_{22}$ , sie sind übertragungssymmetrisch, wenn  $s_2 = 1$  ist, also  $Z_{12} = Z_{21}$ . Eine Vielzahl passiver Leitungsvierpole ist längssymmetrisch, d. h. widerstands- und übertragungssymmetrisch ( $s_1 = s_2 = 1$ ,  $g_s = g$ ).

Die Vierpolparameter  $Z_{ik}$  und  $Y_{jk}$  bestimmt man experimentell aus Leerlauf- und Kurzschlußmessungen. Mißt man bei offenem Vierpol-Ausgang ( $I_2 = 0$ ) Eingangsstromstärke  $I_1$  und Eingangsspannung  $U_1$  nach Betrag und Phase, so folgt daraus  $Z_{11} = [U_1/I_1]_{I_2=0}$ .

Entsprechend findet man  $Z_{21} = [U_2/I_1]_{I_2=0}$ . Die Größen  $Z_{21}$  und  $Z_{12}$  bezeichnet man als die eingangs- bzw. ausgangsseitigen Kopplungswiderstände (auch Kernwiderstände). Vertauscht man Eingang und Ausgang, d. h. schließt man die Spannungsquelle ausgangsseitig an und läßt den Eingang offen, so ergeben sich  $Z_{12} = [U_1/I_2]_{I_1=0}$ , und  $Z_{22} = [U_2/I_2]_{I_1=0}$ . In entsprechender Weise – nur mit kurzgeschlossenem Ausgang – findet man  $Y_{11} = [I_1/U_1]_{U_2=0}$  und  $Y_{21} = [I_2/U_1]_{U_2=0}$  sowie bei ausgangsseitiger Einspeisung und kurzgeschlossenem Eingang  $Y_{12} = [I_1/U_2]_{U_1=0}$  und  $Y_{22} = [I_2/U_2]_{U_1=0}$ .

Mit Betrag und Phase anzeigenden Spannungsmessern (Vektorvoltmetern), Netzwerk-Analysatoren und Mehrtorreflektometern erhält man Ausgangsgrößen, die mittels der Netzwerkgleichungen so miteinander verknüpft werden können, daß sich die komplexen Vierpolparameter ergeben. Bei Integration eines Mikroprozessors oder Eingabe der Meßdaten in ein Rechnersystem erhält man in der Ausgabe direkt die gesuchten Vierpolkenngrößen nach Betrag und Phase.

Wird ein Vierpol am Ausgang mit einer beliebigen Impedanz  $Z_2$  abgeschlossen, so beträgt seine Eingangs-Impedanz

$$Z_1 = \frac{U_1}{I_1} = \frac{Z_w}{s_1} \cdot \left[ \frac{\frac{Z_2}{s_1} + Z_w \tanh g}{Z_w + \frac{Z_2}{s_1} \tanh g} \right] \quad (4.366)$$

Bei einem Quellwiderstand  $Z_1$  am Eingang erhält man mit  $s'_1 = 1/s_1$  die Ausgangsimpedanz

$$Z_2 = \frac{U_2}{I_2} = \frac{Z_w}{s'_1} \cdot \left[ \frac{\frac{Z_1}{s'_1} + Z_w \tanh g}{Z_w + \frac{Z_1}{s'_1} \tanh g} \right] \quad (4.367)$$

Die eingangs- und ausgangsseitigen Wellenwiderstände  $Z_{w1}$  und  $Z_{w2}$ , die bei widerstandsunsymmetrischen Vierpolen voneinander verschieden sind und vom mittleren Wellenwiderstand  $Z_w$  abweichen, sowie  $g$  findet man aus dem geometrischen Mittel bzw. aus dem Quotienten von Kurzschluß- und Leerlaufimpedanz:

$$Z_{w1} = \sqrt{Z_{1K} Z_{1L}} = Z_w / s_1, \quad \tanh g = \sqrt{Z_{1K} / Z_{1L}} \quad (4.368)$$

$$Z_{w2} = \sqrt{Z_{2K} Z_{2L}} = Z_w / s'_1, \quad \tanh g = \sqrt{Z_{2K} / Z_{2L}} \quad (4.369)$$

Hierbei sind  $Z_{1K} = 1/Y_{11}$  und  $Z_{1L} = Z_{11}$  die Eingangsimpedanzen bei kurzgeschlossenem bzw. offenem Vierpolausgang,  $Z_{2K} = 1/Y_{22}$  und  $Z_{2L} = Z_{22}$  die Ausgangsimpedanzen bei kurzgeschlossenem bzw. offenem Vierpoleingang.

Für einen eingangs- und ausgangsseitig angepaßten Vierpol ( $Z_1 = Z_{w1}$ ,  $Z_2 = Z_{w2}$ ;  $Z_1$  Quellwiderstand,  $Z_2$  Lastwiderstand) ist die Einfügungsdämpfung allein von den Vierpol-Kennwerten abhängig, bei Fehlanpassungen hängt sie zusätzlich von den Quell- und Abschlußimpedanzen ( $Z_1$  und  $Z_2$ ) ab.

Bindingsmaier u. a. (1969); DIN-Taschenbuch 22 (1978); Feldtkeller (1953); Küpfmüller (1952); Meinke u. Gundlach (1968); Moeller (1964); Oberdorfer (1949); Steinbuch u. Rupprecht (1982).

Die Bestimmung der Vierpol-Parameter durch Stromstärke- und Spannungsmessungen nach Phase und Betrag wird um so schwieriger, je höher die Meßfrequenz wird und ist in Hohlleitersystemen nicht mehr möglich. In diesen Fällen führt man statt der Stromstärken  $I$  und Spannungen  $U$  die Amplituden der vorwärts und rückwärts laufenden Wellen am Eingang ( $a_1, b_1$ ) und am Ausgang ( $a_2, b_2$ ) des Zweitors ein. Die Koeffizienten  $S_{ik}$ , die diese Wellengrößen miteinander verknüpfen, bezeichnet man als die Streufaktoren, die zugehörige Matrix  $S$  als die Streumatrix. Für ein beliebiges Zweitor (Fig. 4.198) gilt:

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \quad b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2, \quad (4.370)$$

$$\text{also} \quad \mathbf{b} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{a} \quad (4.370a)$$

$$\text{mit} \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (4.371)$$

Die Elemente der Hauptdiagonale von  $S_{ik}$  für  $i = k$  ( $S_{kk}$ ) sind die Betriebsreflexionsfaktoren (kurz: Reflexionsfaktoren), die übrigen Elemente  $S_{ik}$  für  $i \neq k$  sind die Betriebsübertragungsfaktoren (kurz: Transmissionsfaktoren) von Tor  $k$  nach Tor  $i$ , wobei der Bezugswiderstand für jedes Tor gleich dem eingangs- bzw. ausgangsseitigen Wellenwiderstand gewählt wird.

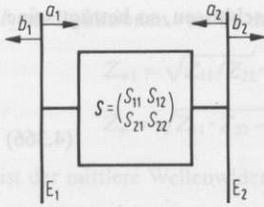


Fig. 4.198  
 Zweitordarstellung mittels Streumatrix ( $b = Sa$ )  
 $a_1, b_1$  Wellenamplituden in einer Eingangs-Querschnittsebene  $E_1$   
 $a_2, b_2$  Wellenamplituden in einer Ausgangs-Querschnittsebene  $E_2$   
 $S$  Streumatrix  
 Die Pfeilrichtungen von  $a_i$  sind immer zum Zweiter hin, die von  $b_i$  vom Zweiter weg gerichtet

Die Wellengrößen  $a_i$  und  $b_i$  sind so definiert, daß die Quadrate ihrer Beträge die vorlaufende bzw. rücklaufende Leistung ergeben.

$$|a_i| = |\sqrt{P_{\text{vorw}}}| \quad |b_i| = |\sqrt{P_{\text{rückw}}}| \quad (4.372)$$

In Systemen, in denen sowohl die Anwendung der Strom-Spannung-Darstellung als auch die Wellendarstellung möglich sind (z. B. in Koaxialsystemen), können die Größen  $U, I, a$  und  $b$  durch folgende Gleichungen eindeutig einander zugeordnet werden:

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{2} \left[ \frac{U_1}{\sqrt{Z_{w1}}} + \sqrt{Z_{w1}} I_1 \right] & b_1 &= \frac{1}{2} \left[ \frac{U_1}{\sqrt{Z_{w1}}} - \sqrt{Z_{w1}} I_1 \right] \\ a_2 &= \frac{1}{2} \left[ \frac{U_2}{\sqrt{Z_{w2}}} + \sqrt{Z_{w2}} I_2 \right] & b_2 &= \frac{1}{2} \left[ \frac{U_2}{\sqrt{Z_{w2}}} - \sqrt{Z_{w2}} I_2 \right] \end{aligned} \quad (4.373)$$

$Z_{w1}$  und  $Z_{w2}$  sind die eingangs- und ausgangsseitigen Wellenwiderstände. Umgekehrt gilt:

$$\begin{aligned} U_1 &= \sqrt{Z_{w1}}(a_1 + b_1) & I_1 &= \frac{1}{\sqrt{Z_{w1}}}(a_1 - b_1) \\ U_2 &= \sqrt{Z_{w2}}(a_2 + b_2) & I_2 &= \frac{1}{\sqrt{Z_{w2}}}(a_2 - b_2) \end{aligned} \quad (4.374)$$

Sind die Wellenamplituden am Ort eines bestimmten Leitungsquerschnitts durch  $a$  und  $b$  gegeben, so sind diese mit den Strom- und Spannungswerten am gleichen Ort durch

$$P = |a|^2 - |b|^2 = \frac{1}{2} (UI^* + U^*I) = \text{Re}(UI) \quad (4.375)$$

verknüpft.  $P$  ist die im System hinter dem Bezugsquerschnitt verbrauchte Leistung.

Führt man die auf die Wellenwiderstände  $Z_{wi}$  normierten Impedanzen  $z_{ik} = Z_{ik}/Z_{wi}$  ein und definiert die Hilfsgrößen  $D_z$  und  $D_s$  gemäß

$$D_z = (z_{11} + 1)(z_{22} + 1) - z_{12}z_{21} \quad D_s = (1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}$$

so gelten folgende Zusammenhänge zwischen  $z_{ik}$  und  $S_{ik}$

$$\begin{aligned} S_{11} &= \frac{(z_{11} - 1)(z_{22} + 1) - z_{12}z_{21}}{D_z} & z_{11} &= \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}S_{21}}{D_s} \\ S_{12} &= \frac{2z_{12}}{D_z} & z_{12} &= \frac{2S_{12}}{D_s} \\ S_{21} &= \frac{2z_{21}}{D_z} & z_{21} &= \frac{2S_{21}}{D_s} \\ S_{22} &= \frac{(z_{11} + 1)(z_{22} - 1) - z_{12}z_{21}}{D_z} & z_{22} &= \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}}{D_s} \end{aligned} \quad (4.376)$$

Diese Darstellung läßt sich ohne weiteres auf Mehrtorsysteme mit beliebig vielen Ausgängen erweitern (Kraus (1980)).

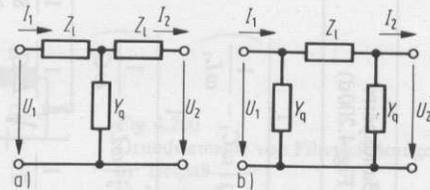
Kerns u. Beatty (1967); Kurokawa (1965); Michel (1981); Oliver u. Cage (1971).

#### 4.3.3.7 T- und $\pi$ -Glieder, Filterkreise

Eine Vielzahl der Bauteile, die sich als längssymmetrische Vierpole darstellen lassen, sind in ihrem Grundaufbau symmetrische T- oder  $\pi$ -Glieder, Fig. 4.199. Wie mittels der Kirchhoffschen Regeln leicht nachweisbar ist, gelten folgende Zusammenhänge zwischen den Eingangs- und Ausgangsgrößen:

Fig. 4.199  
Längssymmetrische Vierpolschaltungen (Grundelemente)

- a) T-Glied, b)  $\pi$ -Glied  
 $Z_1$  Längs-Impedanzen  
 $Y_q$  Quer-Admittanzen  
 $U_1, U_2$  Ein- und Ausgangsspannung



T-Glied:

$$U_1 = (1 + Z_1 Y_q) U_2 + 2 Z_1 \left( 1 + \frac{Z_1 Y_q}{2} \right) I_2 \quad (4.377)$$

$$I_1 = Y_q U_2 + (1 + Z_1 Y_q) I_2$$

$\pi$ -Glied:

$$U_1 = (1 + Z_1 Y_q) U_2 + Z_1 I_2 \quad (4.378)$$

$$I_1 = 2 Y_q \left( 1 + \frac{Z_1 Y_q}{2} \right) U_2 + (1 + Z_1 Y_q) I_2$$

Die wesentlichen Vierpol-Kenngrößen sind in Tab. 4.11 dargestellt.

Tab. 4.11 Die wesentlichen Vierpol-Kenngrößen

	T-Glied	$\pi$ -Glied
Wellenwiderstand $Z_w$	$\sqrt{\frac{2Z_1}{Y_q}} \sqrt{1 + \frac{Z_1 Y_q}{2}}$	$\sqrt{\frac{Z_1}{2Y_q}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{Z_1 Y_q}{2}}}$
$\cosh g$	$1 + Z_1 Y_q$	$1 + Z_1 Y_q$
$\sinh g$	$\sqrt{2Z_1 Y_q} \left( 1 + \frac{Z_1 Y_q}{2} \right)$	$\sqrt{2Z_1 Y_q} \left( 1 + \frac{Z_1 Y_q}{2} \right)$
$\cosh \frac{g}{2}$	$\sqrt{1 + \frac{Z_1 Y_q}{2}}$	$\sqrt{1 + \frac{Z_1 Y_q}{2}}$
$\sinh \frac{g}{2}$	$\sqrt{\frac{Z_1 Y_q}{2}}$	$\sqrt{\frac{Z_1 Y_q}{2}}$

Tab. 4.12 Grundformeln für Filterelemente ( $Z_l$  Längs-Impedanz,  $Y_q$  Quer-Admittanz,  $v_g$  (obere und untere) Grenzfrequenz,  $\Delta v$  Bandbreite,  $a$  Dämpfungskoeffizient, Neb. Nebenbedingungen, Meyer u. Pottel (1969))

Kennwerte	Tiefpaß (Fig. 4.200a)	Hochpaß (Fig. 4.200b)	Bandpaß (Fig. 4.200c)	Bandsperr (Fig. 4.200d)
$Z_l$	$j\omega L$	$\frac{1}{j\omega C}$	$j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right)$	$\frac{1}{j\left(\omega C_1 - \frac{1}{\omega L_1}\right)}$
$Y_q$	$j\omega C$	$\frac{1}{j\omega L}$	$j\left(\omega C_2 - \frac{1}{\omega L_2}\right)$	$\frac{1}{j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)}$
$v_g$	$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{LC}}$	$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{2LC}}$	$\frac{1}{2\pi} \left[ \sqrt{\frac{1}{2L_1C_2} + \frac{1}{L_1C_1}} + \frac{1}{\sqrt{2L_1C_2}} \right]$	$\frac{1}{2\pi} \left[ \sqrt{\frac{1}{L_1C_1} + \frac{1}{L_2C_1}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2L_2C_1}} \right]$
$\Delta v$	$v \leq v_g$	$v \geq v_g$	$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{L_1C_2}}$	$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{2L_2C_1}}$
$a$	$2 \operatorname{arccosh} \left( \frac{v}{v_g} \right)$	$2 \operatorname{arccosh} \left( \frac{v_g}{v} \right)$	$2 \operatorname{arccosh} \left\{ \frac{1}{\omega \sqrt{2C_1L_2}} \left  \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - 1 \right  \right\}$	$2 \operatorname{arccosh} \left\{ \omega \sqrt{\frac{L_1C_2}{2}} \frac{1}{\left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - 1} \right\}$
Neb.	-	-	$L_1C_1 = L_2C_2 = \frac{1}{\omega_0^2}$	$L_1C_1 = L_2C_2 = \frac{1}{\omega_0^2}$

Über den Aufbau von Dämpfungsgliedern mittels T- oder  $\pi$ -Schaltkreisen s. 4.3.3.10.

T- und  $\pi$ -Glieder sind Grundelemente für den Aufbau von Tiefpässen, Hochpässen, Bandpässen und Bandsperren. Beispiele für die Realisierung solcher Schaltelemente sind in Fig. 4.200 und in Tab. 4.12 gegeben.

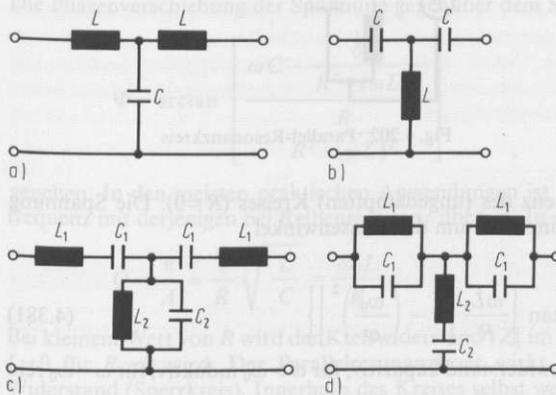


Fig. 4.200

Grundelemente von Filterschaltungen

a) Tiefpaß

b) Hochpaß

c) Bandpaß

d) Bandsperre

Kammerloher (1957); Meinke u. Gundlach (1968) u. (1986); Meyer u. Pottel (1969); Möller (1964); Vilbig (1960).

In Höchsthfrequenzschaltkreisen ist der Aufbau von Filterkreisen aus konzentrierten Schaltelementen nicht mehr möglich. Tiefpaßfilter können dann z. B. aus Leitungsabschnitten aufgebaut werden, in die alternierend kapazitive Belastungen eingesetzt sind (Reich 2 (1947)). Hohlleiter stellen natürliche Hochpässe dar, da unterhalb der Grenzfrequenz  $\nu_g$  keine Wellenfortpflanzung erfolgt. Bandpässe sind mittels einer Kette direkt gekoppelter Hohlraum-Resonatoren realisierbar, bei denen die Kopplung über eine Lochblende der gemeinsamen Querschnitts-Trennwand erfolgt. Auch die Kopplung von  $\lambda_1/2$  langen Resonanzhohlräumen über  $\lambda_1/4$ -Leitungsabschnitte wird häufig angewandt. Ein Hohlleiter-Sperrfilter kann mittels einer Reihe im Abstand von  $\lambda_1/4$ , mit der Hauptleitung parallel geschalteter Hohlraumresonatoren realisiert werden (Ragan (1948)).

Beispiel: Für einen Bandpaß, dessen Mittenfrequenz 10 MHz und dessen Bandbreite 2 MHz betragen soll, ist  $C_2 = 112,5$  nF vorgegeben. Aus der Bandbreite findet man nach Tab. 4.12  $L_1 = 1/(2\pi^2(\Delta\nu)^2 C_2) = 112,6$  nH, und mit  $\nu_{g1} + (1/(2\pi\sqrt{2L_1 C_2})) = 10$  MHz ergibt sich  $1/L_1 C_1 = 3,908 \cdot 10^{15} \text{ s}^2$  und damit  $C_1 = 2,273$  nF. Aus  $L_1 C_1 = L_2 C_2$  folgt  $L_2 = 2,274$  nH. Aus  $a_1 = 2 \operatorname{arcosh} 3,094$  (bei 8 MHz) bzw.  $a_2 = 2 \operatorname{arcosh} 2,652$  (bei 12 MHz) und  $\operatorname{arcosh} y = \ln(y + \sqrt{y^2 - 1})$  findet man für die Dämpfung in dB (mit (4.322))  $a_1' = 31,2$  dB (bei 8 MHz),  $a_2' = 28,3$  dB (bei 12 MHz).

#### 4.3.3.8 Resonanzkreise

**Leitungskreise aus konzentrierten Elementen** Resonanzkreise bestehen aus der Zusammenschaltung einer Induktivität  $L$  und einer Kapazität  $C$ , in Verbindung mit einem Wirkwiderstand  $R$ , der auch nur der Leitungswiderstand sein kann. Man unterscheidet den Reihenresonanzkreis (Fig. 4.201) und den Parallelresonanzkreis (Fig. 4.202).

Im ersten Fall beträgt die Impedanz  $Z$  des Kreises

$$Z = R + j \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \quad (4.379)$$

Sie wird rein reell,  $Z = R$ , wenn

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (4.380)$$

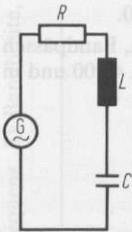


Fig. 4.201 Reihen-Resonanzkreis

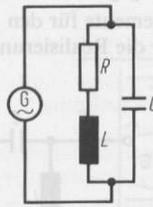


Fig. 4.202 Parallel-Resonanzkreis

$\nu_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC})$  ist die Resonanzfrequenz des (ungedämpften) Kreises ( $R=0$ ). Die Spannung am Resonanzkreis ist gegenüber der Stromstärke um den Phasenwinkel

$$\Phi = \arctan \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} = \arctan \left\{ \frac{\omega L}{R} \left[ 1 - \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right] \right\} \quad (4.381)$$

verschoben. Für  $\omega < \omega_0$  wird der Gesamtwiderstand kapazitiv, für  $\omega > \omega_0$  induktiv, für  $\omega = \omega_0$  rein resistiv.

$$Q = \frac{\omega L}{R} \quad (4.382)$$

wird als Gütefaktor des Resonanzkreises bezeichnet, er ist ein Maß für die Dämpfung, die Halbwertsbreite der Resonanzkurve und die Resonanzüberhöhung der angelegten Spannung. Ein freischwingender Resonanzkreis hat eine Amplitudendämpfung  $e^{-\delta t}$  wobei  $A = \delta \tau$  die Amplitudenabnahme während einer Schwingungsperiode ( $\tau$ ) angibt und als logarithmisches Dekrement bezeichnet wird. Es ist

$$Q = \frac{\pi}{A} \quad (4.383)$$

Die Frequenzbreite, bei der die Leistung den halben Wert der Spitzenleistung erreicht hat, bzw. Spannungs- oder Stromstärke-Amplitude auf  $1/\sqrt{2}$  ihres Maximalwertes abgefallen sind, bezeichnet man als die Halbwertsbreite  $(\Delta\nu)_{1/2}$  der Resonanzkurve. In guter Näherung gilt

$$Q = \frac{\nu_0}{(\Delta\nu)_{1/2}} \quad (4.384)$$

wenn  $\nu_0$  die Mittenfrequenz der Resonanzlinie ist. Für die Resonanzüberhöhung, d. h. den Faktor, um den die Spannung an Spule und Kondensator die ursprünglich angelegte Spannung  $U_0$  überschreiten kann, gilt

$$\frac{(U_L)_{\max}}{U_0} = \frac{(U_C)_{\max}}{U_0} = Q \quad (4.385)$$

Da bei Reihenschaltung von Spule und Kondensator eine beträchtliche Spannungsüberhöhung eintreten kann, bezeichnet man die Reihenresonanz auch als „Spannungsresonanz“; im Gegensatz hierzu tritt „Stromresonanz“ bei Parallelschaltung (Fig. 4.202) von Kapazität und Induktivität ein. In diesem Fall ist die Kreisimpedanz

$$Z = \frac{R}{(\omega C)^2 - j \left( \frac{1}{\omega C} \right) \left[ R^2 + (\omega L)^2 - \frac{L}{C} \right]}{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} \quad (4.386)$$

Die Resonanzfrequenz ist

$$v_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \cdot \sqrt{1 - R^2 \frac{C}{L}} \quad (4.387)$$

Die Phasenverschiebung der Spannung gegenüber dem Strom ist durch

$$\Phi = \arctan \left[ \frac{\omega C - \frac{\omega L}{R^2 + (\omega L)^2}}{\frac{R}{R^2 + (\omega L)^2}} \right] \quad (4.388)$$

gegeben. In den meisten praktischen Anwendungen ist  $R \ll \sqrt{L/C}$ , dann stimmt die Resonanzfrequenz mit derjenigen bei Reihenresonanz überein. In diesem Fall gilt

$$Q = \frac{\pi}{A} \approx \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\omega_0 L}{R} \quad (4.389)$$

Bei kleinem Wert von  $R$  wird der Kreiswiderstand  $|Z|$  im Resonanzfall sehr hoch, so daß  $|Z| \rightarrow \infty$ ,  $I \rightarrow 0$  für  $R \rightarrow 0$  wird. Der Parallelresonanzkreis wirkt daher im Resonanzfall als sehr hoher Widerstand (Sperrkreis). Innerhalb des Kreises selbst werden aber die Teilströme  $I_L$  und  $I_C$  sehr hoch. Die Stromerhöhung beträgt in guter Näherung

$$\frac{(I_L)_{\max}}{I_0} = \frac{(I_C)_{\max}}{I_0} \approx Q \quad (4.390)$$

wobei  $(I_L)_{\max}$  bzw.  $(I_C)_{\max}$  die Maximalwerte der im Resonanzfall durch Spule bzw. Kondensator fließenden Ströme sind und unter  $I_0$  der Gesamtstrom zu verstehen ist.

Kammerloher (1957); Meinke u. Gundlach (1968, 1986); Vilbig (1960).

**Topfkreise** Resonanzkreise bei höheren MHz-Frequenzen, vor allem im dm-Wellenbereich, werden vielfach als „Topfkreise“ ausgebildet, das sind allseitig abgeschirmte kurzgeschlossene koaxiale Leiterstücke. Die Resonanzabstimmung erfolgt über eine variable Kapazität in Verbindung mit der Leitungs-Induktivität (Fig. 4.203). Dabei gilt genähert (für vernachlässigbar kleine Dämpfung und Kopplung)

$$\omega_0 C Z_L = \cot(\sqrt{\varepsilon\mu} \cdot \omega_0 l), \quad d_a < l \leq \frac{\lambda_L}{4} \quad \text{mit} \quad C \approx \frac{\pi r^2 \varepsilon}{d} \quad (4.391)$$

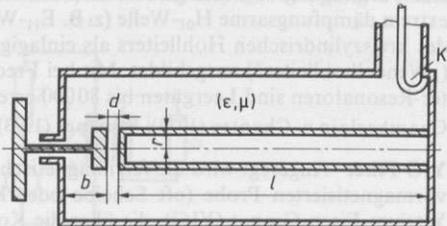
( $\omega_0 = 2\pi v_0$ ,  $v_0$  Resonanzfrequenz,  $C$  Abstimmkapazität,  $Z_L$  Leitungs-Wellenwiderstand,  $l$  Leitungslänge,  $r$  Radius des Innenleiters (bzw. der Kondensatorfläche),  $d$  Abstand der beiden Kondensatorflächen,  $d_a$  Durchmesser des Außenleiters,  $\varepsilon$ ,  $\mu$  Permittivität und Permeabilität im Innenraum).

Die Gütewerte liegen meist zwischen  $10^3$  und  $10^4$ . Die Ankopplung des Topfkreises erfolgt kapazitiv, induktiv oder durch galvanische Verbindung mit dem Mittelleiter.

Fig. 4.203

Topfkreis mit induktiver Kopplung

- $l$  Länge der koaxialen Leitung
- $d$  Abstand zwischen den Kondensatorplatten der Abstimmkapazität  $C$
- $r$  Radius der Kondensatorplatte (und des koaxialen Innenleiters)
- K induktive Koppelschleife
- $\varepsilon, \mu$  Permittivität und Permeabilität des Innenraums
- $b \ll l$



Beispiel: Bei einem Topfkreis für  $\nu = 500$  MHz ( $\lambda = 60$  cm) ist die Länge  $l = 10$  cm, der Innendurchmesser des Topfes  $d_a = 6$  cm, der Wellenwiderstand sei  $50 \Omega$ . Der Innenraum ist mit Luft gefüllt. Aus (4.391) findet man  $C = 3,67$  pF. Mit  $r = (d_a/2) e^{-50/60} = 1,30$  cm ergibt sich  $d = 1,3$  mm.

Megla (1954); Meinke u. Gundlach (1968, 1986); Philippow (1969); Zinke u. Brunswig (1959).

**Hohlraumresonatoren** Im GHz-Frequenzbereich wird gegenüber Topfkreis und koaxialem Leitungsresonator der Hohlraumresonator mit ansteigenden Frequenzen bevorzugt. Er entsteht aus einem Hohlleiter, der beiderseitig durch eine Kurzschlußplatte möglichst hoher Leitfähigkeit abgeschlossen ist. Resonanz tritt ein, wenn die Länge  $l$  zwischen den transversalen Grenzflächen gleich einem Vielfachen der halben Leiterwellenlänge ist

$$l = n \cdot \frac{\lambda_L}{2} = \frac{n}{2} \cdot \frac{c}{v \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_g}{v}\right)^2}} \quad (4.392)$$

(Zur Berechnung von Resonanzfrequenzen aus den geometrischen Daten kreiszylindrischer Resonatoren s. Tab. T 4.08 in Band 3).

Der Gütefaktor  $Q$  von Hohlraumresonatoren ergibt sich entweder aus der Halbwertsbreite (4.384) oder gemäß der Definition

$$Q = \frac{2\pi \cdot (\text{im Resonator gespeicherte Energie})}{\text{Energieverlust während einer Schwingungsperiode}} \quad (4.393)$$

Eine rohe Abschätzung, die für Resonatoren beliebiger Gestalt gültig ist, lautet

$$Q \approx \frac{V}{\delta F} = \frac{\text{Volumen des Resonators}}{\text{Volumen der äquivalenten Leitschicht (Skinvolumen)}} \quad (4.394)$$

( $V$  Volumen des Hohlraums,  $F$  innere Oberfläche des Resonators,  $\delta$  Skineindringtiefe nach Gl. (4.306). Cross (1977).

Groll (1969); Meinke u. Gundlach (1968 und 1986); Meyer u. Pottel (1969); Kohler u. Bayer (1966); Sarbacher u. Edson (1950).

Durch Anwendung von Hohlraumresonatoren aus supraleitendem Material unterhalb ihrer Sprungtemperaturen (9,24 K bei Niob und 7,19 K bei Blei) lassen sich Gütewerte über  $10^{10}$  erzielen, gegenüber  $Q$ -Werten zwischen  $5 \cdot 10^3$  und  $10^6$  bei Zimmertemperatur.

Halbritter (1974); Meyer (1981); Petley (1980); Pfister (1976); Stein (1975).

Beispiel: In einem mit Luft gefüllten Hohlraumresonator aus Kupfer ( $\rho = 1,6 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ ) mit einem kreiszylindrischen Querschnitt ( $d_i = 5$  cm), der bei der Frequenz 10 GHz ( $\lambda = 3$  cm) in  $H_{011}$ -Resonanz angeregt werden soll, gilt für die  $H_{011}$ -Welle  $\lambda_g = 0,820 d_i = 4,1$  cm,  $\lambda_L = 4,40$  cm,  $\delta = 0,64 \mu\text{m}$ ,  $l_i$  (innerer Abstand der Endflächen des Hohlraumes)  $= \lambda_L/2 = 2,20$  cm.

$$V = d_i^2 \pi l_i / 4 = 43,2 \text{ cm}^3, \quad \delta F = \delta d_i \pi (l_i + d_i/2) = 4,72 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3.$$

Gütefaktor  $Q = 9000$ . (Bei  $H_{015}$ -Resonanz ist  $V = 216 \text{ cm}^3$ ,  $\delta F = 1,36 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$ , also  $Q = 16000$ ).

Zur Vermeidung von Energiekonversion in andere Wellentypen mit höherer Dämpfung als die extrem dämpfungsarme  $H_{011}$ -Welle (z. B.  $E_{11}$ -Welle mit gleicher Leiterwellenlänge) wird die Wand des kreiszylindrischen Hohlleiters als einlagige Spule aus dichtgewickelter isolierter Cu-Draht („Wendelhohlleiter“) ausgebildet. Mit bei Frequenzen bis 140 GHz angewandten Wendelhohlleiter-Resonatoren sind Leergüten bis 80000 erreicht worden.

Chamberlain u. Chantry (1973); Stumper (1973); Ni u. Stumper (1985).

**YIG-Filter** Angeregt wird die ferrimagnetische Resonanz einer in einen Wellenleiter eingebauten vormagnetisierten Probe (oft Scheibe oder Kugel mit Durchmesser von einigen 0,1 mm) aus Yttrium-Eisen-Granat (YIG), die über die Komponente des magnetischen HF-Wechselfelds mit

Richtung senkrecht zum Vormagnetisierungsfeld  $H_0$  angekoppelt wird, z. B. mit einer Leiterschleife um die YIG-Kugel. Solche über  $H_0$  abstimmbaren Resonatoren kann man für kleine HF-Leistungen (im mW-Bereich) und für Frequenzen von einigen hundert MHz bis etwa 100 GHz als durchstimbare und (mit Hilfe von D/A-Wandler und Stromtreiber) rechnersteuerbare Filter benutzen. Der Einfügungsverlust beträgt einige dB. Die mit einer Sweeprate von maximal etwa 1 MHz pro  $\mu\text{s}$  verschiebbare Resonanzfrequenz (von einigen  $10 \text{ kHz} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-1}$ ) bestimmt sich aus dem gyromagnetischen Verhältnis, dem Kristallanisotropiefeld, der Sättigungsmagnetisierung und Entmagnetisierungsfaktoren. Die stets vorhandene Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz minimiert man durch geeignete kristallographische Orientierung zum Magnetfeld  $H_0$ . Auch Bariumferrit ist als Resonatormaterial im Bereich der Millimeterwellen verwendet worden.

Chang (1990); Meinke u. Gundlach (1986).

#### 4.3.3.9 Anpassung und Anpassungstransformatoren

Um einem Verbraucher die von einem Generator erzeugte Nutzleistung möglichst verlustfrei zuzuführen, müssen Reflexionen innerhalb des Leitungssystems vermieden werden. Sie treten an der Grenzfläche zweier unterschiedlicher Leitungsimpedanzen auf, gemäß

$$\Gamma = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (4.395)$$

( $Z_1, Z_2$  Wellenwiderstände der aneinandergrenzenden Medien,  $\Gamma$  Reflexionsfaktor). Ist  $Z_1 = Z_2$ , so verschwindet die Stoßstelle, man spricht dann von einem „angepaßten“ Leitungsübergang.

Soll die von einem Generator maximal verfügbare Leistung (Generatorimpedanz  $Z_g$ ) vom angeschlossenen Verbraucher (Lastimpedanz  $Z_l$ ) aufgenommen werden, so ist die Bedingung

$$Z_l = R_l + jX_l = Z_g^* = R_g - jX_g \quad (4.396)$$

zu erfüllen. Die im Lastwiderstand verbrauchte (maximale) Leistung ist dann

$$P_{\max} = \frac{|U_g|^2}{4R_l} \quad (4.397)$$

Im Tonfrequenzbereich werden zur Widerstandsanzpassung um einen Eisenkern gewickelte Spulen (Transformator) mit den Primär- und Sekundärwindungszahlen  $n_1$  und  $n_2$  benutzt (Fig. 4.204), die in guter Näherung als verlust- und streuungsfrei anzusehen sind. Der komplexe Belastungswiderstand wird damit von der Sekundärseite auf die Primärseite transformiert gemäß

$$Z_1' = \left[ \frac{n_1}{n_2} \right]^2 Z_2 \quad (4.398)$$

Zwischen  $Z_1'$  und  $Z_g$  (Generator-Impedanz) ist dann die Bedingung für maximale Leistungsabgabe  $Z_1' = Z_g^*$  zu erfüllen.

Bei höheren Frequenzen im kHz- und MHz-Bereich verwendet man zur Widerstandsanzpassung häufig Resonanzschaltungen aus verlustarmen Reaktanzen, die die Anpassungsbedingung in einem meist schmalen Frequenzband erfüllen.

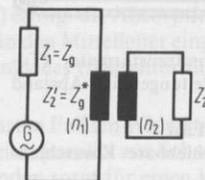
Fig. 4.204

Optimale Anpassung einer Last ( $Z_2$ ) an den Generator ( $Z_1$ ) über einen Transformator

$n_1, n_2$  Primär- und Sekundärwindungszahl

$Z_1'$  transformierte Last

Bedingung für optimale Leistungsaufnahme  $Z_1' = Z_g^*$



Im allgemeinen Fall, in dem ein komplexer Widerstand  $Z_1$  an einen komplexen Widerstand  $Z_2$  anzupassen ist, werden unsymmetrische T- oder  $\pi$ -Schaltungen benutzt, bei denen die ein- und ausgangsseitigen Wellenwiderstände die Anpassungsbedingungen an Quell- und Lastimpedanz erfüllen müssen.

Im Mikrowellenbereich sind konzentrierte Schaltelemente meist nicht mehr realisierbar. Man benutzt dann Leitungstransformatoren mit kontinuierlich verteilten Impedanzen. Schließt man z. B. eine beliebige Leitung der Länge  $l$  mit einer Impedanz  $Z_2$  ab, so transformiert sich diese Impedanz nach der Leitungstheorie (4.3.3.1) auf den Eingang im Abstand  $l$  vom Abschluß gemäß

$$Z_1 = Z_L \frac{Z_2 + Z_L \tanh \gamma l}{Z_L + Z_2 \tanh \gamma l} \quad (4.399)$$

( $Z_L$  Leitungswellenwiderstand,  $\gamma$  Fortpflanzungskoeffizient). Nimmt man die Leitung als praktisch verlustfrei an ( $\gamma = j\beta$ ) und wählt die Länge  $l = \lambda_L/4$ , so findet man bei reellen Leitungswiderständen  $Z_1 = R_1$ ,  $Z_2 = R_2$  für den Widerstand des Transformationsstückes:

$$Z_L = \sqrt{R_1 R_2} \quad (4.400)$$

Schließt man eine praktisch verlustfreie Leitung mit einem Kurzschluß ab, so gilt für den Eingangswiderstand

$$Z_1 = jZ_L \tan \beta l \quad (4.401)$$

Mit Hilfe zweier derartiger Reaktanzleitungen, die senkrecht von einer Hauptleitung abzweigen und deren Eingänge den Abstand  $(2n-1)\lambda_L/8$  ( $n=1,2,3,\dots$ ) haben, können innerhalb eines begrenzten Transformationsbereiches zwei unterschiedliche Impedanzen aneinander angepaßt werden. Zur Vergrößerung des Transformationsbereiches benutzt man 3 Stichelungen im gegenseitigen Abstand von  $\lambda_L/8$  (Fig. 4.205). In Hohlleiterschaltungen werden anstelle von Stichelungen meist Schrauben oder Stifte verwendet, die in der Mitte der Breitseite des Hohlleiters im Abstand  $\lambda_L/8$  zueinander eingesetzt werden und als kapazitive oder induktive Blindwiderstände wirken. Der E-H-Transformator (Fig. 4.206) besteht aus einer doppelten T-Verzweigung, deren einer Zweig in der Ebene der elektrischen Feldlinien (E-Verzweigung) und deren anderer Zweig in der Ebene der magnetischen Feldlinien (H-Verzweigung) des Hauptleiters liegt.

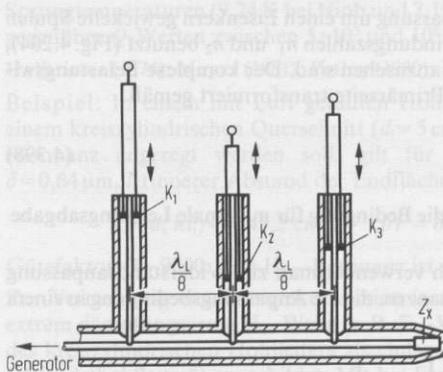


Fig. 4.205 Koaxialer Abstimmtransformator (Turner) mit 3 Stichelungen im Abstand  $\lambda_L/8$  voneinander  
 $Z_x$  anzupassende Last  
 $K_1, K_2, K_3$  verschiebbare Kurzschlußkolben

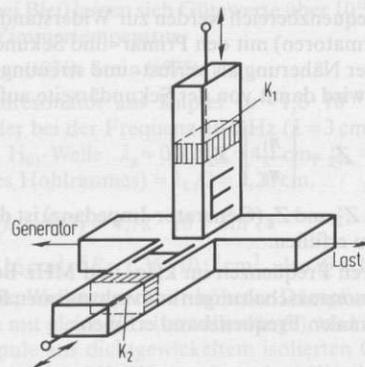


Fig. 4.206 E-H-Transformator  
E Verzweigung parallel zum elektrischen Feld des Hauptleiters  
H Verzweigung parallel zum magnetischen Feld des Hauptleiters  
 $K_1, K_2$  bewegliche Kurzschlußkolben

Die verschiebbaren Kurzschlüsse der beiden T-Zweige werden so einjustiert, daß am Anpassungs-ort die transformierte Abschlußimpedanz gleich dem Wellenwiderstand der Leitung ist. Beim Gleitschraubentransformator können Eintauchtiefe und Eintauchort längs eines Schlitzes in der Hohlleiterbreitseite verändert werden, bis optimale Transformation der anzupassenden Lastimpedanz erreicht ist. Mit den beschriebenen Impedanztransformatoren lassen sich meist Fehlanpassungen mit Welligkeiten von etwa 20:1 bis 30:1 auf besser als 1,02:1 reduzieren.

Bailey (1989); Groll (1969); Kammerloher (1957); Meinke u. Gundlach (1968, 1986); Tischer (1958); Weissfloch (1954); Zinke u. Brunswig (1986).

#### 4.3.3.10 Dämpfungsglieder

Ein HF-Dämpfungsglied kann aus reinen Hochfrequenz-Widerständen (z. B. phasenreinen Schichtwiderständen) als T- oder  $\pi$ -Glied dargestellt werden. Bei koaxialem Ein- und Ausgang werden die Längswiderstände  $Z_l = R$  in den Mittelleiter eingefügt, während die Querleitwerte  $Y_q = G$  Innen- und Außenleiter verbinden. Dämpfungsmaß  $a$  und Wellenwiderstand  $Z_w$  ergeben sich aus folgenden Beziehungen (s. Tab. 4.11):

$$a = 2 \operatorname{arsinh} \sqrt{\frac{RG}{2}} \quad (4.402)$$

(für T- und  $\pi$ -Glieder) und

$$Z_w = \sqrt{\frac{2R}{G}} \cosh \frac{a}{2} \quad (\text{für T-Glied}); \quad Z_w = \sqrt{\frac{R}{2G}} \frac{1}{\cosh \frac{a}{2}} \quad (\text{für } \pi\text{-Glied}) \quad (4.403)$$

Sind Dämpfung und Wellenwiderstand vorgegeben, so findet man für das T-Glied

$$R = Z_w \cdot \tanh \frac{a}{2} \quad G = \frac{\sinh a}{Z_w} \quad (4.404)$$

und für

$$R = Z_w \sinh a \quad G = \frac{\tanh \frac{a}{2}}{Z_w} \quad (4.405)$$

Beispiel: Um ein Dämpfungsglied zu realisieren, das bei einem Wellenwiderstand von  $50 \Omega$  eine Abschwächung von 20 dB hat, muß – nach obigen Formeln – für die T-Schaltung  $R_l = 40,9 \Omega$ ,  $R_q = 1/G = 10,1 \Omega$  und für die  $\pi$ -Schaltung  $R_l = 247,5 \Omega$ ,  $R_q = 1/G = 61,1 \Omega$  sein.

Zur Erzielung hoher Dämpfungen bei verhältnismäßig niedrigen Wellenwiderständen ist die Reihenschaltung mehrerer T- oder  $\pi$ -Glieder günstiger als ein einzelnes T- oder  $\pi$ -Glied, da sich bei diesem ungünstige Werte des Verhältnisses von Längswiderstand zu Querwiderstand ergeben (z. B. sehr kleine Querwiderstände für T-Glieder, sehr große Längswiderstände für  $\pi$ -Glieder). Kommerziell angebotene Festdämpfungsglieder haben meist Werte um 3 dB, 6 dB, 10 dB, 20 dB, ..., schaltbare Dämpfungsglieder sind heute rechnersteuerbar.

Meinke u. Gundlach (1968, 1986); Tischer (1958); Vilbig (1960).

Bei variablen Dämpfungsgliedern (Abschwächern) erfolgt die Absorption meist in Dünnschichtwiderständen, die bei koaxialen Dämpfungsgliedern in den Mittelleiter eingefügt sind. Die Dämpfung kann hier z. B. über eine kapazitive Sonde, die längs des (röhrenförmigen) Widerstandselements verschiebbar ist, kontinuierlich verändert werden.

Bei Hohlleiter-Dämpfungsgliedern wird im einfachsten Fall ein Widerstandsstreifen parallel zu den elektrischen Feldlinien (d. h. beim Rechteckhohlleiter parallel zur Schmalseite) in Hohlleitermitte eingefügt. Eine Zuspitzung der Folie an beiden Enden sorgt für einen kontinuierlichen Feldüber-

gang und damit für breitbandige Anpassung. Um die Dämpfung zu verändern, kann z. B. die Eintauchtiefe der durch einen Längsschlitz in der Hohlleiter-Breitseite eingeführten Absorptionsschicht kontinuierlich verändert werden. In einer zweiten Bauform kann ein Dämpfungstreifen, der parallel zur schmalen Wand des Rechteckhohlleiters angebracht ist, von Wandnähe (Ort kleiner elektrischer Feldstärke) zur Mitte hin (Ort maximaler elektrischer Feldstärke) verschoben werden (Groll (1969); Tischer (1958)).

Das Rotations-Dämpfungsglied ist ein variabler Präzisionsabschwächer, bei dem in einen Hohlleiter kreiszylindrischen Querschnitts eine um die Mittelachse drehbare dielektrische Folie eingeführt ist, deren Oberfläche mit einer dünnen metallischen Widerstandsschicht (z. B. Chromnickel) bedampft ist. Eingangs- und ausgangsseitig wird der kreiszylindrische Hohlleiterquerschnitt stoßstellenfrei in einen Rechteck-Normquerschnitt überführt. Abgesehen von meist vernachlässigbar kleinen Korrekturgliedern (z. B. durch Mehrfachreflexion) wird die Dämpfungsänderung des Drehfolien-Absorbers allein durch die Winkeleinstellung  $\theta$  des Widerstandstreifens gegenüber der Nullstellung (Fläche senkrecht zum elektrischen Feld) bedingt. Die Gesamtdämpfung  $A$  ist

$$A = 40 \log \left[ \frac{1}{\cos \theta} \right] + A_0 \quad (4.406)$$

( $A_0$  Grunddämpfung des Abschwächers in Null-Stellung,  $\theta$  Drehwinkel). Rotations-Dämpfungsglieder lassen sich als kalibrierbare HF-Abschwächer bei Frequenzen bis höher 100 GHz und für Dämpfungen bis zu 50 dB bei einer Reproduzierbarkeit von bestenfalls etwa 0,001 dB/10 dB (für kleine Dämpfungswerte) benutzen. Typische Werte der Unsicherheit liegen zwischen 0,01 dB/10 dB und 0,1 dB/10 dB (Warner (1977)).

Weit unterhalb der Grenzfrequenz angeregte Hohlleiter stellen Abschwächer dar, deren einstellbare Dämpfungsdifferenz von der Verschiebung der auskoppelnden gegenüber der einkoppelnden Antenne und von der kritischen Dimension (beim kreiszylindrischen Hohlleiter ist das der Innendurchmesser, beim Rechteck-Hohlleiter ist es die innere Breitseite  $a$ ) abhängt. Die Dämpfung in dB ergibt sich

$$A = \frac{40 \pi \log e}{\lambda_g} \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^2} \cdot \Delta l \quad (4.407)$$

( $\lambda$  freie Wellenlänge bei der Arbeitsfrequenz,  $\lambda_g$  Grenzwellenlänge,  $\lambda > \lambda_g$ ,  $\Delta l$  Antennenverschiebung). Hohlrohr-Dämpfungsglieder eignen sich vor allem zur Erzielung hoher Abschwächungen bis 100 dB und darüber (Bayer (1980); Warner (1977)).

Die PIN-Diode (P = Positive, I = Intrinsic, N = Negative, entsprechend ihrem Dotierungsprofil) ist eine Halbleiterdiode, deren Hochfrequenzimpedanz durch eine elektrische Vorspannung variiert werden kann (Unger u. Harth (1972)). Sie ist als elektrisch einstellbares Dämpfungsglied und als schneller elektronischer Schalter geeignet. Die erreichbaren Sperrdämpfungen überschreiten 50 dB. Ferritmodulatoren sind in 4.3.3.14 erwähnt.

#### 4.3.3.11 Phasenschieber der Höchsthochfrequenztechnik

Die zum Bau von Dämpfungsgliedern angewandten Prinzipien beim Einsatz fester, verschiebbarer oder drehbarer Widerstandstreifen können grundsätzlich auch bei der Konstruktion von Phasenschiebern angewandt werden, wenn anstelle des Widerstandsmaterials möglichst verlustfreie, dünne dielektrische Schichten benutzt werden (Polystrol, Teflon, Keramikstoffe).

Ein für genau einstellbare Phasendifferenzen geeignetes Gerät besteht aus zwei koaxialen Leitungen gleichen Wellenwiderstandes (d. h. mit gleichem Durchmesser-Verhältnis  $d_n/d_i$ ), die ineinander verschiebbar sind, also eine Koaxialleitung veränderlicher Länge darstellen (Fig. 4.207).

Um die bei starrem Einbau des Phasenschiebers in das Leitungssystem sich ergebenden Nachteile der veränderlichen Gesamtlänge auszuschalten, wird dem Phasenschieber die Gestalt eines

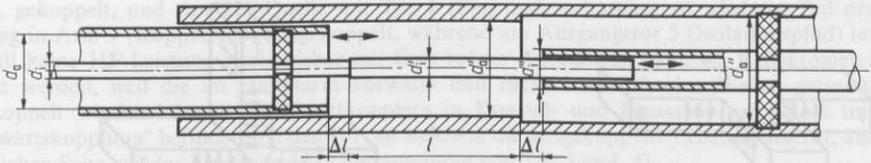


Fig. 4.207 Koaxialleitung veränderlicher Länge (nach Groll (1969))

 $d_a, (d'_a, d''_a)$  Innendurchmesser der Außenleiter $d_i, (d'_i, d''_i)$  Außendurchmesser der Innenleiter $\Delta l$  Abstand zwischen Außen- und Innenleitersprung zur Kompensation von Reflexionen

U-Rohres (Posaune) gegeben, wodurch sich Eingangs- und Ausgangsebene nicht mehr gegeneinander verschieben. Die Phasenänderung bei einem Auszug des U-Rohres um  $l$  ist dann gegeben durch

$$\Delta\Phi = 4\pi \cdot \frac{l}{\lambda_L}, \quad (4.408)$$

wobei  $\lambda_L$  die Leitungswellenlänge ist (bei koaxialen Luftleitungen praktisch gleich der freien Vakuum-Wellenlänge).

Fig. 4.208

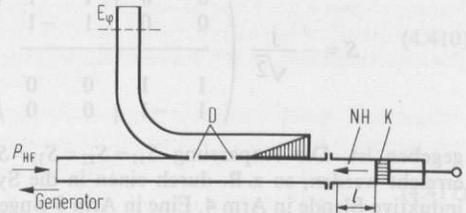
Hohlleiter-Phasenschieber nach dem Richtkoppler-Prinzip

 $P_{HF}$  HF-Eingangsleistung

NH Normhohlleiter

K beweglicher Kurzschlußkolben

D Kopplungslöcher

 $l$  Verschiebung des Kurzschlußkolbens

Eine entsprechende Konstruktion für Hohlleiter besteht aus der Kombination eines Richtkopplers (s. 4.3.3.13) hoher Richtdämpfung ( $D > 40$  dB) mit einem Kurzschluß (Fig. 4.208). Bei Verschiebung des Kurzschlusses um  $l$  wird am Ausgang eines Seitenarmes (bei  $E_\phi$ ) eine Phasenänderung entsprechend Gl. (4.408) erzeugt. Bei Präzisionsausführungen mit hinreichend genauer Längen-Einstellmöglichkeit sind Phasendifferenzen zwischen 0,0002 und 0,002 ( $0,01^\circ$  und  $0,1^\circ$ ) realisierbar.

Ellerbruch (1965); Groll (1969); Meinke u. Gundlach (1968, 1986); Meyer u. Pottel (1969); Tischer (1958).

#### 4.3.3.12 T-Verzweigungen

Die in koaxialen Leitungskreisen eingesetzten T-Verzweigungen bestehen im einfachsten Fall aus einer Parallelschaltung zweier Nebenarme mit dem Haupt-Eingangsarm. Dabei sind Außenleiter mit Außenleiter und Innenleiter mit Innenleiter galvanisch verbunden. Die Eingänge der drei  $50 \Omega$ -Leitungszweige sind nicht angepaßt. Um jeden der 3 Arme einen Eingangs-Wellenwiderstand von  $50 \Omega$  zu geben und dadurch Anpassung zu erzwingen, kann z. B. ein reeller Hochfrequenzwiderstand von  $16\frac{2}{3} \Omega$  in den Mittelleiter jedes Zweiges eingesetzt werden. Die Schwächung zwischen zwei Toren beträgt dann 6,02 dB.

Als Hohlleiterkonstruktion unterscheidet man das Parallel-T und das Serien-T, entsprechend der Schaltung der Impedanzen im Ersatzschaltbild. Das Parallel-T (Fig. 4.209) wird auch H-Verzweigung, das Serien-T (Fig. 4.210) E-Verzweigung genannt, da in einem Fall die Verzweigung in der Ebene des H-Feldes, im anderen Fall in der Ebene des E-Feldes des Eingangsleiters erfolgt. Bei gleichen Querschnitten der Leiterarme sind die Hohlleiter-T-Verzweigungen nicht angepaßt; eine breitbandige Anpassung kann erzwungen werden, indem die Querschnitte der Verzweigungs-

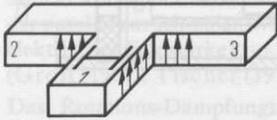


Fig. 4.209 H-Verzweigung (Parallel-T). Die Verzweigung erfolgt in der magnetischen Feldebene (senkrecht zum elektrischen Feldvektor)  
 ↑ elektrischer Feldvektor  
 ↑ magnetischer Feldvektor

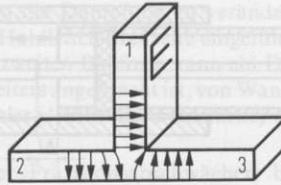


Fig. 4.210 E-Verzweigung (Serien-T). Die Verzweigung erfolgt in der Ebene des elektrischen Feldvektors  
 ↑ elektrischer Feldvektor (Phasensprung um  $\pi$  zwischen Arm 2 und 3)  
 ↑ magnetischer Feldvektor

arme (oder der Eingangsarme) entsprechend modifiziert und dann kontinuierlich wieder in den Normquerschnitt überführt werden.

Eine spezielle Doppel-T-Schaltung (Kombination eines Serien- und eines Parallel-T's mit angepaßten Eingängen) stellt das „Magische T“ dar (s. 4.3.4.2; Fig. 4.233), dessen Streumatrix im Idealfall durch

$$S = -\frac{j}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ \hline 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.409)$$

gegeben ist. Die Anpassung  $S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = 0$  kann durch geeignete Abstimmelemente erreicht werden, so z. B. durch einen in die Symmetrieebene eingeführten Metallstift und eine induktive Blende in Arm 4. Eine in Arm 3 eingespeiste Welle verteilt sich gleichphasig auf Arm 1 und 2, Arm 4 ist entkoppelt. Bei Einspeisung in Arm 4 erfolgt die Kopplung in die beiden Seitenarme gegenphasig, Arm 3 ist entkoppelt (Anwendungen s. 4.3.4.2).

Klages (1956); Meyer u. Pottel (1969); Montgomery u. a. (1947), (1948); Ragan (1948).

#### 4.3.3.13 Richtkoppler

Im allgemeinen Fall hat jede (verlustlose) Viertor-Anordnung, deren Tore vollständig angepaßt sind, d. h.  $S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = 0$ , die Eigenschaften eines Richtkopplers, d. h. daß die Kopplungen nur zwischen bestimmten Toren möglich sind, während die übrigen Tore entkoppelt sind (Montgomery u. a. (1948)).

Wird in einer geeigneten Anordnung, z. B. für Hohlleiter nach Fig. 4.211, die Hauptleitung mit Eingangstor 1 und Ausgangstor 2 mit einer Nebenleitung, die die Ein- und Ausgangstore 3 und 4

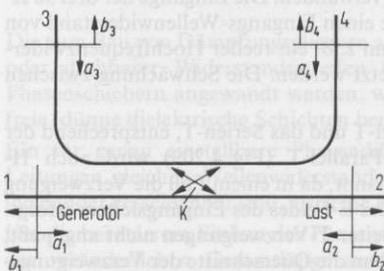


Fig. 4.211

Prinzip des Richtkopplers, z. B. für Hohlleiter (für Koaxialkoppler Tor 3 und 4 vertauscht)

1 Eingangstor des Hauptarms  
 2 Ausgangstor des Hauptarms

3, 4 Ausgangstore der Nebenleitung

$a_1, a_2, a_3, a_4$  Eingangs-Wellenamplituden an den Toren 1 bis 4

$b_1, b_2, b_3, b_4$  Ausgangs-Wellenamplituden an den Toren 1 bis 4

K Bereich der Kopplung (hier für Hohlleiter) zwischen Haupt- und Nebenleitung (für Koaxialkoppler Kopplung in „Rückwärtsrichtung“)

besitzt, gekoppelt, und eine HF-Quelle mit Tor 1 (Eingang) verbunden, so wird ein Teil der Leistung in Arm 4 (Koppelpfad) ausgekoppelt, während am Ausgangstor 3 (Isolationpfad) im Idealfall keine HF-Leistung nachweisbar ist. Eine solche Anordnung kann als Reflektometer benutzt werden, weil die im Hauptarm vorwärts und rückwärts laufenden Wellen getrennt ausgekoppelt werden können. Bei Richtkopplern in Koaxial- und Planarleitungstechnik mit „Rückwärtskopplung“ befindet sich das Tor, an welchem die ausgekoppelte Leistung auftritt, auf der gleichen Seite wie das Eingangstor 1 (Vertauschung von Tor 3 und 4).

Die Konstruktionsprinzipien sind verschiedenartig und vom Frequenzbereich, dem benutzten Leitungssystem und den gewünschten Spezifikationen abhängig. Vorwiegend im MHz-Bereich benutzt man Brückenschaltungen aus Ohmschen Widerständen. Bei koaxialen Leitungen im MHz- und GHz-Bereich sowie beim Bethe-Hohlleiter-Einlochkoppler wird die Wechselwirkung zwischen elektrischer und magnetischer Kopplung ausgenutzt (Montgomery (1947); Kraus (1980); Meinke u. Gundlach (1986)). Bei Hohlleiter-Richtkopplern verwendet man z. B. zwei im Abstand von  $\lambda_L/4$  angebrachte Lochkopplungen in der gemeinsamen Breitseite, wodurch im Nebenleiter die beiden rückläufigen Wellen um  $\lambda_L/2$  gegeneinander verschoben sind und sich auslöschen. Mit Vielloch-Richtkopplern (Lochzahl  $> 2$ , gegenseitiger Abstand  $\lambda_L/4$ ) läßt sich die Kopplung in Vorwärtsrichtung erhöhen und die Frequenzempfindlichkeit der Richtwirkung verbessern. Durch geringfügige Versetzungen im Lochabstand wird die Breitbandigkeit vergrößert. Die Koppeldämpfung eines in der Praxis nichtidealen Richtkopplers (Fig. 4.211) ist

$$C = 20 \log \frac{|a_1|}{|b_4|} = -20 \log |S_{41}| \quad (4.410)$$

und die Richtdämpfung

$$D = 20 \log \frac{|b_4|}{|a_2|} = 20 \log \frac{|S_{41}|}{|S_{42}|} \quad (4.411)$$

Mit  $\zeta = 10^{-C/20}$  erhält man die Streumatrix der idealen Richtkopplung gemäß

$$S = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{1-\zeta^2} & 0 & j\zeta \\ \sqrt{1-\zeta^2} & 0 & j\zeta & 0 \\ \hline 0 & j\zeta & 0 & \sqrt{1-\zeta^2} \\ j\zeta & 0 & \sqrt{1-\zeta^2} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.412)$$

Bei handelsmäßig verfügbaren Richtkopplern ist meist Arm 3 mit einer nicht-reflektierenden Last abgeschlossen, so daß die Anordnung als 3-Tor betrachtet werden kann. Typische Kennwerte für solche Richtkoppler sind: Koppeldämpfung 3 dB, 6 dB, 10 dB, 20 dB, 40 dB. Die Richtdämpfungen liegen für Hohlleiter je nach Breitbandigkeit und spezieller Konstruktion zwischen 15 dB und 45 dB. Spezielle Hohlleiter-Richtkoppler mit Richtdämpfungen zwischen 50 dB und 60 dB über ein Hohlleiter-Normband sind verfügbar.

Im Koppelbereich von Richtkopplern in Koaxialtechnik sind die Innenleiter von Haupt- und Nebenleitung parallel in einem gemeinsamen Außenleiter geführt. Bei Kopplern aus planaren Leitungen sind Haupt- und Nebenleitungen so weit genähert, daß die Randfelder im Koppelbereich in die Nachbarleitung übergreifen. Die Richtdämpfung  $D$  beträgt in Frequenzbandbreiten 1:3 etwa 30 dB. Für extrem breitbandige Koppler wird  $D$  klein; bei einem kommerziellen Koppler wird im Frequenzbereich 1,7 GHz bis 26,5 GHz angegeben:  $C \approx 16$  dB,  $D \approx 12$  bis 15 dB,  $S_{ii} \approx 0,2$ .

Chang (1989); Kerns u. Beatty (1967); Kraus (1980); Meinke u. Gundlach (1968, 1986); Montgomery (1948).

### 4.3.3.14 Ferrit-Bauteile

Ferrite haben einen hohen spezifischen elektrischen Widerstand (etwa 1 bis  $10^6 \Omega \text{m}$  je nach Zusammensetzung und Frequenz), weshalb Mikrowellen praktisch ungehindert in sie eindringen (s. Gl. 4.306). Der Imaginärteil der komplexen Permeabilität  $\mu = \mu' - j\mu''$  (Groll (1969); Meyer u. Pottel (1969)), von dessen Betrag die Hochfrequenz-Absorption abhängt, kann über ein äußeres magnetisches Gleichfeld beeinflusst werden. Daher können in HF-Leitungen eingesetzte Ferritelemente ähnlich wie die PIN-Diode (s. 4.3.3.10) als elektrisch steuerbare Dämpfungsglieder bzw. Modulatoren benutzt werden.

Faraday-Effekt, ferromagnetischer Resonanzeffekt und Feldverdrängungseffekt (Groll (1969); Klages (1956); Lax u. Button (1962); Waldron (1961, 1970)) werden zur Herstellung nichtreziproker Leitungsbauteile ausgenutzt, z. B. von Zweitoren, bei denen die Ausbreitungseigenschaften von der Fortpflanzungsrichtung der Welle abhängen (Meinke u. Gundlach (1986); Chang (1989)).

Ein Beispiel hierfür ist die Einwegleitung (Isolator), die die Hochfrequenzwelle in Vorwärtsrichtung praktisch ungehindert durchläßt und in Rückwärtsrichtung absorbiert. Sie dient der Entkopplung von Leitungsabschnitten, z. B. dem Schutz von Generatoren vor Rückwirkungen durch Fehlanpassung. Einwegleitungen in Hohlleitertechnik (Meyer u. Pottel (1969)) können Rückwärts-Dämpfungen von über 50 dB in einem Hohlleiter-Normband aufweisen, Breitband-Einwegleitungen mit Koaxial-Anschlüssen entkoppeln nicht so gut (Rückwärts-Dämpfungen von etwa 20 dB in Frequenzbandbreiten von 1:2). Der Gyator ist ein reziprokes Phasen-Drehglied. Die Phasenverschiebungen bei Vor- und Rückwärtsdurchlauf unterscheiden sich um  $\pi$ .

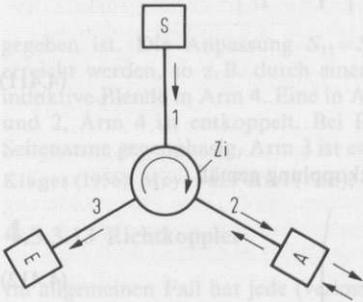


Fig. 4.212

Dreiarmiger Zirkulator zur Trennung von Send- und Empfangssignal in einer Radaranlage

S Sender

E Empfänger

A gemeinsame Antenne

Zi Zirkulator mit 3 Toren

Sendesignal S-1-2-A

Empfangssignal A-2-3-E

Beim Zirkulator, der z. B. aus zwei Mikrowellenbrücken (s. 4.3.4.2) und einem Gyator aufgebaut werden kann (Tischer (1958)), sind in einer bestimmten Umlaufrichtung je 2 benachbarte Leitungsarme miteinander gekoppelt. Zirkulatoren stellen daher von der Fortpflanzungsrichtung abhängige Verzweigungen, bzw. Isolatoren dar (s. Fig. 4.212).

## 4.3.4 Meßverfahren für Hochfrequenzgrößen

### 4.3.4.1 Spannung, Stromstärke, Leistung, Dämpfung (D. Janik)

**Spannungsmessung** Definitionen und Besonderheiten. Die elektrische Spannung wird zwischen zwei Raumpunkten  $r_1$ ,  $r_2$  innerhalb eines elektrischen Feldes als Linienintegral der elektrischen Feldstärke gemäß (Lautz (1969); Stratton (1941))

$$U_{1,2} = \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{E} ds \quad (4.413)$$

definiert. Um eine eindeutige, vom Integrationsweg unabhängige Spannungsaussage machen zu können, muß  $U$  als eine Potentialdifferenz  $\Phi_2 - \Phi_1$  darstellbar sein und

$$\mathbf{E} = - \text{grad } \Phi \quad (4.414)$$

gelten. Dann ist  $\text{rot } \mathbf{E} = - \text{rot grad } \Phi = 0$ . In Feldern, in denen eine zeitlich sich ändernde Induktion auftritt, sind diese Voraussetzungen wegen

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \dot{\mathbf{B}} \quad (4.415)$$

nicht mehr erfüllt. Im allgemeinen Fall gilt dann für das geschlossene Umlaufintegral

$$\oint \mathbf{E} ds = \int (\text{rot } \mathbf{E})_n df \neq 0 \quad (4.416)$$

$$\text{also} \quad \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{E} ds + \int_{r_2}^{r_1} \mathbf{E} ds \neq 0 \quad (4.417)$$

und somit  $U_{12} \neq -U_{21}$ , die Spannung zwischen den Punkten  $r_1$  und  $r_2$  ist dann vom Verlauf des Weges abhängig und nicht mehr eindeutig definiert.

Da Gl. (4.415) für die Felder in Hochfrequenzleitungen gilt, ist die Meßgröße Spannung nur in solchen Leitungssystemen definiert, in denen die Komponente  $\mathbf{B}$  in Richtung der Flächennormale der Integrationsfläche verschwindet.

Das trifft für im TEM-Modus angeregte Doppelleitungen (Lecherleitung, Koaxialleitung, s. 4.3.3.2, 4.3.3.3) zu, wenn die Integrationsfläche in der Querschnittsebene des Leiters liegt, nicht aber für Wellenfelder in Hohlleitern.

Für Hochfrequenz-Spannungsmesser (Hock (1982), Kraus (1980), Mäusl (1991), Meinke u. Gundlach (1986), sollte – wie auch im Gleichstrom- und Niederfrequenzbereich – vorausgesetzt werden, daß ihr Eingangswiderstand sehr groß gegenüber dem Innenwiderstand der Quelle der Meßspannung und die Eigenkapazität hinreichend klein ist. Da zwischen dem Eingang des Spannungsmessers und der Meßstelle im allgemeinen ein Meßkabel liegt, entstehen Meßunsicherheiten durch die Kapazität und den Spannungsabfall längs der Induktivität der Verbindungsleitung. Die Reihenschaltung der Induktivität des Meßkabels mit der Eingangskapazität des Spannungsmessers kann zu Resonanzeffekten führen, die den Meßbereich des Voltmeters bezüglich der Frequenz begrenzen. Eine weitere Quelle der Meßunsicherheit sind kapazitive Einstreuungen von Störspannungen und induktive Aufnahmen von Störkomponenten elektromagnetischer Wechselfelder über Schleifenbildungen im Verbindungskabel.

Zur Vermeidung von Einstreuungen sollte das Meßkabel abgeschirmt sein, auch wenn seine Eigenkapazität hierdurch vergrößert wird. Die Abschirmung wird an einer einzigen Stelle zwischen Generator und Meßgeräte geerdet. Bei doppelten oder mehrfachen Erdanschlüssen können zwischen diesen Anschlußstellen Ausgleichsströme fließen, wenn diese Punkte nur auf geringfügig unterschiedlichem Potential liegen. Die Länge des Meßkabels sollte stets klein gegenüber der Leitungswellenlänge sein, um die Meßunsicherheiten infolge Welligkeit längs des Leitungsfeldes klein zu halten. Die obere Frequenzgrenze für genaue Spannungsmessungen mit noch vertretbarem Aufwand liegt etwa bei 1 GHz (Kraus (1980), Mäusl (1991); Zinke u. Brunswig (1987).

Spannungsmessung durch Gleichrichtung. Bei diesem heute überwiegend angewandten Verfahren wird die zu messende Hochfrequenzspannung in einer Halbleiter-Diode gleichgerichtet und durch Messung der Richtstromstärke, die entsprechend des Kennlinienverlaufs mit der

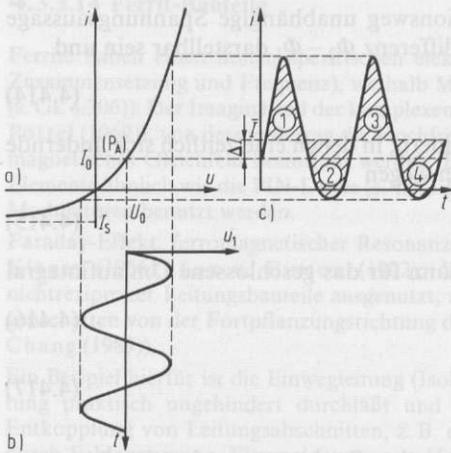


Fig. 4.213  
Dioden-Gleichrichtung (nach Kraus (1980))

- a) Dioden-Kennlinie  $i = f(u)$ ,
  - b) Gleichrichtende Dioden-Eingangsspannung  $u = U_0 \sin \omega t$ ,
  - c) Dioden-Ausgangsstrom  $i = f(t)$
- $P_A$  Arbeitspunkt ( $U_0, I_0$ )  
 $\bar{I}$  Mittelwert des gleichgerichteten Stromes

$$\left( \int i dt = \int_{(1)} i dt = \int_{(3)} i dt = \int_{(4)} i dt \right)$$

$I_S$  Sperrstromstärke für  $u \rightarrow \infty$ ;  
 $\Delta I = \bar{I} - I_0$  Richtstromstärke  
 Infolge des nicht-linearen Verlaufs der Strom-Spannungs-Kennlinie ist die Stromkurve gegenüber der sinusförmigen Spannungskurve verzerrt

Spannung verknüpft ist, bestimmt. Für HF-Spitzenspannungen unter 30 mV ist die Anzeige etwa proportional dem Quadrat des Effektivwertes der zu messenden Hochfrequenzspannung, für Spitzenspannungen oberhalb 1 V wird die Anzeige nahezu linear.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Halbleiter-Diode ist durch

$$i = I_S \left[ \exp \left( \frac{u}{U_T} \right) - 1 \right] \quad \text{mit} \quad U_T = \frac{kT}{e} \tag{4.418}$$

gegeben. ( $I_S$  Sperrstromstärke für  $u \rightarrow -\infty$ ,  $k$  Boltzmann-Konstante,  $e$  Elementarladung,  $T$  thermodynamische Temperatur (Fig. 4.213)). Unter dem Richtstrom  $\Delta I$  versteht man die Differenz zwischen dem angezeigten Mittelwert  $\bar{I}$  des Diodenstromes und dem zur Festlegung des Arbeitspunktes zugeführten Gleichstrom  $I_0$ . Im quadratischen Anzeigebereich gilt

$$\Delta I \approx \frac{1}{2} \left[ \frac{d^2 i}{du^2} \right] \cdot U^2. \tag{4.4.19}$$

$d^2 i/du^2$  ist die Krümmung der Diodenkennlinie im Arbeitspunkt,  $u$  die zu messende HF-Spannung und  $U$  ihr Effektivwert. Fig. 4.214 zeigt das Prinzip eines Gleichrichter-Voltmeters. Ist die zu messende HF-Spannung klein ( $U < U_T$ ), gilt für die am Kondensator abfallende gleichgerichtete Spannung  $U_C$  unter der Voraussetzung  $R_p \gg R_s$  mit  $R_s = U_T/I_S$  die einfache Beziehung (Chang

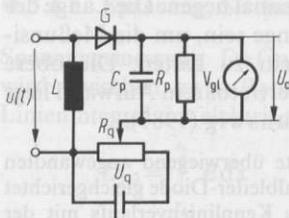


Fig. 4.214  
Gleichrichterschaltung mit Vorwahl des Arbeitspunktes

- $u(t)$  Hochfrequenz-Eingangsspannung
- $L$  Drosselspule zum Schließen des Gleichstromkreises bei gleichzeitiger HF-Sperre
- $G$  Gleichrichter
- $U_q$  Gleichspannungsquelle, die in Verbindung mit dem einstellbaren Widerstand  $R_q$  zur Vorwahl des Arbeitspunktes dient
- $C_p$  Glättungskondensator, zur Unterdrückung von Strom- und Spannungspulsationen an  $R_p$
- $V_{gl}$  Meßgerät zum Nachweis der Richtstromstärke bzw. der Richtspannung

(1989); Schiek (1984):

$$U_C \approx \frac{U^2}{2U_T} \quad (4.420)$$

Für praktische Anwendungen ist der Zahlenwert von  $U_T$  höher anzusetzen als sich aus der einfachen Theorie ergibt. Die Kalibrierungen des Gleichrichter-Voltmeters erfolgt durch Anschluß an Gleichspannung über geeignete Transformernormale. Dabei wird die HF-Spannung, die an einem ohmschen Widerstand eine ihrer Wirkleistung entsprechende Erwärmung erzeugt, durch eine Gleichspannung gleicher Wirkleistung substituiert und so der Effektivwert der HF-Spannung mit kleinen Meßunsicherheiten ermittelt.

Fantom (1990), Hermach u. Williams (1966), Janik (1978), Selby (1953) u. (1968).

Legt man eine Hochfrequenzspannung oberhalb 1 V an den Eingang gemäß Schaltung Fig. 4.214, so entspricht die Spannung  $U_C$  am Kondensator unter der Voraussetzung  $R_p C_p \gg \tau$  ( $\tau$  Periodendauer einer HF-Schwingung) nach einigen Perioden etwa dem Spitzenwert  $\hat{u}$  der eingangs angelegten Hochfrequenzspannung.

Für sinusförmige Eingangsspannungen gilt

$$U_C \approx \hat{u} - \frac{1}{2} \cdot U_T \ln \left( \frac{2\pi\hat{u}}{U_T} \right) \quad (4.421)$$

Dann ist die prozentuale Abweichung  $p = 100 \cdot (U_C - \hat{u})/\hat{u}$  der Kondensatorspannung von der Amplitude  $\hat{u}$ :

$$p \approx -50 \cdot \frac{U_T}{\hat{u}} \ln \left( \frac{2\pi\hat{u}}{U_T} \right) \quad (4.422)$$

Für Sinusspannungen über 3 V wird  $p \leq 3\%$  ( $p \approx 1\%$  für 10 V).

Bei Anwendung des Gleichrichterverfahrens über einen größeren Spannungsbereich werden verschiedene Bereiche der Diodenkennlinie durchlaufen (quadratischer Bereich – Übergangsbereich – linearer Bereich), so daß die Skaleneinteilung sich fortlaufend mit dem Bereich der Meßspannung ändern müßte. Um dies zu vermeiden, wird die zu messende Spannung mit Hilfe eines variablen Spannungsteilers und einer Regelmeßschaltung in einen Bereich verlagert, für den die Meßspannung linear von der Anzeigespannung abhängt (Fig. 4.215) (Kraus (1980)).

In neueren Geräten wird durch digitale Signalverarbeitung der Richtspannung die Diodenkennlinie in einem weiten Spannungsbereich korrigiert, ebenso lassen sich Temperatur- und Frequenzeinflüsse auf die Spannungsanzeige berücksichtigen.

Zur Meßbereichserweiterung von Dioden-Voltmetern, deren maximale Eingangsspannungen bei etwa 2 V liegen, verwendet man frequenzkompensierte RC-Spannungsteiler. Fig. 4.216 zeigt den prinzipiellen Schaltungsaufbau eines solchen „Tastkopfes“ und Fig. 4.217 sein Ersatzschaltbild unter Berücksichtigung der Verluste in den Kondensatoren.

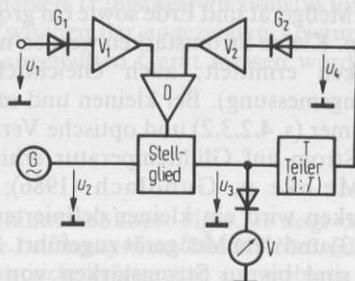


Fig. 4.215

Prinzipialschaltung eines technischen Spannungsmessers (nach Kraus (1980))

$u_1$  ist die zu messende Hochfrequenz-Spannung. Über das Stellglied in Verbindung mit dem Differenzverstärker D wird die vom Generator G angegebene Spannung so gesteuert, daß  $u_4 = u_1$  wird. Der Teiler T wird so eingestellt, daß die gemessene Spannung  $u_3$  immer im linearen Anzeigebereich liegt

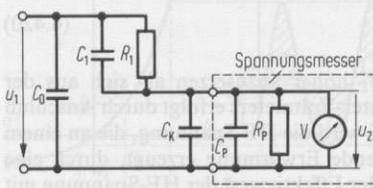


Fig. 4.216 Tastkopf mit Spannungsteiler zur Reduzierung der Eingangsspannung  $u_1$  auf die Meßspannung  $u_2$  am Eingang des Spannungsmessers (nach Mäusl (1991))

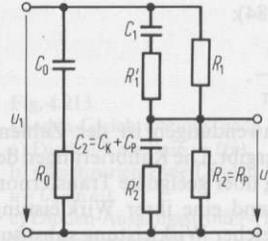


Fig. 4.217 Ersatzschaltbild des Tastkopfes nach Fig. 4.216

$R_0, R_1', R_2'$  sind die Verluste in den Kapazitäten  $C_0, C_1$  und  $C_2 = C_k + C_p$  (nach Mäusl (1991))

Für die Spannungsteilung gilt

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1 + R_2}{R_2} = \frac{C_1 + C_2}{C_2}, \quad (4.423)$$

wenn die Nebenbedingungen  $R_1 C_1 = R_2 C_2$  und  $R_1 R_2' = R_2'$  erfüllt sind. Die relativen Meßunsicherheiten der kommerziellen Tastköpfe liegen – je nach Frequenzbereich – zwischen 1% und 5% (Mäusl (1991)).

Hochfrequenzspannungen unter 1 mV werden meist nach dem Überlagerungs-Verfahren mit Meßempfängern (s. 4.3.2.2) bestimmt. Die Grenzempfindlichkeit dieser Empfänger wird erreicht, wenn die Signalspannung am Empfängereingang so klein wird, daß sie gleich der auf den Eingang bezogenen äquivalenten Rauschspannung  $U_r$  (s. 10.7.1.1) wird. Die Grenzempfindlichkeit  $U_g$  eines Überlagerungsempfängers ist:

$$U_g = \frac{U_r}{2} = \sqrt{kT_0 B F R_0} \quad (4.424)$$

( $k$  Boltzmannkonstante,  $T_0$  Arbeitstemperatur des Empfängers,  $B$  Frequenzbandbreite des Empfängers,  $F$  Rauschzahl (s. 10.7.1.2),  $R_0$  Eingangswiderstand des Empfängers (Realteil),  $U_r$  Rauschspannung).

**Stromstärkemessung** Stromstärkemessungen sind im Hochfrequenzbereich von geringerer Bedeutung als Spannungsmessungen, sie sind meist unsicher und ein hinreichend streuungsfreier Meßaufbau ist aufwendiger. Die Anwendung beschränkt sich auf die Messung von Antennen- und Schwingkreisstromstärken sowie auf Stromstärkemessungen an Leistungsgeneratoren und an Stromzangen. Bei koaxialen Systemen kann das Meßgerät in den Innen- oder Außenleiter eingefügt werden, zu hohe Zusatzkapazitäten zwischen Meßgerät und Erde sowie ein großer Spannungsabfall im Strommesser sind zu vermeiden. Kleine Stromstärken werden nach Bolometer-Methoden in Verbindung mit Meßbrücken ermittelt; auch Gleichrichterverfahren werden vielfach angewandt (s. Leistungsmessung). Bei kleinen und mittleren Stromstärken verwendet man Thermomoumformer (s. 4.2.3.2) und optische Verfahren, bei denen die Lichtstärke eines durch den HF-Strom auf Glühtemperatur erhitzten Heizelementes gemessen wird (Kraus (1980); Meinke u. Gundlach (1986); Zinke u. Brunswig (1987)). Bei hohen Stromstärken wird ein kleiner definierter Stromanteil aus der Leitung ausgekoppelt (s. 4.3.3.13) und dem Meßgerät zugeführt. Stromwandler in Verbindung mit Thermomoumformern sind bis zu Stromstärken von 100 A und Frequenzen bis etwa 150 MHz

anwendbar. Eine wirksame Abschirmung der Meßsysteme und der Zuführungsleitungen ist besonders wichtig (Kraus (1980); Mäusl (1991) Schiek (1984); Selby (1968); Zinke u. Brunswig (1987).

**Leistungsmessung** Allgemeines, Definitionen. Die zu bestimmende Meßgröße ist die Wirkleistung  $P_{Z_0}$ , die in einem reflexionsfrei an den Wellenwiderstand  $Z_0$  der Generator-Ausgangsleitung angepaßten reellen Abschlußwiderstand ( $R = Z_0$ ) absorbiert wird. Bei Durchgangsleistungsmessern wird ein kleiner definierter Anteil der zu bestimmenden Leistung aus der Hauptleitung ausgekoppelt und dem Meßwiderstand zugeführt. Als Hochfrequenz-Aufnehmer für kleine Leistungen dienen Leitungsteile (koaxial oder Hohlleiter), in die das absorbierende Element (Widerstand, Bolometer (Barretter, Thermistor), Diode oder Thermoelement) als angepaßter Abschluß eingesetzt ist (Meßköpfe). Sie stehen kommerziell für Leistungsbereiche zwischen 100 pW und 20 W zur Verfügung.

Die genauesten Verfahren beruhen auf der Gleichstrom-Substitution. Hierbei wird die zu messende Hochfrequenz-Wirkleistung durch eine Gleichstromleistung ersetzt, die die gleiche Enderwärmung im Absorber erzeugt wie die zu bestimmende Hochfrequenzleistung. Ist  $P'_{HF}$  die im Meßkopf absorbierte Leistung und  $P_s$  die substituierte Gleichstromleistung, so definiert man den „effektiven Wirkungsgrad des Meßkopfes“

$$\eta_{\text{eff}} = \frac{P_s}{P'_{HF}}. \quad (4.425)$$

Mit der dem Meßkopf zugeführten und zu bestimmenden Hochfrequenzleistung  $P_{HF}$  hängt  $P'_{HF}$  gemäß

$$P'_{HF} = \frac{P_{HF}}{1 - |\Gamma_1|^2} \quad (4.426)$$

zusammen, wobei  $\Gamma_1$  der Eingangsreflexionsfaktor des Meßkopfes ist. Somit gilt

$$P_{HF} = \frac{P_s}{\eta_{\text{eff}}(1 - |\Gamma_1|^2)} = \frac{P_s}{K} \quad (4.427)$$

( $\eta_{\text{eff}}(1 - |\Gamma_1|^2)$ ) bezeichnet man als den „Kalibrierungsfaktor  $K$  des Meßkopfes“.

Für Leistungsmesser, die aufgrund ihrer Bauart keine Gleichstrom-Substitution ermöglichen, ist der Kalibrierungsfaktor  $K = P_A/P_{HF}$  entsprechend definiert, dabei ist  $P_A$  die am Gerät angezeigte Leistung.

Eine unberücksichtigte Fehlanpassung zwischen dem Generator (Ausgangsreflexionsfaktor  $\Gamma_g$ ) und dem Meßkopf des Leistungsmessers (Eingangsreflexionsfaktor  $\Gamma_1$ ) kann zu erheblichen Meßunsicherheiten führen. Zwischen der angezeigten Leistung  $P_A$  und der Leistung  $P_{Z_0}$ , die man mit einem ideal angepaßten Gerät messen würde, besteht folgende Beziehung:

$$P_{Z_0} = \frac{P_A}{K} (1 - \Gamma_g \Gamma_1^2). \quad (4.428)$$

Thermische Leistungsmessung mit Widerstandsmeßkopf. Fig. 4.218 zeigt den inneren Aufbau eines Widerstandsmeßkopfes für koaxiale Leitungssysteme. Der HF-Meßwiderstand ist ein kleiner zylindrischer Schichtwiderstand, er entspricht im gesamten ausnutzbaren Frequenz-

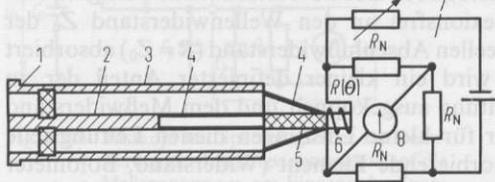


Fig. 4.218

Widerstandsmeßkopf mit Temperaturfühler und Meßbrückenkreis

- 1 koaxialer Eingangskonnektor
- 2 Mittelleiter
- 3 Außenleiter
- 4 Dünnwandbereiche zur thermischen Isolation des Meßwiderstandes
- 5 Hochfrequenz-Meßwiderstand  $Z = Z_0 = R_0$
- 6 Temperaturfühler ( $R_\theta$  temperaturempfindlicher Widerstand, z. B. Bolometer)
- 7 Brückenkreis,  $R_N$  Brückenwiderstände. Abgleich bei  $R_\theta = R_N$
- 8 Anzeige-Instrument im Abgleich-Kreis

bereich dem Wellenwiderstand der Eingangsleitung. Die Temperaturerhöhung des Meßwiderstandes durch HF-Absorption wird in einem getrennten Meßkreis ermittelt. Ein temperaturempfindlicher Meßwiderstand  $R_\theta$  (z. B. Thermistor) liegt – elektrisch entkoppelt – direkt an dem den Meßwiderstand konisch abschließenden Außenleiter.  $R_\theta$  ist Teil einer Wheatstoneschen Brückenschaltung, deren Abgleich durch die Erwärmung von  $R_\theta$  bei Temperaturerhöhung des HF-Meßwiderstandes gestört wird. Die Brückendiagonal-Spannung bzw. die Stromstärke des Brückenfehlerstromes ist bei kleinen Erwärmungen etwa der absorbierten HF-Leistung proportional.

Widerstandsmeßköpfe neuester Bauart für Frequenzen bis 26,5 GHz werden als integrierte planare Schaltung in Dünnschicht- und Halbleitertechnik hergestellt. Die Erwärmung eines Filmwiderstandes auf sehr dünnem Substrat wird mit einem planaren Thermoelement detektiert. Die Empfindlichkeit der Widerstandsmeßköpfe beträgt etwa  $0,5 \text{ VW}^{-1}$  bis  $0,2 \text{ VW}^{-1}$ . Die relative Meßunsicherheit eines direkt anzeigenden thermischen Leistungsmessers liegt je nach Frequenz- und Leistungsbereich zwischen weniger als 1% und 20%.

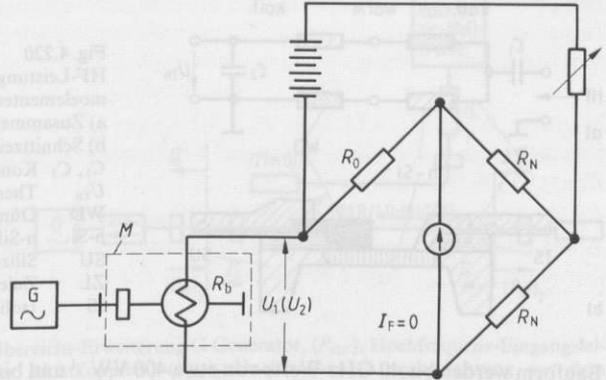
Der Frequenzbereich der Widerstandsmeßköpfe reicht bis zur Gleichspannung herab. Systematische nicht frequenzabhängige Meßunsicherheiten können daher weitgehend eliminiert werden, wenn man Gleichstrom-Substitution anwendet, und die Anzeige der Brückenverstimmung bzw. der Thermospannung lediglich als Indikator dient. Zweckmäßig ist ein selbstabgleichendes Meßsystem mit zwei massen- und temperatursymmetrischen Absorbern. Die frequenzabhängigen Meßunsicherheiten werden durch Messen des effektiven Wirkungsgrades bzw. des Kalibrierungsfaktors mit Hilfe eines HF-Leistungsnormals (z. B. kalibrierter Bolometer-Meßkopf) erfaßt.

Thermische Leistungsmesser mit Bolometer-Meßkopf. Bolometer sind temperaturabhängige Widerstände, deren Temperaturkoeffizienten  $\partial R/\partial \theta$  bei Barrettern (sehr dünne Metalldrähte oder planare Dünnschichten) positiv und bei Thermistoren (Halbleiterelemente) negativ sind. Bolometer werden durch die Widerstandsempfindlichkeit  $\beta = \Delta R/\Delta P$  charakterisiert,  $\beta$  gibt an, welche Widerstandsänderung  $\Delta R$  bei Absorption der Leistung  $\Delta P$  eintritt. Typische Werte für  $\beta$  sind  $4500 \Omega \text{ W}^{-1}$  bei Barrettern und  $10 \text{ kW}^{-1}$  bis  $25 \text{ kW}^{-1}$  bei Thermistoren. Die Meßstromstärken sind typisch etwa 10 mA und damit die entsprechenden Spannungsempfindlichkeiten  $45 \text{ VW}^{-1}$  bei Barrettern und  $100 \text{ VW}^{-1}$  bis  $250 \text{ VW}^{-1}$  bei Thermistoren.

Das Prinzip des Meßkreises zeigt Fig. 4.219. Die Widerstände  $R_0$  und  $R_N$  sind Normalwiderstände. Wird der Brücken-Gleichstrom so eingestellt, daß die Brücke abgeglichen ist, ( $I_F = 0$ ), so ist  $R_\theta = R_0$ . Um optimale Absorption der HF-Leistung im Bolometerelement zu gewährleisten, entsprechen die Widerstände  $R_0$  bzw.  $R_b$  dem Leitungswellenwiderstand. Die absorbierte Leistung wird durch Gleichstrom-Substitution gemessen. Zu diesem Zweck wird nach Hochfrequenz-Einspeisung der Brückengleichstrom bis zum erneuten Abgleich reduziert, die Spannung am Bolometer verringert sich dadurch von  $U_1$  auf  $U_2$ . In den selbstabgleichenden Bolometerbrücken (Hewlett Packard (1977)) erfolgt diese Einstellung automatisch, wobei der Brückenfehlerstrom  $I_F$  des Nullzweiges in Verbindung mit einem Regelverstärker als Steuerstrom benutzt wird.

Fig. 4.219  
Prinzip der Hochfrequenz-  
Leistungsmessung mit Bolometer

G HF-Generator  
M Meßkopf  
 $R_b$  Bolometerwiderstand  
 $R_N$  Brückenwiderstand  
 $R_0$  Bezugs-Normalwiderstand  
 $I_F$  Brückenfehlerstrom



Die substituierte Gleichstromleistung  $P_s$ , die der zu bestimmenden HF-Leistung entspricht, ist

$$P_s = \frac{U_1^2 - U_2^2}{R_0} \quad (4.429)$$

Der genaue Wert der zu bestimmenden HF-Leistung ergibt sich aus (4.427). Der effektive Wirkungsgrad von Bolometer-Meßköpfen kann in Mikrokalorimetern sehr genau bestimmt werden (Bayer (1970); Engen (1957); Fantom (1990); Montgomery (1947)). Die relativen Meßunsicherheiten liegen dabei etwa zwischen  $1 \cdot 10^{-3}$  und  $2 \cdot 10^{-2}$  je nach Frequenz und Leistungsbereich. So kalibrierte Bolometer-Meßköpfe dienen als HF-Leistungsnormale.

Der Leistungsmeßbereich von Bolometer-Meßköpfen liegt zwischen  $10 \mu\text{W}$  und  $10 \text{mW}$ , sie werden in Koaxialleitertechnik bis  $18 \text{GHz}$  und in Hohlleitertechnik bis etwa  $150 \text{GHz}$  gebaut. Dank der Gleichstrom-Substitution sind Bolometer-Meßköpfe sehr lineare HF-Leistungsdetektoren, und Leistungsverhältnisse können mit sehr geringen Unsicherheiten gemessen werden. Der effektive Wirkungsgrad braucht hierfür nicht bekannt zu sein, wenn man in einem Leistungsbereich arbeitet (meist  $\leq 10 \text{mW}$ ), in dem  $\eta_{\text{eff}}$  praktisch leistungsunabhängig ist.

**Thermischer Leistungsmesser mit Thermoelement.** Als thermische Leistungsdetektoren werden häufig auch direkt geheizte Thermoelemente benutzt. Als integrierte Schaltung in Halbleiter- und Dünnschichttechnologie können sie mit sehr kleinen Abmessungen gebaut und so für Frequenzen bis  $100 \text{GHz}$  eingesetzt werden. Zur Entkopplung des Gleichstrom-Meßkreises für die Thermospannung von der Hochfrequenz-Speiseleitung und zur Steigerung der Empfindlichkeit werden zwei gleichartige Thermoelemente mit Kondensatoren für die Hochfrequenz parallel, für die Gleichspannung jedoch in Serie geschaltet. In einer häufig verwendeten Bauart ist ein Schenkel eines Metall-Halbleiter Thermoelementes als Metall-Dünnschichtwiderstand zur Leistungsabsorption ausgebildet, während der zweite Schenkel aus hochdotiertem Halbleitermaterial als Zuleitung niederohmig ist (Fig. 4.220). Die Empfindlichkeit dieses Leistungsdetektors beträgt etwa  $0,2 \text{VW}^{-1}$  und der Meßbereich liegt zwischen  $1 \mu\text{W}$  und  $100 \text{mW}$ . Da die HF-Meßleistung kapazitiv eingekoppelt wird, werden diese HF-Leistungssensoren mit einem im Meßgerät eingebauten HF-Referenzoszillator bekannter Leistung kalibriert.

**Leistungsmesser mit Gleichrichter.** Ohne thermische Umwandlung und daher mit kleinen Zeitkonstanten werden HF-Leistungen durch Gleichrichten des Spannungsabfalls an einem angepaßten Leitungs-Abschlußwiderstand gemessen. Die Gleichrichterdiode werden im quadratischen Bereich ihrer I-U Kennlinie betrieben (s. 4.3.2.2). Die vom Richtstrom an einem Lastwiderstand erzeugte Gleichspannung ist dann der absorbierten Leistung proportional.

Mit Low-Barrier-Schottky-Dioden werden Leistungen bis  $100 \text{pW}$  herab detektiert, über etwa  $10 \mu\text{W}$  wird der Bereich der leistungsproportionalen Anzeige überschritten. Die Empfindlichkeit ist gegenüber den thermischen Detektoren groß. Für breitbandige Detektordioden in koaxialer

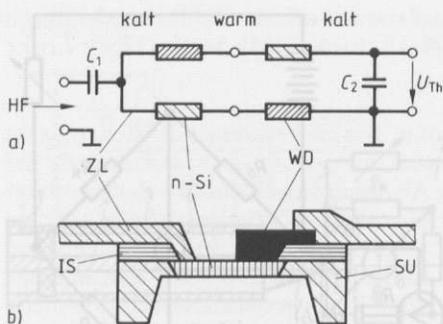


Fig. 4.220

HF-Leistungssensor mit zwei direkt geheizten Thermoelementen (nach Hewlett Packard (1977))

a) Zusammenschaltung der beiden Thermoelemente  
b) Schnittzeichnung eines Thermoelementes

C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub> Kondensatoren

U<sub>Th</sub> Thermospannung

WD Dünnsfilmwiderstand

n-Si n-Silizium (hochdotiert)

SU Siliziumsubstrat

ZL Zuleitung (Gold)

IS Isolierschicht

Bauforn werden bis 40 GHz Werte von etwa 400 VW<sup>-1</sup> und bis 50 GHz von 300 VW<sup>-1</sup> angegeben. In Hohlleitertechnik sind sie bis 100 GHz mit Empfindlichkeiten von etwa 500 VW<sup>-1</sup> erhältlich, und bis etwa 200 GHz fallen die Werte auf 75 VW<sup>-1</sup> ab.

Auch mit Feldeffekttransistoren – als passives Bauelement betrieben – können HF-Gleichrichterschaltungen aufgebaut werden (Krekels, Schiek u. Menzel (1992)). Bezüglich der Anpassung, des Leistungsbereiches und der Temperaturempfindlichkeit sind mit Feldeffekttransistoren gegenüber üblichen Detektordioden verbesserte Eigenschaften zu erzielen.

Meßbereichs-Erweiterung. Mit einer analogen, vor allem aber mit einer in neueren Geräten digitalen Signalverarbeitung der Detektor-Ausgangsspannung kann die Kennlinie im nicht leistungsproportionalen Bereich korrigiert und so der Meßbereich für eine lineare Anzeige erweitert werden. Hohe zu messende Leistungen werden dem Leistungsaufnehmer häufig über luft- oder auch ölkühlte kalibrierte Dämpfungsglieder zugeführt.

Durch Auskopplung definierter kleiner Leistungsanteile mittels Richtkoppler (s. 4.3.3.13), deren Nebenarm mit einem Leistungsmeßkopf abgeschlossen ist, lassen sich Leistungsmessungen ohne spezielle für hohe Leistungen ausgelegte Dämpfungsglieder bis in den hohen Wattbereich ausführen. Beträgt die Koppeldämpfung CdB, so ist die im Nebenarm gemessene Leistung durch

$$P_{\text{HF}}'' = P_{\text{HF}} \cdot 10^{-C/10} \quad (4.430)$$

(P<sub>HF</sub> Eingangsleistung in dem Hauptarm des Richtkopplers) gegeben. Der Hauptarm des Richtkopplers ist bei Verwendung als Abschluß-Leistungsmesser mit einer gut angepaßten, evtl. luft- oder wassergekühlten Last abgeschlossen. Um breitbandige Messungen ausführen zu können und um die Unsicherheiten hinreichend klein zu halten, sollte die Richtdämpfung des Kopplers nicht kleiner als 40 dB sein, der Reflexionsfaktor des Hauptarms sollte 0,02 nicht überschreiten.

Bei Bolometerkopplern (Fig. 4.221) ist ein Barretter- oder Thermistormeßkopf fest am Ausgang des Nebenarms montiert. Das Verhältnis

$$K_1 = \frac{P_s}{(P_{\text{HF}})_1} \quad \text{bzw.} \quad K_2 = \frac{P_s}{(P_{\text{HF}})_2} \quad (4.431)$$

(P<sub>s</sub> Gleichstrom-Substitutionsleistung im Bolometerelement des Nebenarms, (P<sub>HF</sub>)<sub>1</sub> zum Richtkoppler-Eingang laufende HF-Leistung, (P<sub>HF</sub>)<sub>2</sub> den Richtkoppler-Ausgang verlassende Hochfrequenz-Leistung) wird als Kalibrierungsfaktor K<sub>1,2</sub> bezeichnet; K<sub>1</sub> wird bei Verwendung als Abschlußleistungsmesser, K<sub>2</sub> bei Verwendung als Durchgangsleistungsmesser benutzt.

$$(P_{\text{HF}})_{1,2} = \frac{P_s}{K_{1,2}} \quad (4.432)$$

Bei hinreichend hoher Richtdämpfung und kleinen Reflexionen (s. o.) liegen die relativen Unsicherheiten aufgrund der Kopplungseigenschaften etwa zwischen 1 · 10<sup>-3</sup> und 1 · 10<sup>-2</sup>.

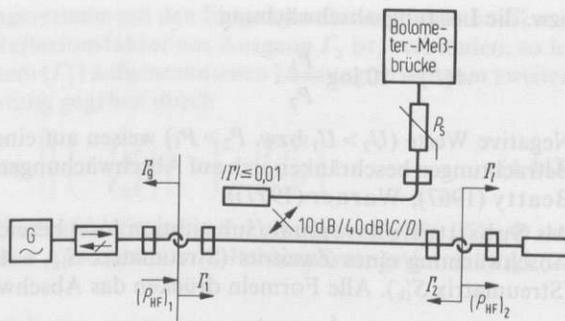


Fig. 4.221 Bolometer-Koppler zur Meßbereichs-Erweiterung  $G$  Generator,  $(P_{HF})_1$  Hochfrequenz-Eingangsleistung in den Hauptarm des Richtkopplers,  $(P_{HF})_2$  Hochfrequenz-Ausgangsleistung aus dem Hauptarm des Richtkopplers,  $P_s$  Gleichstrom-Substitutionsleistung, gemessen im Bolometer-Meßkopf im Nebenarm,  $\Gamma_g$  Reflexionsfaktor vom Generator,  $\Gamma_1$  Reflexionsfaktor vom Eingang des Koppler-Hauptarmes,  $\Gamma_2$  Reflexionsfaktor vom Ausgang des Koppler-Hauptarmes,  $\Gamma$  Reflexionsfaktor von der Abschlußlast

$$(P_{HF})_1 = \frac{P_s}{K_1}, \quad (P_{HF})_2 = \frac{P_s}{K_2}$$

$K_{1,2}$  Kalibrierungsfaktoren nach Gl. (4.431)

Durchflußkalorimeter für hohe Leistungen. Hohe Leistungen (im 100-W- und kW-Bereich) sind mit einem Durchfluß-Kalorimeter direkt bestimmbar, bei dem eine mit konstanter Geschwindigkeit strömende Flüssigkeit (z. B. Öl bei MHz-Frequenzen, Wasser bei GHz-Frequenzen) als angepaßte Abschlußlast in ein Hohl- oder Koaxialleitersystem eingesetzt ist. Die absorbierte Hochfrequenzleistung ist dann

$$P = \frac{\Delta m}{\Delta t} \cdot c_p \cdot \Delta T \quad (4.433)$$

( $\Delta m/\Delta t$  Flüssigkeitsmasse/Zeit,  $c_p$  spezifische Wärme,  $\Delta T$  Temperaturerhöhung).

Mit einer zwischen Ein- und Ausfluß eingefügten Heizwicklung wird eine Gleichstrom-Kalibrierung möglich, mit der die kalorimetrischen Verluste hinreichend genau erfassbar sind. Je nach konstruktivem und meßtechnischem Aufwand liegen die relativen Meßunsicherheiten zwischen 1% und 10%.

Bayer (1967); Montgomery (1947); Reich u. a. (1947); Schiek (1984); Tischer (1958)

**Abschwächungsmessungen** Begriffe und Definitionen. Wird ein beliebiges passives oder aktives Zweitor in eine Hochfrequenzleitung eingesetzt, so sind Eingangs- und Ausgangsspannungen (bzw. Eingangs- und Ausgangsleistung) unterschiedlich, da jedes reale Bauteil verlust- und reflexionsbehaftet ist oder – im Falle eingebauter aktiver Elemente (Verstärker) – einen Spannungs- oder Leistungsgewinn erzeugen kann. Ist  $U_1$  die Eingangs- und  $U_2$  die Ausgangsspannung (bzw.  $P_1$  die Eingangs- und  $P_2$  die Ausgangsleistung), so definiert man die Spannungsabschwächung (s. Gl. (4.321), (4.322)).

$$A(U) = 20 \log \frac{U_1}{U_2} \quad (4.434)$$

bzw. die Leistungsabschwächung

$$A(P) = 10 \log \frac{P_1}{P_2}. \quad (4.435)$$

Negative Werte ( $U_2 > U_1$  bzw.  $P_2 > P_1$ ) weisen auf eine Verstärkung hin. Die folgenden Betrachtungen beschränken sich auf Abschwächungen durch passive Bauteile (Kerns u. Beatty (1967), Warner (1977)).

Als Substitutionsverlust (substitution loss) bezeichnet man den Unterschied in der Abschwächung eines Zweitors (Streumatrix  $S_{ik}$ , s. 4.3.3.6) gegenüber einem anderen (Streumatrix  $S'_{ik}$ ). Alle Formeln drücken das Abschwächungsverhältnis in dB aus.

$$L_S = 10 \log \left\{ \frac{|S'_{21}|^2 |(1 - S_{11}\Gamma_g)(1 - S_{22}\Gamma_l) - S_{12}S_{21}\Gamma_g\Gamma_l|^2}{|S_{21}|^2 |(1 - S'_{11}\Gamma_g)(1 - S'_{22}\Gamma_l) - S'_{12}S'_{21}\Gamma_g\Gamma_l|^2} \right\} \quad (4.436)$$

$\Gamma_g$  und  $\Gamma_l$  sind die generator- und lastseitigen Reflexionsfaktoren, vom Einfügungspunkt aus gesehen. Ist das Bezugs-Zweitor ( $S'_{ik}$ ) so beschaffen, daß es ein idealer Übertrager ist und die gesamte verfügbare Generatorleistung auf die Last überträgt, so ist der Übertragungs-Verlust (transducer loss) beim Ersatz durch einen beliebigen Abschwächer ( $S_{ik}$ )

$$L_T = 10 \log \left\{ \frac{|(1 - S_{11}\Gamma_g)(1 - S_{22}\Gamma_l) - S_{12}S_{21}\Gamma_g\Gamma_l|^2}{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_g|^2)(1 - |\Gamma_l|^2)} \right\} \quad (4.437)$$

Ist das Bezugs-Zweitor eine ideale verlust-, reflexions- und phasenänderungsfreie Verbindung ( $S'_{11} = S'_{22} = 0$ ,  $S'_{12} = S'_{21} = 1$ ), so spricht man vom Einfügungsverlust (insertion loss)

$$L_I = 10 \log \frac{|(1 - S_{11}\Gamma_g)(1 - S_{22}\Gamma_l) - S_{12}S_{21}\Gamma_g\Gamma_l|^2}{|S_{21}|^2 |1 - \Gamma_g\Gamma_l|^2} \quad (4.438)$$

Wird der Einfügungsverlust in einem idealen Meßsystem  $\Gamma_g = 0$ ,  $\Gamma_l = 0$  bestimmt, so hängt der gemessene Abschwächungswert nur noch von dem Streuparameter  $S_{21}$  des Meßobjektes (nicht mehr von System-Eigenschaften) ab und wird als Dämpfung bezeichnet

$$L_A = A = 10 \log \frac{1}{|S_{21}|^2}. \quad (4.439)$$

Die der Eingangs-Reflexion des Meßobjektes zurückzuschreibende Dämpfungskomponente ist

$$A_R = 10 \log \frac{1}{1 - |S_{11}|^2} \quad (4.440)$$

und die durch Absorption bedingte Komponente

$$A_A = 10 \log \frac{1 - |S_{11}|^2}{|S_{21}|^2}, \quad A_R + A_A = A. \quad (4.441)$$

Die maximalen Meßunsicherheiten  $|\delta A|$ , die bei der Bestimmung der Dämpfung durch Vernachlässigung der Fehlanpassung ( $|\Gamma_g| \neq 0$ ,  $|\Gamma_l| \neq 0$ ) auftreten können, sind in Tab. T. 4.09 in Band 3 angegeben.

Werden nacheinander zwei Leitungssysteme mit den Eingangsreflexionsfaktoren  $\Gamma'_1$  und  $\Gamma_1$  mit einem Generator, dessen Reflexionsfaktor am Ausgang  $\Gamma_g$  ist, verbunden, so ist das Verhältnis der vom ersten System ( $\Gamma'_1$ ) aufgenommenen Leistung zu der vom zweiten System ( $\Gamma_1$ ) aufgenommenen Leistung gegeben durch

$$L_{M'M} = 10 \log \frac{P'}{P} = 10 \log \left\{ \left| \frac{1 - \Gamma_g \Gamma_1}{1 - \Gamma_g \Gamma'_1} \right|^2 \cdot \frac{1 - |\Gamma'_1|^2}{1 - |\Gamma_1|^2} \right\}. \quad (4.442)$$

Ist das System 1 ideal an den Wellenwiderstand der Leitung angepaßt ( $\Gamma'_1 = 0$ ), so bezeichnet man den entsprechenden Ausdruck als  $Z_0$ -Fehlanpassungsverlust ( $L_M$ ) ( $Z_0$  mismatch loss)

$$L_M = 10 \log \left\{ \frac{|1 - \Gamma_g \Gamma_1|^2}{1 - |\Gamma_1|^2} \right\}. \quad (4.443)$$

Bei angepaßtem Generator wird hieraus

$$L_{M0} = 10 \log \frac{1}{1 - |\Gamma_1|^2}. \quad (4.444)$$

Genügt das Bezugssystem der Bedingung  $\Gamma_1^* = \Gamma_g$ , so wird die maximal verfügbare Generatorleistung von diesem aufgenommen. Der hierauf bezogene Verlustausdruck heißt konjugierter Fehlanpassungsverlust ( $L_C$ ) (conjugate mismatch loss)

$$L_C = 10 \log \left\{ \frac{|1 - \Gamma_g \Gamma_1|^2}{(1 - |\Gamma_g|^2)(1 - |\Gamma_1|^2)} \right\}. \quad (4.445)$$

Abschwächungen werden meist durch Vergleich der unbekanntenen Dämpfungsstrecke mit derjenigen eines kalibrierten variablen Abschwächers bestimmt (z. B. Eichleitung, Rotations-Dämpfungsglied, Hohlleiter unterhalb der Grenzfrequenz). Die Substitution kann in Reihen- oder Parallelschaltung erfolgen (s. Technische Schaltung für Dämpfungs-Substitutionsmessungen).

Bei Verwendung eines Spannungs- oder Leistungsmessers kann die Dämpfung direkt aus dem Verhältnis der gemessenen Spannungen bzw. Leistungen nach (4.434) bzw. (4.435) bestimmt werden.

Mit dieser Spannungs- bzw. Leistungsverhältnis-Methode lassen sich mit gut angepaßten geeigneten Generatoren und Leistungsmeßgeräten Meßunsicherheiten von wenigen 0,001 dB/10 dB in einem Dynamikbereich von etwa 30 dB erreichen (Bayer (1974 u. 1975); Warner (1977)).

Beispiel: Ein Zweipol mit der Streumatrix  $S = \begin{pmatrix} 0,02 & 0,1 \\ 0,91 & 0,05 \end{pmatrix}$  wird in ein Leitungssystem ein-

gefügt, dessen Reflexionsfaktoren generatorseitig  $\Gamma_g = 0,35$  und abschlussseitig  $\Gamma_1 = 0,15$  sind. Aus  $b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2$ ;  $b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2$  findet man mit  $\Gamma_1 = b_1/a_1$  und  $\Gamma_g = a_2/b_2$ :  $\Gamma_1 = S_{11} + S_{12}S_{21}/(1 - S_{22}\Gamma_1) = 0,1117$ . Mit (4.443) wird der  $Z_0$ -Fehlanpassungsverlust  $L_M = -0,29$  dB (Gewinn!, d. h. bei Fehlanpassung wird mehr Leistung aufgenommen als bei Anpassung). Nach (4.445) wird  $L_C = 0,28$  dB. Nach (4.437) erhält man für den Übertragungsverlust  $L_T = 1,32$  dB, nach (4.438) für den Einfügungsverlust  $L_I = 1,12$  dB und nach (4.439) für die Vorwärtsdämpfung  $A_v = 0,82$  dB und die Rückwärtsdämpfung  $A_r = 20$  dB.

Eichleitungen. Zur Dämpfungsmessung in koaxialen Leitungssystemen sind Eichleitungen als Bezugsdämpfungsglieder besonders geeignet. Konstruktiv bestehen diese aus Dämpfungsvierpolen, die aus ohmschen Widerständen in  $\pi$ - oder T-Schaltung (s. 4.3.3.10) zusammengesetzt sind.

Ein- und Ausgang der Dämpfungskette sind an den Wellenwiderstand des Leitungssystems gut angepaßt (z. B.  $50\ \Omega$ ,  $75\ \Omega$ ,  $s \leq 1,1$ ). Die stufenweise schaltbaren Einzelelemente sind bezüglich ihrer Abschwächung in dB dekadisch aneinander gereiht, z. B. in Stufen  $10 \times 0,1\ \text{dB}$ ,  $10 \times 1\ \text{dB}$  und  $10 \times 10\ \text{dB}$ , was insgesamt eine Maximalabschwächung von  $111\ \text{dB}$  ergibt. Hinzu kommt die unvermeidliche Grunddämpfung (bei Schalterstellung  $0\ \text{dB}$ ), die je nach Frequenz etwa zwischen  $0,1\ \text{dB}$  und  $1\ \text{dB}$  liegt. Der gewünschte Dämpfungswert wird dadurch eingestellt, daß die nicht benutzten Glieder durch Schalter aus der Reihenschaltung herausgenommen werden (im Gegensatz zu den Kettenleitern, die auch als Bezugsabschwächer benutzbar sind. Hier bleibt die Kette immer als Ganzes zusammen, an den Verbindungsstellen der Einzeldämpfungsglieder kann die Bezugsspannung abgegriffen werden). Handelsübliche Typen sind heute – vor allem für Frequenzen im kHz-, MHz- und unteren GHz-Bereich – bis etwa  $140\ \text{dB}$  Gesamtdämpfung auch als rechnersteuerbare Geräte erhältlich.

Die Unsicherheiten liegen – je nach Güteklasse des Gerätes – meist zwischen  $0,01\ \text{dB}/10\ \text{dB}$  und  $0,5\ \text{dB}/10\ \text{dB}$ . Die Reproduzierbarkeit der Einstellung ist von den Kontakten der Umschalter abhängig. Bei Frequenzen im kHz- und MHz-Bereich lassen sich die Werte bei Spitzengeräten auf etwa  $0,005\ \text{dB}/10\ \text{dB}$  reproduzieren (Kraus (1980)). Koaxiale schaltbare Stufen-Abschwächer sind handelsmäßig bis zur oberen Frequenz von  $60\ \text{GHz}$  erhältlich; mit wachsender Frequenz erhöht sich die Fehlanpassung (Welligkeitsfaktor  $s$ ): z. B. bis  $8\ \text{GHz}$  ist  $s \leq 1,5$ , bis  $26,5\ \text{GHz}$  ist  $s \leq 2,0$  und bis  $60\ \text{GHz}$  ist  $s \leq 2,3$  (s. 4.3.4.2). Als Bezugsdämpfungsglieder in Hohlleiterschaltungen sind Rotationsdämpfungsglieder (s. 4.3.3.10) besonders geeignet.

Technische Schaltungen für Dämpfungs-Substitutionsmessungen. Mittels Substitutionsverfahren sind hohe Dämpfungsmeßbereiche bis  $120\ \text{dB}$  erreichbar und Linearitätsabweichungen des Detektors bei der Leistungsverhältnis-Methode werden vermieden. Man unterscheidet je nach Art der Dämpfungssubstitution im wesentlichen folgende Verfahren: Hochfrequenz (HF) –, Zwischenfrequenz (ZF) – und Niederfrequenz (NF)-Substitution. (Chang (1989); Meinke u. Gundlach (1986); Warner (1977)).

Bei HF-Substitutionsverfahren wird die auszumessende Dämpfungsstrecke mit einem kalibrierten Abschwächer (z. B. Eichleitung, Rotationsdämpfungsglied) verglichen, und zwar entweder in Reihen- oder in Parallelschaltung (Fig. 4.222). Wesentlich dabei ist, daß die Leitungsabschnitte, in die das zu messende und das Bezugs-Dämpfungsglied eingesetzt sind, last- und generatorseitig gut angepaßt sind ( $\Gamma_g \approx \Gamma_l \approx 0$ ), damit gemäß (4.438) und (4.439) der vom Meßsystem unabhängige Dämpfungswert des Meßobjektes ermittelt wird. Variable Abschwächer sollten am Eingang und Ausgang mit einer Einwegleitung zur Vermeidung von Rückwirkungen versehen sein (s. 4.3.3.14). Bei Parallelschaltung kann z. B. durch Einbau zweier synchron betriebener elektronischer Schalter zwischen beiden Kanälen eine schnelle Umschaltung zwischen Meß- und Vergleichskanal erfolgen (Schaltfrequenz z. B.  $100\ \text{Hz}$  oder  $1\ \text{kHz}$ ). Ist ein selektiver Empfänger auf die Schaltfrequenz abgestimmt, so verschwindet das Empfangssignal bei Abgleich beider Ausgangssignale auf gleiche Amplitude. Der Meßbereich richtet sich nach dem Bereich des kalibrierten Bezugsdämpfungsgliedes.

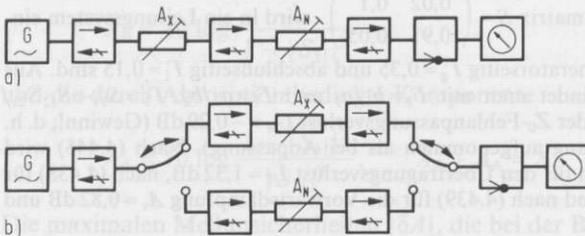


Fig. 4.222 Prinzipielle Meßschaltungen für Dämpfungsmeßplätze

a) Reihen-Substitution, b) Parallel-Substitution,  $A_X$  auszumessendes Dämpfungsglied,  $A_N$  variables kalibriertes Normaldämpfungsglied

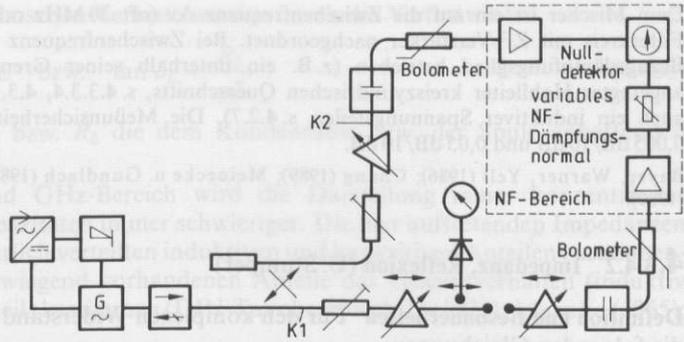


Fig. 4.223 Zweikanal-Dämpfungsmeßplatz für Niederfrequenz-Substitution  
 $K_1$  Meßkanal,  $K_2$  Vergleichskanal

Ein Schaltbeispiel für NF-Substitution in Zweikanaltechnik zeigt Fig. 4.223. Der Hochfrequenz-Generator wird mit Niederfrequenz (z. B. 1 kHz) amplitudenmoduliert; die Folgeschaltung ist in einen Meß- und Vergleichskreis aufgespalten, die mit einem demodulierbaren Detektor (z. B. Barreter-Meßkopf) abgeschlossen sind. Die hier abgenommene Niederfrequenzspannung wird über ein kalibriertes Niederfrequenz-Dämpfungsnormal (z. B. einem Widerstandsteiler oder induktiven Spannungsteiler) einem Nulldetektor zugeführt; die Niederfrequenzspannung der beiden Kanäle wird nach Amplitude und Phase abgeglichen. Abweichungen der Detektor-Kennlinie vom leistungsproportionalen Verlauf verursachen Meßunsicherheiten, die bei hinreichend kleiner HF-Eingangsleistung ( $P_{HF} \leq 1 \text{ mW}$ )  $\pm 0,02 \text{ dB}/10 \text{ dB}$  nicht überschreiten. Das Verfahren ist für Messungen von Dämpfungen bis etwa 35 dB in einem Schritt geeignet.

Dämpfungsmessungen mittels ZF-Substitution (Fig. 4.224) werden vor allem zur Messung hoher Dämpfungsdifferenzen bis etwa 120 dB angewandt. Hierbei wird die vom Generator kommende HF-Leistung der Frequenz  $\nu$  nach Durchgang durch den zu vermessenden Abschwächer einem Mischer zugeführt, in dem von einem Überlagerungsoszillator ein Signal der Frequenz  $\nu + \Delta\nu$  eingespeist wird.

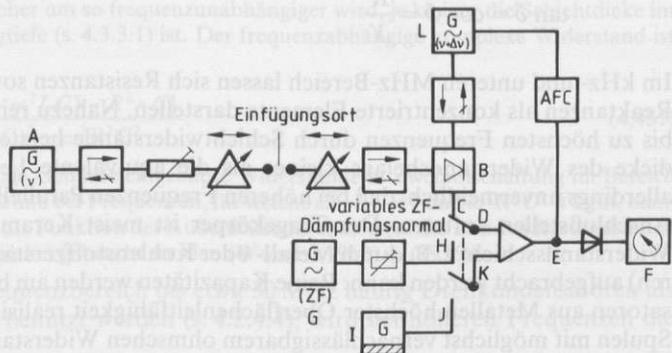


Fig. 4.224 Dämpfungsmeßplatz nach dem Verfahren der Zwischenfrequenz-Parallel-Substitution.  
 Das Ausgangssignal vom Meßobjekt (Schaltweg ABCDEF) wird mit dem Ausgangssignal von ZF-Dämpfungsnormal (Schaltweg GHDEF) verglichen. Dem Mischdetektor wird vom Überlagerungs-Generator (Weg LB) ein Signal der Frequenz  $\nu + \Delta\nu$  zugeführt. Bei Schalterstellung HD wird zusätzlich über IJKEF ein Rauschsignal eingespeist, das dem Rauschbeitrag vom Mischdetektor entspricht und diesen eliminiert

Dem Mischer ist ein auf die Zwischenfrequenz  $\Delta\nu$  (oft 30 MHz oder 60 MHz) abgestimmter Filterkreis mit ZF-Verstärker nachgeordnet. Bei Zwischenfrequenz wird auch das kalibrierte Bezugsdämpfungsglied betrieben (z. B. ein unterhalb seiner Grenzfrequenz im  $H_{11}$ -Modus angeregter Hohlleiter kreiszylindrischen Querschnitts, s. 4.3.3.4, 4.3.3.10; bei kHz-Frequenzen auch ein induktiver Spannungsteiler, s. 4.2.7). Die Meßunsicherheiten liegen meist zwischen 0,005 dB/10 dB und 0,05 dB/10 dB.

Bayer, Warner, Yell (1986); Chang (1989); Meinecke u. Gundlach (1986); Warner (1977); Weinert (1980).

#### 4.3.4.2 Impedanz, Reflexion (U. Stumper)

**Definition und Besonderheiten** Für den komplexen Widerstand  $Z$ , die Impedanz, gelten die folgenden Gleichungen

$$Z = |Z|e^{j\phi} = R + jX = \frac{1}{Y} = (|Y|e^{-j\phi})^{-1} = (G + jB)^{-1} \quad (4.446)$$

Über die Definition und Bedeutung von Impedanz  $Z$  und Admittanz  $Y$  sowie deren reelle und imaginäre Komponenten wird auf 4.2.1.3 verwiesen. Die Komponenten von  $Z$  und  $Y$  sind durch folgende Relation miteinander verknüpft:

$$\begin{aligned} \text{Konduktanz } G &= \frac{R}{R^2 + X^2} & \text{Resistanz } R &= \frac{G}{G^2 + B^2} \\ \text{Suszeptanz } B &= \frac{-X}{R^2 + X^2} & \text{Reaktanz } X &= \frac{-B}{G^2 + B^2} \end{aligned} \quad (4.447)$$

Nach Gl. (4.83) gilt für den Phasenwinkel  $\phi = \arctan(X/R)$ . Der Winkel  $\delta = (\pi/2) - \phi$  hat als „Verlustwinkel“ in der Hochfrequenztechnik besondere Bedeutung; er ist ein Maß für die in einem Bauteil bei einer vorgegebenen Frequenz auftretenden ohmschen Verluste

$$\tan \delta = \cot \phi = \frac{R}{X} \quad (4.448)$$

Im kHz- und unteren MHz-Bereich lassen sich Resistenzen sowie positive und negative Reaktanzen als konzentrierte Elemente darstellen. Nahezu reine Wirkwiderstände sind bis zu höchsten Frequenzen durch Schichtwiderstände herstellbar, wobei die Schichtdicke des Widerstandsbelags kleiner als die äquivalente Leitschichtdicke ist. Es ist allerdings unvermeidlich, daß bei höheren Frequenzen Parallelkapazitäten zwischen den Anschlußstellen auftreten. Der Tragekörper ist meist Keramik oder Glas, wobei die Widerstandsschicht z. B. durch Metall- oder Kohlenstoffzerstäubung (Aufdampfverfahren) aufgebracht werden kann. Reine Kapazitäten werden am besten durch Luftkondensatoren aus Metallen höchster Oberflächenleitfähigkeit realisiert; Induktivitäten durch Spulen mit möglichst vernachlässigbarem ohmschen Widerstand der Drahtwicklungen.

In diesen Fällen gilt

$$X = \frac{1}{\omega C} \quad (\text{Kapazitive Reaktanz}) \quad (4.449)$$

bzw.  $X = \omega L$  (Induktive Reaktanz)

Die unvermeidlichen ohmschen Verluste werden durch die Verlustwinkel

$$\tan \delta_C = \omega R_C C \quad \text{bzw.} \quad \tan \delta_L = \frac{R_L}{\omega L} \quad (4.450)$$

ausgedrückt, wobei  $R_C$  bzw.  $R_L$  die dem Kondensator bzw. der Spule anhaftenden ohmschen Verluste sind.

Im höheren MHz- und GHz-Bereich wird die Darstellung reiner konzentrierter Induktivitäten oder Kapazitäten immer schwieriger. Die hier auftretenden Impedanzen sind meist aus kontinuierlich verteilten induktiven und kapazitiven Anteilen zusammengesetzt, wobei die überwiegend vorhandenen Anteile das Gesamtverhalten (induktiv oder kapazitiv) des Bauteils bestimmen (DIN-Taschenbuch 22 (1978); Meinke (1965); Rint (1978)).

**Meßbrücken für komplexe Widerstände und Leitwerte** Die in der Niederfrequenzmeßtechnik üblichen Schaltungen (s. 4.2.4.4, 4.2.5.4 und 4.2.6.4) für Brücken zur Messung komplexer Widerstände oder Leitwerte lassen sich zum Teil auch im Hochfrequenzbereich anwenden. Dabei werden Widerstandsmeßbrücken vorzugsweise für kleinere Werte (bis etwa  $30 \Omega$ ), Leitwertsmeßbrücken für größere Werte des Widerstandes, und zwar bei Frequenzen bis einige hundert MHz benutzt. Eine Voraussetzung für möglichst geringe Meßunsicherheiten ist die eindeutige Erdung sowie die Schirmung von Einzelkomponenten der Brücke. Bei letzteren sowie bei Verbindungsleitungen machen sich zudem die hochfrequenzwirksamen residuellen Wirk- und Blindwiderstände bemerkbar, so daß im Einzelfall eine gründliche Analyse des Brückenabgleichs und der Auswertung der Messungen nötig ist. Beim Aufbau aus Widerständen, Kondensatoren und Induktoren wird die Koaxialtechnik angewandt. Zur Brückenabstimmung werden variable Kondensatoren bevorzugt.

Da gewendelte oder gar Drahtwiderstände wegen hoher Induktivität ausscheiden, müssen Dünnschichtwiderstände (Kohle-, Nickel-Chrom-, Zinnoxid-Schicht auf Keramikrohr ohne Drahtanschlüsse) verwendet werden.

Das Ersatzschaltbild (Fig. 4.225) umfaßt die Kapazität  $C$  der Enden, die Längsinduktivität  $L$  und den Wirkwiderstand  $R$ , welcher um so frequenzunabhängiger wird, je kleiner die Schichtdicke im Vergleich zur Skin-Eindringtiefe (s. 4.3.3.1) ist. Der frequenzabhängige komplexe Widerstand ist dann (Kreisfrequenz  $\omega$ ):

$$Z = \frac{R + j\omega\{L(1 - \omega^2 LC) - R^2 \cdot C\}}{(1 - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 R^2 C^2} \quad (4.451)$$

Für als Innenleiter in koaxiale Gehäuse eingebaute Widerstände in Zweipolschaltung im Bereich von etwa  $20 \Omega$  bis etwa  $200 \Omega$  und bei Frequenzen, für welche  $\omega^2 \cdot LC \ll 1$  und  $\omega^2 R^2 C^2 \ll 1$  gilt, kann durch geeignete Wahl von  $L$  als Funktion des Außenleiterdurchmessers der Blindwiderstandsanteil in Gl. (4.451) zum Verschwinden gebracht werden (Woods (1962) u. (1976)).

Während im unteren Frequenzbereich bis etwa 30 MHz häufig Drehkondensatoren als variable Kondensatoren benutzt werden (s. 4.2.4.4), wird bei höheren Frequenzen die

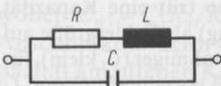


Fig. 4.225 Ersatzschaltbild eines Widerstandes bei Hochfrequenz



Fig. 4.226 Ersatzschaltbild eines variablen Kondensators bei Hochfrequenz

Koaxialbauweise (Kapazitätsbereich maximal etwa 300 pF) empfohlen. Das Ersatzschaltbild eines Kondensators (Fig. 4.226) umfaßt neben der Kapazität  $C$  auch eine Längsinduktivität  $L$  und einen im allgemeinen sehr kleinen Widerstand  $R$  mit  $R^2 \ll L/C$  und  $R \ll \omega L$ . Für die frequenzabhängige Admittanz  $Y$  gilt dann genähert

$$Y \approx \frac{\omega^2 C^2 R}{(1 - \omega^2 LC)^2} + j\omega \frac{C}{(1 - \omega^2 LC)} \quad (4.452)$$

Bei der Abstimmung von Brücken (und Resonanzkreisen, s. 4.2.4.4) ist zu beachten, daß eine Änderung von  $C$  auch eine Änderung  $\Delta G$  des Wirkleitwerts (Konduktanz) gemäß

$$|\Delta G| \approx |\omega^2 R \{C_2^2 - C_1^2\}| \quad (4.453)$$

hervorruft ( $L$  und  $R$  hier konstant), wobei  $C_2$  und  $C_1$  die zur Abstimmung führenden Kapazitätswerte mit und ohne Prüfling sind.  $\Delta G$  tritt dann als Fehler bei der Bestimmung insbesondere sehr kleiner Wirkleitwerte (z. B. bei der Messung sehr kleiner dielektrischer Verluste) und gleichzeitig vorhandenen großen Blindleitwerten  $\omega \cdot (C_1 - C_2)$  störend hervor (Woods (1976)).

Im Realfall ist mit der Variation von  $C$  auch eine Variation von  $L$  verknüpft. Für ein variables Kapazitätsnormal muß deshalb die an den Anschlußklemmen wirksame Kapazität  $C_w = C/(1 - \omega^2 LC)$  durch Kalibrierung bestimmt werden (Koaxialkondensator s. Woods (1957)).

Koaxialleitungsstücke fester Länge (ohne dielektrische Stützen: „air lines“) können als berechenbare Kapazitäts- oder Induktivitäts-Normale dienen, wenn sie an einem Ende mit einer bekannten Streukapazität („Leerlauf“), beziehungsweise mit einem Kurzschluß, abgeschlossen werden (Weinschel (1964, 1990); Woods (1960); Zorzy (1966)). Spulen benutzt man wegen ihres Serienwiderstandes und ihrer Eigenkapazität im Hochfrequenzbereich nicht als Normale.

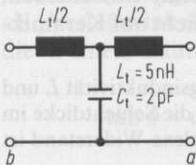


Fig. 4.227

Ersatzvierpol eines 3 cm langen 50- $\Omega$ -Koaxialkonn timers (nach Woods (1976))

a Prüflingsanschluß  
b Meße ebene

Zum Anschluß von Prüflingen an Brücken werden koaxiale Konnektoren (für Präzisionsmessungen möglichst mit definierter Anschlußebene) bevorzugt. Serienkapazität  $C_1$  und Längsinduktivität  $L_1$  ihres Ersatzvierpols (Fig. 4.227) führen zu im wesentlichen frequenzunabhängigen systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Blindkomponente in Gegenwart einer wesentlich von Null verschiedenen Wirkkomponente des Widerstands oder Leitwerts des in der Ebene  $a$  angeschlossenen Prüflings, wenn die Brückenmessung sich auf die Ebene  $b$  bezieht. Wird bei einer Widerstandsmeßbrücke der Erstabgleich für einen Kurzschluß in  $a$  und der zweite Abgleich für den Prüfling mit Impedanz  $Z_X = R_X + j\omega L_X$  durchgeführt, so tritt als Fehlergröße eine Induktivität  $-C_1 R_X^2$  ( $-0,125 \mu\text{H}$  für  $R_X = 250 \Omega$  und für die in Fig. 4.227 dargestellte 50  $\Omega$ -Leitung von 3 cm Länge) auf. Wird bei einer Leitwertmeßbrücke zuerst gegen einen Leerlauf in  $a$  und dann bei angeschlossenem Prüfling mit Admittanz  $Y_X = G_X + j\omega C_X$  abgeglichen, so tritt eine Kapazität  $-L_1 G_X^2$  ( $-50 \text{ pF}$  für  $G_X = 0,1 \text{ S}$  und für die in Fig. 4.227 dargestellte Leitung) als Fehlergröße auf (Woods (1976)). Prinzipiell ist deshalb für den ersten Fall ein möglichst hochohmiger ( $C_1$  klein), für den zweiten Fall ein möglichst niederohmiger ( $L_1$  klein) Konnektoranschluß vorteilhaft.  $C_1$  und  $L_1$  müssen durch Kalibrierung oder durch Berechnung aus den geometrischen Daten des Konnektors bestimmt werden (Woods (1957)).

Zur Messung der Impedanz  $R_X + j\omega L_X$  bei Frequenzen bis etwa 30 MHz wird die einen variablen Normalwiderstand zum Abgleich der Wirkkomponente enthaltende Maxwell-Wien-Brücke herangezogen (s. 4.2.6.4). Die relative Meßunsicherheit wird mit etwa  $\pm 3\%$  (Jones u. Anson (1974)) angegeben.

Eine weitere Widerstandsmeßbrücke, die Schering-Brücke, wird bis etwa 60 MHz mit relativen Meßunsicherheiten von maximal  $\pm 2\%$  (Jones u. Anson (1974)) zur Bestimmung des komplexen Widerstandes  $R_X + jX_X$  induktiver und kapazitiver Prüflinge (Anschluß an  $KK'$ , Fig. 4.228) verwendet. Sie wird zunächst für einen Kurzschluß (Werte der Brückennormale  $C_{w1} = C_3 R_H / R_2$ ,  $C_{B1} = C_3 R_1 / R_2$  und dann erneut für den Prüfling (Werte  $C_{w2}$ ,  $C_{B2}$ ) abgeglichen. Im Idealfall ist (ohne Berücksichtigung des Einflusses von Residuen)

$$R_X = \frac{R_2}{C_3} \cdot (C_{w2} - C_{w1}), \quad X_X = (1/\omega)(1/C_{B2} - 1/C_{B1}). \quad (4.454)$$

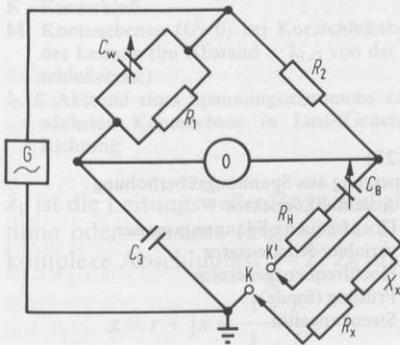


Fig. 4.228 Prinzipschaltbild der Schering-Widerstandsbrücke (ohne Abschirmung und Detektorübertrager)  
 $KK'$  Anschlußkonnektor, 0 Nulldetektor,  $C_w$ ,  $C_B$  variable Kapazitätsnormale,  $R_H$  Hilfsresistor, G Hochfrequenzgenerator

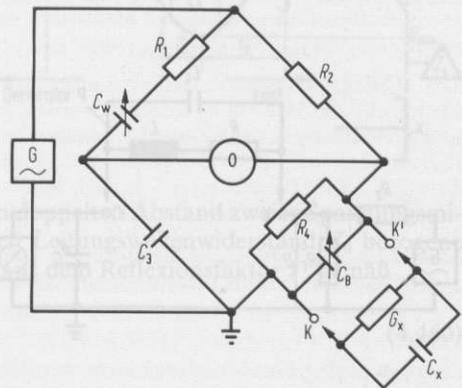


Fig. 4.229 Prinzipschaltbild der Schering-Leitwertbrücke (ohne Abschirmung und Detektorübertrager)  
 $KK'$  Anschlußkonnektor, 0 Nulldetektor,  $C_w$ ,  $C_B$  variable Kapazitätsnormale, G Hochfrequenzgenerator

Als Meßbrücke zur Bestimmung des komplexen Leitwertes  $G_X + j\omega C_X$  steht für Frequenzen bis über 250 MHz die Schering-Leitwert-Brücke (und für Präzisionsmessungen die Doppel-T-, Brücke“, Woods (1957)) zur Verfügung. Im Idealfall der residuenfreien Brücke (Fig. 4.229) ist

$$G_X = \frac{C_3}{R_2} \cdot (1/C_{w2} - 1/C_{w1}), \quad C_X = C_{B1} - C_{B2}, \quad (4.455)$$

wobei  $C_{w1} = C_3 R_4 / R_2$ ,  $C_{B1} = C_3 R_1 / R_2$  die Werte der Brückennormale bei offenem Anschlußkonnektor (Leerlauf, für Präzisionsmessungen sind Abstrahlung und Streukapazität am offenen Konnektor zu beachten) und  $C_{w2}$ ,  $C_{B2}$  die Werte der Brückennormale bei angeschlossenem Prüfling bedeuten. Die relative Meßunsicherheit beträgt auch etwa  $\pm 2\%$  (Jones u. Anson (1974)).

Bei Frequenzen bis etwa 10 MHz stehen kommerzielle „LCR-Meter“ zur Verfügung. Dem Prüfling wird ein Strom eingeprägt und die Impedanz des Prüflings als Verhältnis von (komplex gemessenem) Spannungsabfall und Stromstärke bestimmt.

**Resonanzverfahren** Resonanzverfahren werden in der Hochfrequenzmeßtechnik (außer bei der Messung von Stoffkennwerten, s. 4.3.4.3) im Frequenzbereich bis etwa 250 MHz zur Bestimmung des Gütefaktors  $Q$  (s. 4.3.3.8) von Spulen (Eigenkapazität  $C_E$ ) angewendet, die mit einem festen oder variablen Kondensator  $C$  zu einem Parallel- oder Serienresonanzkreis zusammengeschaltet werden. Im ersten Fall wird der Gütefaktor durch Messung der Halbwertsbreite und der Resonanzfrequenz der Spannungs-Resonanzkurve bestimmt (s. 4.2.6.4). Im Falle des in kommerziellen „ $Q$ -Metern“ enthaltenen Serienresonanzkreises (Fig. 4.230) dient ein verlustarmer variabler Kondensator zur Abstimmung auf Resonanz. Liegt am Resonanzkreis eine Hochfrequenzspannung konstanter Frequenz und bekannter Amplitude  $|U|$  an ( $R_1$  einige  $m\Omega$ ,  $R_2 \gg R_1$ ), und wird mit dem (hochohmigen) Spannungsmesser  $V$  bei Resonanz eine Spannungsamplitude  $|U_R|$  gemessen, so ergibt sich

$$Q = \frac{C + C_E}{C} \cdot \left| \frac{U_R}{U} \right|. \quad (4.456)$$

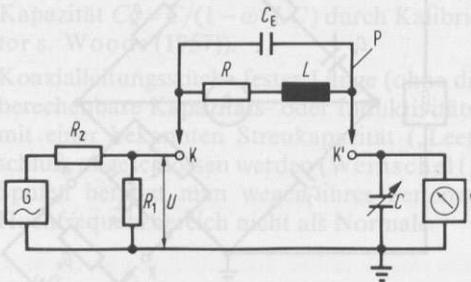


Fig. 4.230

Gütemessung aus Spannungsüberhöhung

KK' Anschlußkonnektor

V Hochfrequenz-Spannungsmesser

C variabler Kondensator

G Hochfrequenzgenerator

P Prüfling (Spule)

$C_E$  Streukapazität

$C_E$  muß für genauere Messungen gesondert ermittelt werden. Von Nachteil ist, daß der Prüfling auf einer Seite über einen endlich großen Widerstand  $R_1$  geerdet ist. Fehler treten infolge der Belastung der Resonanzkreise durch die Verluste der Kondensatoren  $C$  und den endlichen Eingangswiderstand der Spannungsmesser auf (Thurley (1971)).

Als Transfernormale für  $Q$ -Meter dienen Sätze abgeschirmter Spulen, deren Gütefaktoren beispielsweise mit Hilfe hochauflösender Admittanzmeßbrücken bestimmt werden (Stumper (1989a)).

**Impedanzbestimmung mit der Meßleitung** Wird eine homogene Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z_0$  durch eine komplexe Last abgeschlossen, deren Impedanz  $Z$  ist, so wird die einfallende Welle zum Teil reflektiert, mit dem komplexen Reflexionsfaktor

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (4.457)$$

Die hin- und rücklaufenden Wellen überlagern sich zu einer stehenden Teilwelle, wodurch Spannungsmaxima ( $U_{\max}$ ) und -minima ( $U_{\min}$ ) längs der Leitung entstehen. Tastet man dieses stehende Wellenfeld mit einer Detektor-Sonde ab, deren Antenne durch einen Längs-Schlitz in die Leitung eingeführt ist, so kann man aus dem Welligkeitsfaktor  $s = U_{\max}/U_{\min}$  und der Entfernung  $l_0$  des 1. Minimums von der Anschluß-Bezugsebene der Last (bzw. aus der Verschiebung der Minima gegenüber ihrer

Lage bei Leitungsabschluß mit einem idealen Kurzschluß  $|\Gamma| = 1$ ) Real- und Imaginärteil bzw. Betrag und Phase des Reflexionsfaktors bestimmen (Bestimmung großer  $s$  s. Groll (1969)):

$$|\Gamma| = \frac{s-1}{s+1} \quad (4.458)$$

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda_L} l_0 \pm \pi, \quad 0 \leq l_0 \leq \frac{\lambda_L}{4} \rightarrow +\pi, \quad \frac{\lambda_L}{4} \leq l_0 \leq \frac{\lambda_L}{2} \rightarrow -\pi \quad (4.459)$$

Fig. 4.231

Impedanzmessung mit der Meßleitung, Spannungsverlauf längs der Meßstrecke  $l$

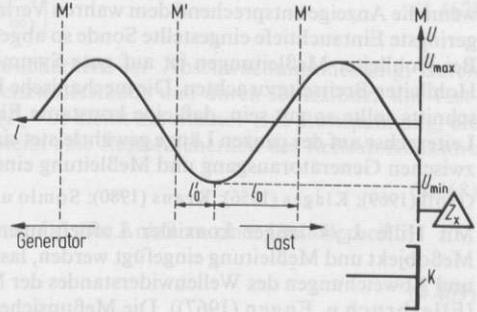
M Meßebene

$Z_X$  auszumessende Impedanz

K Kurzschluß

$M'$  Knotenebenen ( $U=0$ ) bei Kurzschlußabschluß der Leitung (im Abstand  $n \cdot \lambda_{L/2}$  von der Kurzschlußebene)

$l_0, l'_0$  Abstand eines Spannungsminimums von der nächsten Knotenebene in Last-(Generator)-Richtung



$\lambda_L$  ist die Leitungswellenlänge und gleich dem doppelten Abstand zweier Spannungsminima oder -maxima (Fig. 4.231). Die auf den Leitungswellenwiderstand  $Z_0$  bezogene komplexe Abschlußlast  $z = Z/Z_0$  findet man aus dem Reflexionsfaktor  $\Gamma$ , gemäß

$$z = r + jx = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (4.460)$$

wobei 
$$r = \frac{1 - |\Gamma|^2}{1 + |\Gamma|^2 - 2|\Gamma|\cos\Phi} \quad (4.461)$$

$$x = \frac{2|\Gamma|\sin\Phi}{1 + |\Gamma|^2 - 2|\Gamma|\cos\Phi} \quad (4.462)$$

Mit (4.460) und

$$\Gamma = |\Gamma|e^{j\Phi} = \Gamma' + j\Gamma'' \quad (4.463)$$

ergeben sich in der  $\Gamma$ -Ebene zwei Kreisscharen für konstante Werte von  $r$  und  $x$ :

$$\left(\Gamma' - \frac{r}{1+r}\right)^2 + \Gamma''^2 = \left(\frac{1}{1+r}\right)^2 \quad (\Gamma' - 1)^2 + \left(\Gamma'' - \frac{1}{x}\right)^2 = \left(\frac{1}{x}\right)^2 \quad (4.464)$$

Ihre Darstellung bezeichnet man als Smith-Diagramm (Tab. T 4.11 in Band 3).

Beispiel: Eine koaxiale Meßleitung wird bei der Meßfrequenz 1 GHz mit einer komplexen Last  $Z$  abgeschlossen. Durch Abtastung mit einer Detektorsonde erhält man  $s = 1,52$ . Die Verschiebung des Minimums ist  $l_0 = 4,11$  cm. Man erhält  $|\Gamma| = 0,52/2,52 = 0,206$ . Mit der Leitungswellenlänge  $\lambda_L = 30$  cm wird  $\Phi = \frac{4\pi}{30} \cdot 4,11 + \pi = 4,863$  ( $\Phi = 278,6^\circ$ ),  $l_0/\lambda_L = 0,137$  bzw.  $l'_0/\lambda_L = 0,363$ . In der

$\Gamma$ -Ebene wird um das Zentrum der Kreis mit  $|\Gamma| = 0,206$  ( $s = 1,52$ ) geschlagen und die Winkelgerade entsprechend  $\Phi = 4,863$  (Verbindung des Peripheriepunktes  $l_0/\lambda_L = 0,137$  bzw.  $l_0/\lambda_L = 0,363$  mit dem Nullpunkt). Im Schnitt der Winkelgeraden mit dem  $\Gamma$ -Kreis schneiden sich auch ein  $r$ -Kreis und ein  $x$ -Kreis. Man liest ab  $r = 0,976$ ,  $x = -0,416$ . Bei Bezug auf einen Leitungswellenwiderstand von  $50 \Omega$  lautet das Endergebnis  $Z = (48,8 - j20,8) \Omega$ .

Die Ankopplung der Sonde an das Leitungswellenfeld sollte grundsätzlich so schwach wie möglich erfolgen, um die Störung hinreichend klein zu halten. Hauptfehlerquellen sind: Abweichung der Detektor-Kennlinie vom idealen quadratischen (leistungsproportionalen) Verlauf, Reflexionen an der Sonde und den Anschluß-Konnektoren (innere Reflexionen), Feldstörungen durch den Längsschlitz, Leitungsdämpfung längs des Wellenfeldes innerhalb der Meßstrecke, Abweichung des Wellenwiderstandes vom Sollwert (z. B.  $50 \Omega$ ). Die Fehlereinflüsse können reduziert werden, wenn die Anzeige entsprechend dem wahren Verlauf der Detektor-Kennlinie korrigiert und die auf geringste Eintauchtiefe eingestellte Sonde so abgestimmt wird, daß ihr Blindleitwert verschwindet. Bei Hohlleiter-Meßleitungen ist auf gute Symmetrie des Schlitzes bezüglich der Mittellinie der Hohlleiter-Breitseite zu achten. Die mechanische Präzision der Sondenführung und des Leiterquerschnitts sollte so gut sein, daß eine konstante Eintauchtiefe und eine exakte Parallelführung zur Leiterachse auf der ganzen Länge gewährleistet sind. Zur guten generatorseitigen Anpassung sollte zwischen Generatorausgang und Meßleitung eine Einwegleitung (s. 4.3.3.14) geschaltet werden.

Groll (1969); Klages (1956); Kraus (1980); Somlo u. Hunter (1985); Tischer (1958).

Mit Hilfe  $\lambda_L/4$  langer koaxialer Luftleitungen als Wellenwiderstandsnormale, die zwischen Meßobjekt und Meßleitung eingefügt werden, lassen sich Meßfehler aufgrund innerer Reflexionen und Abweichungen des Wellenwiderstandes der Meßleitung vom Sollwert weitgehend eliminieren (Ellerbruch u. Engen (1967)). Die Meßunsicherheit handelsüblicher Meßleitungen liegt für den Betrag der Reflexionsfaktoren – je nach Meß- und Frequenzbereich – zwischen  $\pm 0,001$  und  $\pm 0,1$ . Phasenbestimmungen sind (je nach Größe von  $s$ ) auf etwa  $\pm 0,05^\circ$  bis  $\pm 10^\circ$  möglich.

**Meßbrückenverfahren zur Bestimmung von Reflexionsfaktor und Impedanz** Zur Bestimmung des Betrages des Reflexionsfaktors bzw. des Welligkeitsfaktors sind Welligkeitsmeßbrücken, die nach Art einer Wheatstoneschen Brücke aufgebaut sind, gut geeignet (Meinke u. Gundlach (1986); VSWR (1970); VSWR (1979)). Die aus weitgehend reaktanzfreien Hochfrequenzwiderständen aufgebaute Brückenschaltung ist von einem abgeschirmten Gehäuse umgeben; drei Koaxialkonnektoren bilden die Brückentore (Fig. 4.232). Der Nennwert der eingebauten Widerstände muß möglichst gut mit dem Wellenwiderstand der Ein- und Ausgangsleitung ( $Z_L$ ) übereinstimmen. Im Brücken-Eingangskreis muß ein ebenfalls gut angepaßter Widerstand  $R_0$  liegen (dieser kann der Generator-Innenwiderstand sein, wenn er gleich dem Wellenwiderstand  $Z_L$  ist und die Quellenspannung  $U_0$  (s. Fig. 4.232) konstant bleibt).

Wird eine unbekannte Impedanz  $Z_x$  an das Test-Tor CD gelegt, so gilt für die Spannung am Meßtor (BC)

$$U_{BC} = U_b = \frac{U_0}{8} \frac{Z_x - Z_L}{Z_x + Z_L} = \frac{U_0}{8} \Gamma_x \quad (4.465)$$

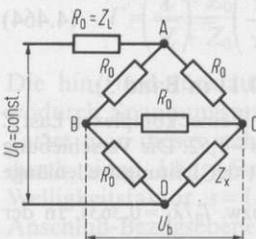


Fig. 4.232

Prinzip der Widerstands-Reflexionsmeßbrücke  
 $R_0 = Z_L$  eingebaute reelle Hochfrequenzwiderstände  
 (gleich dem Wellenwiderstand des Bezugsleitungssystems)

$U_0$  Quellenspannung

$Z_x$  unbekannte Impedanz der Last, deren Reflexionsfaktor zu bestimmen ist

$U_b$  Meßspannung

Der Betrag der Brückenspannung am Meßtor ist proportional zum Betrag des Reflexionsfaktors  $\Gamma_x$  des mit dem Test-Tor verbundenen Meßobjekts (Impedanz  $Z_x$ ).

Wählt man als Bezugsimpedanz einen Kurzschluß ( $Z_x = 0$ ) oder eine offene Leitung ( $Z_x \rightarrow \infty$ ), so wird nach Gl. (4.465)

$$\frac{|U_b(x)|}{|U_b(0, \infty)|} = |\Gamma_x|. \quad (4.466)$$

Durch Bestimmung dieses Spannungsverhältnisses, z. B. mittels eines in die Eingangsleitung eingefügten kalibrierten Abschwächers, ergibt sich

$$|\Gamma| = 10^{-\Delta A/20}, \quad \Delta A = 20 \log \left| \frac{U_b(x)}{U_b(0, \infty)} \right|. \quad (4.467)$$

Meßunsicherheiten sind bedingt durch die Unsicherheit der Abschwächungsmessung, durch Unzulänglichkeiten der eingebauten Hochfrequenzwiderstände und durch Reflexionen am Test-Tor. Auch bei ideal angepaßter Abschluß-Last ( $\Gamma_x = 0$ ) bleibt am Meßtor eine Restspannung, die einer „Richtdämpfung“  $\Delta A_0$  entspricht. Damit bleibt eine Restunsicherheit des Reflexionsfaktors

$$(\Delta \Gamma)_1 = \pm 10^{-\Delta A_0/20} \quad (4.468)$$

Die Fehlanpassung des Testtores (Reflexionsfaktor  $\Gamma_2$ ) gibt Anlaß zu einer Unsicherheit

$$(\Delta \Gamma)_2 = \pm \frac{|\Gamma_x|^2 |\Gamma_2|}{1 - |\Gamma_x \Gamma_2|}. \quad (4.469)$$

Beispiel: Zur Messung eines Reflexionsfaktors von  $|\Gamma| \approx 0,5$  wird eine Meßbrücke mit Richtdämpfung 35 dB und Test-Tor-Rückflußdämpfung  $\Gamma_2$  (s. Tab. T 4.10 in Band 3) von 20 dB benutzt. Man findet  $(\Delta \Gamma)_1 = \pm 10^{-1,75} = \pm 0,018$  und  $(\Delta \Gamma)_2 = \pm 0,026$ . Da Gl. (4.465) das Spannungsverhältnis nach Betrag und Phase liefert, ist prinzipiell durch Integration einer phasenvergleichenden Schaltung (z. B. mittels eines Vektor-Voltmeters) auch die Ermittlung der Phase des Reflexionsfaktors und damit nach Gl. (4.461) und (4.462) die Impedanzbestimmung nach Betrag und Phase möglich.

Vor allem bei GHz-Frequenzen in Hohlleiter-Schaltungen eignet sich das „Magische T“ (Fig. 4.233, s. 4.3.3.12) als Impedanzmeßbrücke, sofern die mechanische Konstruktion so präzise ausgeführt ist, daß die Symmetrieabweichungen hinreichend klein bleiben.

Das Brückenverhalten ergibt sich aus den Wellenausbreitungseigenschaften in den 4 Zweigen. Speist man die Wellen in Arm 3 (H-Arm) ein und schließt die beiden parallelen Arme 1 und 2 mit

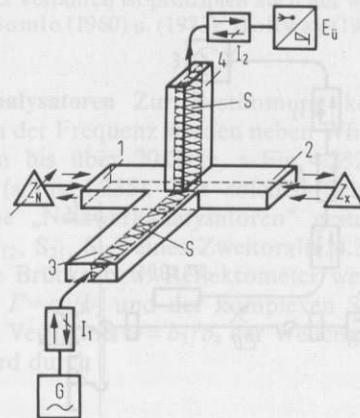


Fig. 4.233

„Magisches T“ als Mikrowellen-Impedanzmeßbrücke

$Z_x$  zu bestimmende unbekannte Impedanz

$Z_N$  bekannte einstellbare Vergleichsimpedanz

G Generator

$I_1, I_2$  Ferrit-Isolatoren (Einwegleitungen)

$E_u$  Überlagerungs-Empfänger

Die (nicht-materielle) Symmetrie-Ebene S ist als Hilfsebene eingezeichnet

gleicher Impedanz ab, so sind die reflektierten Wellen, die auf die Symmetrie-Ebene zulaufen, in Betrag und Phase gleich. Da die Einkopplung in Arm 4 (E-Arm) gegenphasig erfolgt, löschen sich beide Anteile aus. Brückenarm 4 ist abgeglichen. Die nach Arm 3 gleichphasig eingekoppelten reflektierten Teilwellen laufen gegen den Generator zurück und werden zweckmäßigerweise in einer vorgeschalteten angepaßten Einwegleitung gedämpft.

Zur praktischen Ausführung einer Impedanzmessung wird der Ausgang des Brückenarms 4 mit einem empfindlichen Meßempfänger (Überlagerungsempfänger) und die Eingangsebene der zu bestimmenden Impedanz mit der Ausgangsebene einer der beiden Arme 1 oder 2 verbunden, während an den Ausgang des gegenüberliegenden freien Armes (2 oder 1) die Vergleichsimpedanz angeschlossen wird (Fig. 4.233). Wichtig ist dabei, daß die Leitungswellenwiderstände der Brückenarme und der Eingangsleitungen der angeschlossenen Impedanzen gleich sind. Als Vergleichsimpedanz eignet sich z. B. ein verschiebbarer Kurzschluß in Verbindung mit einem möglichst phasenreinen Absorberwiderstand mit quantitativ bekanntem Dämpfungsverhalten. Als berechenbare koaxiale Reflexionsnormale eignen sich z. B. Luftleitungen, bei denen der Durchmesser des Außen- oder Innenleiters längs einer  $\lambda_1/4$  langen Strecke gegenüber dem Werte bei der Normalleitung vergrößert oder verkleinert ist (Bayer (1977); Somlo (1967)). Zur Einstellung definierter komplexer Reflexionsfaktoren bei Hohlleitern kann auch ein „Magisches T“ dienen, dessen E-Arm (4) mit einer angepaßten Last abgeschlossen ist, während in den beiden Parallel-Armen 1 und 2 Kurzschlußkolben verschoben werden, deren Abstände von der Symmetrie-Ebene nach Einstellung  $\Delta l_1$  und  $\Delta l_2$  betragen. Bei Einspeisung einer HF-Leistung in Arm 3 ist der Reflexionsfaktor der in Arm 3 zurücklaufenden Welle, bezogen auf die Einkopplungs-Ebene durch

$$\Gamma_3 = \cos |\beta(\Delta l_1 - \Delta l_2)| e^{j\beta(\Delta l_1 + \Delta l_2)} \quad (4.470)$$

gegeben. Die Meßunsicherheit ist bedingt durch Unsymmetrie in der T-Verzweigung, innere Reflexionen, die Unsicherheit des Vergleichsnormals, Unsicherheiten bei der Abstandsbestimmung und die Unsicherheit der Wellenausbreitungsgeschwindigkeit in den (meist luftgefüllten) Leitern. Groll (1969); Klages (1956); Meyer u. Pottel (1969); Montgomery u. a. (1947).

**Bestimmung des Betrages des Reflexionsfaktors mit dem Reflektometer** Hierbei werden die Eigenschaften von Richtkopplern ausgenutzt (s. 4.3.3.13). Um eine schnelle und hinreichend genaue Reflexionsmessung ausführen zu können, sollte der benutzte Richtkoppler eine möglichst hohe Richtdämpfung ( $D \geq 40$  dB) und einen hinreichend kleinen Reflexionsfaktor  $\Gamma_2$  am Ausgangstor haben ( $|\Gamma_2| \leq 0,02$ ). Die prinzipielle Meßschaltung zeigt Fig. 4.234). An das Ausgangstor des Richtkoppler-Hauptarmes wird einmal eine Kurzschlußebene ( $|\Gamma_x| = 1$ ) und einmal die unbekannte Last ( $|\Gamma_x|$ ) angeschlossen. Die beiden Meßsignale im Nebenarm werden mittels eines präzisen Meßemp-

fängers (z. B. mit einem Meßempfänger (Fig. 4.232) konstant bicibi)

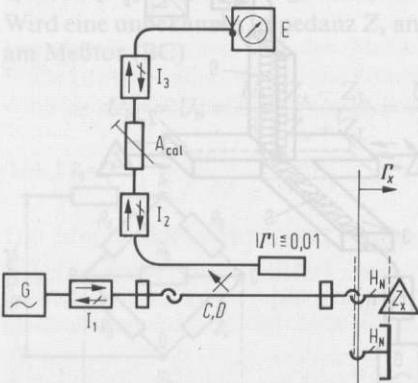


Fig. 4.234

Bestimmung des Betrages des Reflexionsfaktors (bzw. des Welligkeitsfaktors) mit dem Reflektometer

- |                 |  |
|-----------------|--|
| G               | Generator                                    |
| $Z_x$           | zu bestimmende unbekannte Impedanz           |
| $\Gamma_x$      | Reflexionsfaktor                             |
| K               | Kurzschluß (Bezugs-Impedanz)                 |
| $H_N$           | Norm-Hohlleiter                              |
| C, D            | Koppel- und Richtdämpfung des Reflektometers |
| $I_1, I_2, I_3$ | Ferrit-Isolatoren (Einwegleitungen)          |
| $A_{cat}$       | Kalibriertes Bezugsdämpfungsglied            |
| E               | Meßempfänger                                 |
- (Ein Koaxial-Reflektometer entspricht im Aufbau dem hier dargestellten Hohlleiter-Reflektometer)

fängers miteinander verglichen, wobei der Bezug auch durch einen dem Meßempfänger vorgeschalteten, präzisen kalibrierten variablen Abschwächer (z. B. Rotations-Dämpfungsglied) hergestellt werden kann. Beträgt der Unterschied der beiden Signal-Amplituden  $A$  dB, so ist der zu bestimmende Betrag des Reflexionsfaktors

$$|\Gamma_x| = 10^{-A/20} \quad (A \text{ in dB}) \quad (4.471)$$

Die Unsicherheit infolge unvollständiger Richtdämpfung ist gegeben durch

$$\frac{|\Delta\Gamma_x|}{|\Gamma_x|} \leq \frac{\frac{d}{b} (|\Gamma_2| + |\Gamma_x|)}{|\Gamma_2||\Gamma_x| - \frac{d}{b} |\Gamma_x|} \quad (4.472)$$

mit  $d = 10^{-D/20}$ ,  $b = \sqrt{(1-x^2)(1-d^2)} \approx 1$ ,  $x = 10^{-C/20}$

(Richtdämpfung  $D$  und Koppeldämpfung  $C$  in dB).

Die Unsicherheit infolge der Reflexion am Ausgang des Hauptarms ist

$$\left| \frac{\Delta\Gamma_x}{\Gamma_x} \right| \leq \frac{(|\Gamma_x| + |\Gamma_s|) \cdot |\Gamma_2|}{1 - |\Gamma_2||\Gamma_x|} \quad (4.473)$$

Durch Einfügen zweier Abstimmtransformatoren (s. 4.3.3.7) vor dem Eingang und hinter dem Ausgang des Hauptarmes lassen sich die Optimalbedingungen  $D \rightarrow \infty$  und  $\Gamma_2 \rightarrow 0$  bei einer festen Frequenz gut annähern (Anson (1961)). Mit solchen abgestimmten Reflektometern sind die Meßunsicherheiten auf  $0,0001 \leq |\Delta\Gamma| \leq 0,001$  reduzierbar. Will man den Reflexionsfaktor nach Betrag und Phase ermitteln, so kann die Reflektometerschaltung durch zusätzlichen Einbau eines kalibrierten Phasenschiebers erweitert werden, wobei unter Voraussetzung einer hinreichend reinen Sinusschwingung (Filter einsetzen!) der Abgleich gegen eine Referenzschwingung nach Betrag und Phase auszuführen ist (Gledhill u. Walker (1963)).

Abgestimmte Reflektometer erlauben zwar Messungen kleinster Unsicherheit, die für jeden Frequenzpunkt nötige Einjustierung der beiden Abstimmtransformatoren ist aber zeitraubend. Um sich einen schnellen Überblick über das Reflexionsverhalten von Bauteilen zu verschaffen, sind über größere Bandbreiten wobbelbare Reflektometer-Meßplätze besonders vorteilhaft. Dabei kann eine fast dem abgestimmten Reflektometer entsprechende Meßgenauigkeit beibehalten werden, wenn ein Verfahren angewandt wird, bei dem ein langer, sehr genauer Normhohlleiter (oder eine koaxiale Luftleitung) als Bezugsnorm verwandt wird, wodurch sich die Eigenfehler des Reflektometers weitgehend eliminieren lassen. Das Verfahren ist prinzipiell auch auf wobbelbare Reflexionsmeßbrücken anwendbar (Hollway u. Somlo (1960) u. (1973); Hollway (1967); Lacy u. Oldfield (1973)).

**Vier- und Sechstorschaltungen, Netzwerkanalysatoren** Zur Bestimmung komplexer Reflexionsfaktoren  $\Gamma$  (s. 4.3.3.1) als Funktion der Frequenz werden neben Wheatstone-schen Brückenschaltungen (bei Frequenzen bis über 20 GHz, s. Fig. 4.232) häufig Viertor-Richtkoppler-Schaltungen benutzt (s. Fig. 4.235). Mit solchen Schaltungen ausgerüstete, auch kommerziell angebotene „Netzwerkanalysatoren“ gestatten die Bestimmung aller Streukoeffizienten ( $S_{11}$ ,  $S_{12}$ ,  $S_{21}$ ,  $S_{22}$ ) eines Zweitores (s. 4.3.3.6) bei Frequenzen bis über 100 GHz. Nicht-ideale Brücke bzw. Reflektometer werden wie folgt beschrieben: Die Beziehung zwischen  $\Gamma = a_2/b_2$  und der komplexen Spannung  $w = U_{BC}/U_0$  der Brücke bzw. dem komplexen Verhältnis  $w = b_3/b_4$  der Wellengrößen an den Meßorten der Richtkopplerschaltung wird durch

$$\Gamma = (w - B)/(A - C \cdot w) \quad (4.474)$$

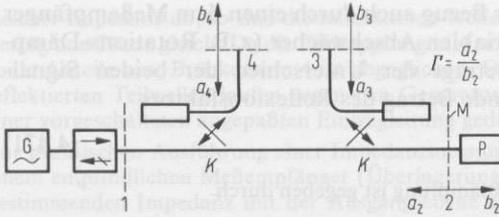


Fig. 4.235

Vierport-Richtkoppler-Schaltung mit zwei Meß-  
toren

$a_i, b_i$  Wellengrößen

G Mikrowellengenerator am Tor 1

P Prüfling am Ausgangstor 2

M Meßebeine

K Richtkoppler

3, 4 Meßtore

mit drei komplexen, aus den Brückeneigenschaften bzw. der Fehlanpassung, Kopplungs- und Richtdämpfung der Richtkoppler resultierenden frequenzabhängigen „Error-Box“-Parametern  $A, B$  und  $C$  vollständig beschrieben (für ideale Schaltungen gilt  $B = C = 0$ ). Zur Messung der „Rohwerte“  $w$  nach Betrag und Phase dienen komplex messende „Vektorvoltmeter“; insbesondere bei sehr hohen Frequenzen müssen aufwendige Überlagerungsverfahren angewendet werden (Verfahren ohne Hilfsoszillator s. King (1978)).

Die Parameter  $A, B$  und  $C$  (insgesamt 6 skalare Größen) bestimmt man nach Messung von  $w_1, w_2$  und  $w_3$  bei Abschluß durch drei Meßobjekte an Punkten C und D (Fig. 4.232) der Brücke bzw. an der Meßebeine M der Reflektometerschaltung, mit bekannten komplexen Reflexionsfaktoren  $\Gamma_1, \Gamma_2$  und  $\Gamma_3$ , z. B.  $\Gamma_1 \approx 0$  (reflexionsarmer Abschluß),  $\Gamma_2 \approx -1$  (Kurzschluß) und  $\Gamma_3 \approx 1$  (Leerlauf, realisierbar in Koaxialtechnik), durch Lösung des linearen Gleichungssystems

$$A \cdot \Gamma_k + B - C \cdot w_k \cdot \Gamma_k = w_k \quad (\text{für } k = 1, 2, 3) \quad (4.475)$$

Zur Kalibrierung eines Netzwerkanalysators mit je einer Brücke oder Vierport-Richtkoppler-Schaltung an Ein- und Ausgang eines Zweitors als Prüfling muß die Bestimmung der 3 Error-Box-Parameter auf jeder Seite, d. h. eine 12-Term-Korrektur ausgeführt werden. Kommerzielle Netzwerkanalysatoren enthalten stets Mikroprozessoren oder Kleinrechner zur Steuerung, Kalibrierung und Meßauswertung; mit Hilfe von Zusatzeinrichtungen (Adapter, rechnergesteuerte Taster) ist die Streukoeffizienten-Messung in planaren Schaltungen möglich.

Bailey (1989); Beatty (1976); Groll (1969); Kása (1974); Kraus (1980); Meinke u. Gundlach (1986); Rytting (1981); Somlo u. Hunter (1985); Warner (1976) u. (1977).

Sechstorverfahren. Komplexe Reflexionsfaktoren  $\Gamma$  lassen sich auch ohne teure Phasenmeßverfahren mit Hilfe von als Koaxial-, Hohlleiter- oder Freifeld-Interferometer aufgebauten einfachen linearen passiven Mikrowellennetzwerken bestimmen. Diese „Sechstorreflektometer“ besitzen ein Eingangstor 1 für den Hochfrequenzgenerator, ein Ausgangstor 2 zum Anschluß des Prüflings und insgesamt vier Meßtore 3 bis 6, an letzteren befinden sich Leistungsdetektoren (Dioden, Bolometer), deren reelle Ausgangsgrößen  $P_k$  ( $k = 3, \dots, 6$ ) proportional zum Quadrat  $|b_k|^2$  der Amplitude der in sie eintretenden Wellengrößen  $b_k$  sind. Die aus Richtkopplern und Verzweigungen bestehenden Schaltungen sind meist so ausgeführt, daß ein  $P_k$  (z. B. für  $k = 6$ ) im wesentlichen proportional zur Generatorleistung ist, man rechnet dann mit den drei (auf  $P_6$  normierten) Leistungsverhältnissen  $p_k = P_k/P_6$  ( $k = 3, \dots, 5$ ). Analytisch kann man das Sechstorreflektometer zerlegen in ein ideales Reflektometer mit  $p_3, p_4$  und  $p_5$  als Eingangsgrößen und dem „Rohwert“  $w$  als Ausgangsgröße und eine „Error-Box“ mit der in Gl. (4.474) angegebenen Verknüpfung von  $w$  und gesuchtem  $\Gamma$  (wobei die Error-Box-Parameter  $A, B$  und  $C$  wie oben gezeigt bestimmt werden können). Für die Verknüpfung von  $p_k$  ( $k = 3, \dots, 5$ ) und  $w$  gilt:

$$P \cdot p_3 = |w|^2, \quad Z \cdot p_4 = |w - w_1|^2, \quad R \cdot p_5 = |w - w_2|^2. \quad (4.476)$$

Das komplexe  $w_2$  und die Skalare  $w_1$ ,  $Z$  und  $R$  erhält man mit geeigneten Selbstkalibrierungsverfahren. Zur Bestimmung und Speicherung der frequenzabhängigen Parameter sowie zur Meßwerterfassung und Steuerung ist ein Kleinrechner erforderlich. Ein Netzwerkanalysator mit zwei Sechstorreflektometern ist von Hoer (1977) entwickelt worden.

Bailey (1989); Cullen u. a. (1980); Engen (1977) u. (1978); Hunter u. Somlo (1985); Groll u. Kohl (1980); Meinke u. Gundlach (1986); Neumeyer (1990); Stumper (1982), (1983), (1989b), (1990) u. (1991).

#### 4.3.4.3 Messung der Stoffkenndaten (F. Kremer)

**Allgemeines** Hier wird nur eine kurze Übersicht über die wichtigsten Meßmethoden zur Bestimmung der Stoffkenndaten homogener und isotroper Stoffe im Hochfrequenzbereich gegeben:

Komplexe Permittivitätszahl (Dielektrizitätszahl, DZ), s. 8.6.3

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j \cdot \epsilon_r'' = \epsilon_r' \cdot (1 - j \cdot \tan \delta_\epsilon), \quad (4.477)$$

komplexe Permeabilitätszahl (PZ)

$$\mu_r = \mu_r' - j \cdot \mu_r'' = \mu_r' \cdot (1 - j \cdot \tan \delta_\mu) \quad (4.478)$$

( $\tan \delta_\epsilon$  dielektrischer,  $\tan \delta_\mu$  magnetischer Verlustfaktor).

Für Gase ( $\epsilon_r'$  wenig größer als Eins), für verlustarme Flüssigkeiten und Kunststoffe ( $\epsilon_r' \approx 2$  bis 3), sowie für Ionenkristalle ( $\epsilon_r' \approx 5$  bis 20) mit  $\tan \delta_\epsilon \approx 10^{-5}$  bis  $10^{-2}$  kommen vornehmlich Meßmethoden mit Resonator, aber auch interferometrische Methoden in Betracht. Für die zweite Gruppe dielektrischer Stoffe mit mittleren und höheren Verlusten, beispielsweise polare Flüssigkeiten ( $\epsilon_r'$  bis etwa 100,  $\tan \delta_\epsilon$  bis etwa 1) und Ferroelektrika ( $\epsilon_r'$  bis etwa  $10^4$  und  $\tan \delta_\epsilon$  bis etwa 1), sowie für alle magnetischen Hochfrequenzmaterialien, deren DZ wesentlich von Eins verschieden sein kann, sind Impedanz- bzw. Admittanzmeßmethoden sowie Methoden zur Bestimmung von Vierpolparametern als primäre Meßgrößen vorteilhaft. Kleine Proben verlustbehafteter Stoffe können auch in Resonatoranordnungen untersucht werden.

Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal ist die Meßfrequenz: Impedanz- oder Admittanzmessungen mit Hochfrequenzmeßbrücken für Frequenzen bis etwa 300 MHz; klassische Mikrowellenmeßmethoden im Koaxial- und Hohlleiterbereich (Meßleitung, Mikrowellenbrücke) – für Vierpolmessungen – bei höheren Frequenzen; Resonatormethoden im gesamten Hochfrequenzgebiet bis zu Frequenzen von etwa 150 GHz. Im oberen Hochfrequenzgebiet ähneln die Meßprinzipien denen der Optik (Interferometrie mit kohärenten, Fouriertransformations-Spektrometrie mit inkohärenten Strahlungsquellen).

Die obere Grenzfrequenz für die Zeitbereichs-Spektrometrie beträgt etwa 12 GHz. Dabei wird das zu untersuchende Material einem elektrischen Feldsprung ausgesetzt, und der zeitliche Verlauf der sich einstellenden elektrischen Polarisierung bestimmt (Cole (1977); Kaatze u. Giese (1980); Dawkins u. a. (1979), (1981a) u. (1981b); Voss u. Happ (1984)).

Afsar u. a. (1986); Bussey (1967); Chamberlain u. Chantry (1973); Clarke u. Rosenberg (1982); Hill u. a. (1969); v. Hippel (1961); Kaatze u. Giese (1980); Lynch (1974); Meinke u. Gundlach (1968); Montgomery (1947); Stuchly u. Stuchly (1980); Sucher u. Fox (1963); Vij u. Hufnagel (1985); Waldron (1970)

**Admittanz-, Impedanz- und Resonatormethoden im unteren Hochfrequenzbereich**  
Magnetische Stoffe. Gemessen wird die Impedanz  $Z$  (etwa mit einer Maxwellbrücke,

s. 4.3.4.2) einer um einen geschlossenen (z. B. torusförmigen) Kern des zu untersuchenden Materials gleichmäßig gewickelten Spule. Ist  $L_0$  die Selbstinduktivität der Spule ohne Kern und  $R_D$  der Wirkwiderstand des Drahtes, so gilt mit der Kreisfrequenz  $\omega$

$$Z - R_D = (\mu_r'' + j \cdot \mu_r') \cdot \omega \cdot L_0. \quad (4.479)$$

Brückenverfahren sowie Resonanzkreisverfahren sind für Frequenzen bis über 100 MHz angegeben (v. Hippel (1961); Meineke u. Gundlach (1968)).

Dielektrische Stoffe. Die komplexe DZ einer Probe kann aus der Admittanz  $Y$  (s. 4.3.4.2) eines mit dem Dielektrikum gefüllten Plattenkondensators (s. VDE 0303 (1969); DIN 53483 (1969)) bestimmt werden. Ist  $C_0$  die Kapazität des leeren Kondensators, so gilt

$$Y = (\epsilon_r'' + j \cdot \epsilon_r') \cdot \omega \cdot C_0. \quad (4.480)$$

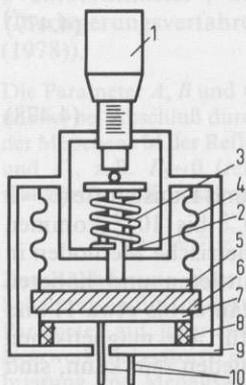


Fig. 4.236  
Meßkondensator für verlustarme Festkörper zur Anwendung im Resonanzkreis bei Frequenzen bis etwa 30 MHz (nach Bergmann (1969))

- 1 Mikrometerschraube
- 2 Gleitführung
- 3 Feder
- 4 Metallbalgen
- 5 bewegliche Elektrode
- 6 dielektrische Probe (etwa 60 mm Durchmesser)
- 7 feste Elektrode
- 8 Isolator
- 9 Abschirmgehäuse
- 10 Konnektoren

Nach Bergmann (1969) ermittelt man zur Eliminierung der durch einen Luftspalt zwischen Festkörperprobe und Kondensatorelektroden verursachten Meßfehler (Reihenschaltung eines luft- und eines probegefüllten Kondensators!) zunächst Kapazität und Verlustfaktor  $\tan \delta'$  eines mit der Probe der Dicke  $d_g$  gefüllten Kondensators (Fig. 4.236) mit Elektrodenabstand  $d_p$  (Mikrometerschraube). Nach Entfernen der Probe wird zur Einstellung der ursprünglichen Kapazität der Elektrodenabstand um  $\Delta d$  auf  $d_l$  verringert. Dann gilt

$$\epsilon_r' = d_g / (d_g - \Delta d), \quad (4.481)$$

$$\tan \delta_e = \tan \delta' \cdot (d_g - \Delta d). \quad (4.482)$$

Bei Anordnungen wie in Fig. 4.236 ohne Schutzringelektrode liegt der Nutzkapazität eine parasitäre Kapazität parallel, die man jedoch aus der als Funktion der Probendicke gemessenen DZ bestimmen kann. Der Verlustfaktor wird aus dem Gütefaktor  $Q$  eines aus einer Hilfsspule und dem Meßkondensator gebildeten Schwingkreises und zwar mit ( $Q_p$ ) und ohne ( $Q_l$ ) Probe, bei konstantgehaltener Kapazität gemäß

$$\tan \delta' = 1/Q_p - 1/Q_l \quad (4.483)$$

bestimmt. Es können noch Änderungen des Verlustfaktors von  $10^{-6}$  beobachtet werden (Reddish u. a. (1971); Kremer u. a. (1989)).

**Methoden zur Bestimmung der Kenndaten aus Wellenparametern** Primäre Meßgrößen sind die Parameter der sich im probegefüllten Wellenleiter ausbreitenden Welle (Wellenwiderstand und Ausbreitungskoeffizient, s. 4.3.3.1).

Im Frequenzbereich von etwa 300 MHz bis etwa 10 GHz dienen mit der TEM-Welle (s. 4.3.3.3) betriebene Koaxialleitungen, bei Frequenzen bis etwa 40 GHz zumeist mit der H-Grundwellenform betriebene Hohlleiter (s. 4.3.3.4) zur Aufnahme der den Wellenleiter im allgemeinen ganz ausfüllenden Probe. Im Bereich der Millimeterwellen sind Freifeldmeßverfahren mit TEM-Wellen entwickelt worden.

Für die komplexen Kenndaten  $\mu_r$  und  $\epsilon_r$  gilt

$$\mu_r = -j \cdot Z_h \cdot \gamma_h / (Z_{h0} \cdot \beta_{h0}) \quad (\text{für H- und TEM-Wellen}), \quad (4.484)$$

$$\epsilon_r = (\beta_{gr}^2 - \gamma_h^2) / (\beta_0^2 \cdot \mu_r) \quad (\text{für H-Wellen, } \beta_{gr} = 0 \text{ für TEM-Wellen}). \quad (4.485)$$

Dabei ist  $Z_h$  der komplexe Feldwellenwiderstand und  $\gamma_h = \alpha_h + j\beta_h$  der komplexe Ausbreitungskoeffizient im probegefüllten Wellenleiter bzw. im (unendlich) ausgedehnten Medium für TEM-Wellen.  $Z_{h0}$  ist der Feldwellenwiderstand,  $\beta_{h0}$  der Phasenkoeffizient ohne Probe,  $\beta_{gr}$  ist die Grenzwellenzahl der Hohlleiter-H-Welle im Vakuum,  $\beta_0$  der Phasenkoeffizient der TEM-Welle im Vakuum.

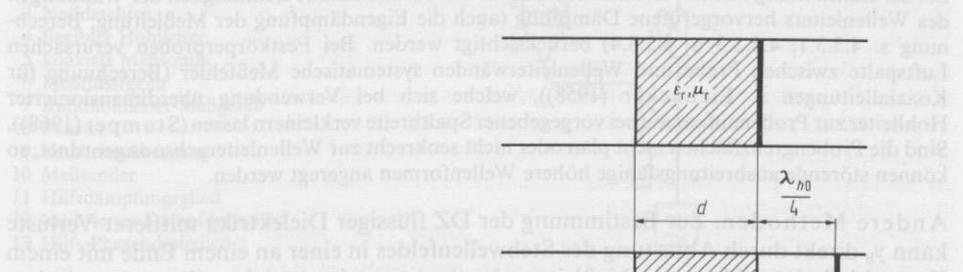


Fig. 4.237  
Probenanordnung im Hohlleiter bei der Vierpolmeßmethode zur Bestimmung von DZ und PZ einer Probe der Länge  $d$ . Oben: Abschluß mit Kurzschluß, unten: mit Leerlauf ( $\lambda_{h0}$  Wellenlänge im leeren Wellenleiter)

**Vierpolmeßmethode.** Sie wird zur Bestimmung von  $z_h = Z_h/Z_{h0}$  und  $\gamma_h$  angewandt. Dabei befindet sich im Wellenleiter eine Meßprobe der Länge  $d$  mit senkrecht zur Wellenleiterachse angeordneten ebenen Endflächen (Fig. 4.237), welche auf der Rückseite einmal mit einem Kurzschluß und einmal mit einem Leerlauf (Kurzschluß im Abstand einer Viertelwellenlänge im leeren Wellenleiter) abgeschlossen ist. Mit Hilfe einer vorgeschalteten Meßleitung oder Mikrowellenbrücke (s. 4.3.4.2) wird die auf den Wellenwiderstand des leeren Wellenleiters bezogene Eingangsimpedanz  $z$  in der Meße Ebene in beiden Fällen bestimmt. Ist  $z_K$  die Impedanz bei Abschluß mit Kurzschluß,  $z_L$  die Impedanz bei Abschluß mit Leerlauf, so gilt

$$z_h = (z_K \cdot z_L)^{1/2}, \quad (4.486)$$

$$\gamma_h = \frac{1}{d} \cdot \operatorname{artanh} (z_K/z_L)^{1/2}. \quad (4.487)$$

Für Hohlleiterwellen läßt sich einer der drei in Gl. (4.484) und (4.485) auftretenden Phasenkoeffizienten  $\beta_0$ ,  $\beta_{h0}$  und  $\beta_{gr}$  durch die zwei anderen gemäß

$$\beta_{h0}^2 = \beta_0^2 - \beta_{gr}^2 \quad (4.488)$$

ersetzen (Bestimmung durch Messung der Frequenz und Hohlleiter-Wellenlänge bzw. -Querabmessungen, s. 4.3.3.4). Im Falle unmagnetischer Dielektrika ( $\mu_r = 1$ ) genügt die Bestimmung der Eingangsimpedanz  $z_K$  der mit Kurzschluß abgeschlossenen Probe. Für diese gilt

$$z_K / (j\beta_{h0}d) = (\tanh \gamma_h d) / \gamma_h d, \quad (4.489)$$

woraus  $\gamma_h d$  mit einer Iterationsmethode oder mit Hilfe von Tabellen (v. Hippel (1961)) und  $\epsilon_r$  dann nach Gl. (4.485) berechnet werden kann.

Für hinreichend dünne Proben lassen sich  $\mu_r$  und  $\epsilon_r$  getrennt bestimmen, und zwar durch Messung von  $z_K$  bei Kurzschlußbelastung (elektrisches Feld am Probenort annähernd Null) bzw. durch Messung von  $z_L$  bei Leerlaufbelastung (magnetisches Feld am Probenort annähernd Null, Eichacker (1958) u. (1961)).

Für stark gedämpfte oder hinreichend lange, unmagnetische dielektrische Proben kann  $\epsilon_r$  aus der Vorderflächenreflexion allein erhalten werden (Anwendung für DZ-Messungen von Flüssigkeiten unter hohem Druck s. Pottel u. Asselborn (1979)).

Bei der Bestimmung kleiner Verlustfaktoren muß die durch endliche Leitfähigkeit der Wandungen des Wellenleiters hervorgerufene Dämpfung (auch die Eigendämpfung der Meßleitung; Berechnung s. 4.3.3.1, 4.3.3.3 u. 4.3.3.4) berücksichtigt werden. Bei Festkörperproben verursachen Luftspalte zwischen Probe und Wellenleiterwänden systematische Meßfehler (Berechnung für Koaxialleitungen s. Eichacker (1958)), welche sich bei Verwendung überdimensionierter Hohlleiter zur Probenaufnahme bei vorgegebener Spaltbreite verkleinern lassen (Stumper (1968)). Sind die Probengrenzflächen nicht plan oder nicht senkrecht zur Wellenleiterachse angeordnet, so können störende ausbreitungsfähige höhere Wellenformen angeregt werden.

**Andere Methoden.** Zur Bestimmung der DZ flüssiger Dielektrika mittlerer Verluste kann  $\gamma_h$  direkt durch Abtastung des Stehwellenfeldes in einer an einem Ende mit einem Kurzschluß abgeschlossenen Meßleitung bestimmt werden, welche vollständig mit dem Dielektrikum ausgefüllt ist (Eichacker (1961); Honijk (1977)). Ein anderer bis 150 GHz benutzter Meßaufbau besteht aus einer flüssigkeitsgefüllten Normhohlleiter-Reflexionsmeßzelle (strahlungsdurchlässiges Fenster am vorderen und verschiebbarer Kurzschluß am hinteren Ende), welcher ein Reflektometer (s. 4.3.4.2) vorgeschaltet ist. Aus der von der Meßzelle reflektierten Hochfrequenzleistung, die als Funktion der Schichtdicke aufgetragen ist, wird  $\gamma_h$  mit Hilfe einer Anpassungsrechnung gewonnen (Van Loon u. Finsy (1974); mit freien Raumwellen um 140 GHz s. Klip (1970)). Mit Hilfe von aus überdimensionierten Hohlleitern zusammengesetzten Michelson-Interferometern wurde die DZ verlustbehafteter Flüssigkeiten ebenfalls bis 140 GHz gemessen (Goulon u. a. (1973)).

$\gamma_h$  kann auch aus der Änderung von Amplitude und Phase einer durch die Meßprobe hindurchtretenden fortschreitenden Welle, beispielsweise durch Vergleich mit einer Referenzwelle in einem Zweistrahlinterferometer bestimmt werden (Hufnagel u. Klages (1960); Kaatz (1980); bis in den Bereich der Submillimeterwellen s. Chamberlain u. Chantry (1973); Kilp (1977)).

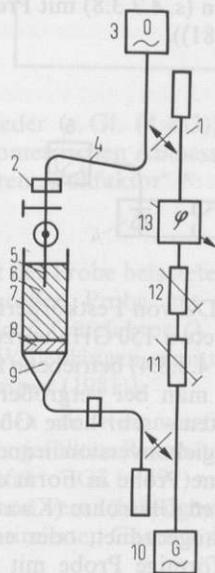
In einer für Flüssigkeiten höherer Verluste geeigneten Anordnung (Fig. 4.238) befindet sich das Dielektrikum in einem senkrecht angeordneten Wellenleiter (Koaxial- oder Hohlleiter mit transparentem Fenster und Wellenleitübergang), in welchem sich von oben in Richtung der Wellenleiterachse eine Meßsonde (Anordnungen bei Kaatz

(1980)) verschieben läßt. Für eine Ausgangsstellung der Sonde wird mit Hilfe von Dämpfungsglied (s. 4.3.3.1) und Phasendrehglied (s. 4.3.3.10) im Vergleichszweig die Referenzwelle am Ort des Detektors nach Betrag und Phase so eingestellt, daß sie mit der aus dem Meßzweig kommenden Welle zu Null interferiert. Vergrößert man nun den Abstand der Sonde vom Fenster um eine Wellenlänge  $\lambda_h = 2 \cdot \pi / \beta_h$ , sowie die Dämpfung des phasenreinen kalibrierten Dämpfungsgliedes im Vergleichszweig um  $\alpha_h \cdot \lambda_h$ , so tritt wieder Nullinterferenz auf.

Fig. 4.238

Zweistrahlerinterferometer für Flüssigkeiten mittlererer und hoher Verluste (nach Kaatze (1980))

- 1 Meßzweig
- 2 Vergleichszweig
- 3 Nulldetektor
- 4 flexibler Hohlleiter
- 5 koaxiale Meßsonde
- 6 Meßflüssigkeit
- 7 Rundhohlleiter-Meßgefäß
- 8 Fenster
- 9 Hohlleiterübergang
- 10 Meßsender
- 11 Hilfsdämpfungsglied
- 12 kalibriertes Dämpfungsglied
- 13 Hilfs-Phasendrehglied



Um kleine dielektrische Verluste zu messen, muß zur Vermeidung von Störreflexionen der probegefüllte an den leeren Wellenleiter gut angepaßt sein. Bei einer Anordnung ohne Meßsonde (Lynch u. Ayers (1972); Stumper u. Frentrup (1976)) befindet sich im Meßzweig des Interferometers ein gegen die Vertikale geneigter, am unteren Ende durch einen transparenten, reflexionsarmen Doppelkeil abgedichteter Normhohlleiter, welcher durch eine Dosiereinrichtung mit der Meßflüssigkeit gefüllt werden kann. Zum Phasenabgleich wird die Länge der Flüssigkeitssäule geeignet gewählt. Der Dämpfungskoeffizient kann auch direkt aus der Leistung der durch die Probe hindurchgetretenen fortschreitenden Welle, die als Funktion der Säulenlänge aufgetragen wird, bestimmt werden (Kilp (1977); Kramer (1959)). Eine Immersionsmethode zur Bestimmung dielektrischer Verluste in Festkörpern wurde von Lynch u. Ayers (1972) angegeben.

**Meßmethoden mit Leitungsresonatoren** Hauptsächlich werden Resonatoren verwendet, die aus einem beiderseits mit einem Kurzschluß abgeschlossenen Wellenleiter (einschließlich Freifeld) bestehen (s. 4.3.3.8) und mit Hilfe von Koppellelementen (Koppellochern, Antennen) einerseits an einen Hochfrequenzgenerator und andererseits an einen Detektor angeschlossen werden (Fig. 4.239). Sie werden auf Resonanz abgestimmt entweder, bei konstantgehaltenen Resonatorabmessungen, unter Variation der Frequenz (Leistungskonstanz des Generators erforderlich!) oder, bei konstanter Frequenz, unter Variation der Abmessungen (meist der Länge mit Hilfe eines verschiebbaren Kurzschlusses).

Zur Bestimmung der Stoffkonstanten verlustarmer Materialien wird der Resonator ganz (bei Gasen) oder teilweise mit dem zu untersuchenden Material gefüllt, und die Änderung der Resonanzeigenschaften – Resonanzfrequenz und Resonatorgütefaktor (Bestimmung s. 4.3.3.8) – beobachtet; bei Materialien (auch magnetischen) mit höheren Verlusten werden eine oder alle Probendimensionen klein gegen die Resonatorabmessungen gewählt (Probenform: Scheibe, Stab, Kugel), um den pro Schwingungsperiode auftretenden Energieverlust nicht zu hoch werden zu lassen (Beispiel für Messungen an Ferriten in Topfkreisen (s. 4.3.3.8) mit Probe im Kondensator s. Kaatz u. Plaschke (1980); Bauhofer (1981)).

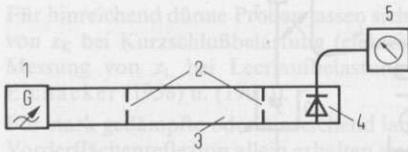


Fig. 4.239

Hohlleiterresonator mit Koppellöchern in Transmissionschaltung

- 1 Meßsender
- 2 Kurzschlußplatten mit Koppellöchern
- 3 Hohlleiter-Resonator
- 4 Detektor
- 5 Anzeigergerät

Zur Bestimmung der DZ von Festkörpern und Flüssigkeiten wird im Frequenzbereich von einigen GHz bis etwa 150 GHz vorzugsweise der mit der  $H_{01}$ -Wellenform kleiner Leitungsdämpfung (s. 4.3.3.4) betriebene zylinderförmige Rundhohlleiterresonator herangezogen, mit dem man bei vergrößertem Radius („Überdimensionierung“) – bei kleinen Koppelverlusten – sehr hohe Gütewerte ( $10^5$  ohne Probe) erzielen kann. Zur Vermeidung von Energiekonversion in andere Wellenformen wird entweder – bei Stoffen höherer Verluste – eine Probe in Form eines Stabes oder einer sehr dünnen, mit der Meßflüssigkeit gefüllten Glasröhre (Kaatz (1973)) mit kreisförmigem Querschnitt in der Resonatorachse angeordnet, oder es wird eine einen Teil des Resonators ganz ausfüllende scheibenförmige Probe mit zueinander parallelen und rechtwinklig zur Resonatorachse angeordneten Endflächen verwendet (Chamberlain u. Chantry (1973)). Da das elektrische Feld der  $H_{01}$ -Wellenform an der Hohlleiterwand verschwindet, braucht letztere nicht optimal in den Hohlleiter eingepaßt zu werden. In einer (kontaktlosen) Kurzschlußplatte befindet sich eine die  $H_{01}$ -Welle optimal anregende und auskoppelnde Anordnung von Lochblenden zur Ankopplung des Resonators an Generator und Empfänger. Zur Vermeidung von Störungen durch mitangeregte andere Wellenformen mit Längsstromkomponenten (zum Beispiel  $E_{11}$ -Welle mit gleicher Wellenlänge) werden entweder diskrete Wendelhohlleiterfilter in den Hohlleiter eingesetzt oder dieser ganz als Wendelhohlleiter ausgebildet (Chamberlain u. Chantry (1973)).

Real- und Imaginärteil der DZ können bei verlustarmen Proben gesondert bestimmt werden. Aus der Stetigkeitsbedingung (Übereinstimmung der Scheinwiderstände des leeren und des gefüllten Resonatorteils (Fig. 4.240) an der Probenfläche folgt die Resonanzbedingung für den als verlustfrei angenommenen Resonator

$$(\tan \beta_h d) / \hat{u}_h + (\tan \beta_{h0} l) / \beta_{h0} = 0, \quad (4.490)$$

aus welcher bei bekanntem Phasenkoeffizienten  $\beta_{h0}$ , der Länge  $l$  des leeren Resonatorteils sowie der Probendicke  $d$  (Fig. 4.240) mit Hilfe einer Iterationsmethode der Phasenkoeffizient  $\beta_h$  des probegefüllten Hohlleiters gewonnen und mit Hilfe von Gl. (4.485) ( $\alpha_h = 0, \mu_r = 1$ ) der Realteil  $e'_r$  der DZ berechnet werden kann.

Für Flüssigkeiten wird der Probenraum im Resonator durch eine dünne dielektrische Folie oder ein Quarzfenster abgeteilt.  $\varepsilon'_r$  kann dann direkt durch Messung der Wellenlängen  $\lambda_n = 2\pi/\beta_n$  und  $\lambda_{n0} = 2\pi/\beta_{n0}$  im gefüllten beziehungsweise im leeren Probenraum mit Hilfe eines verschiebbaren Kurzschlusses bestimmt werden (Stumper (1981)).

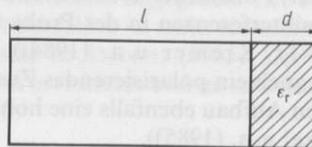


Fig. 4.240

Schema eines Hohlleiterresonators der Länge  $l+d$  mit Probe der Länge  $d$  und der DZ  $\varepsilon'_r$ .

Der Verlustfaktor  $\tan \delta_c$  berechnet sich wieder (s. Gl. (4.483)) als Differenz zweier reziproker Gütewerte, mit einem aus den geometrischen Abmessungen des Resonators und den Hohlleiterwellenlängen berechenbaren „Füllfaktor“  $F$ :

$$\tan \delta_c = F \cdot (1/Q_p - 1/Q_v). \quad (4.491)$$

Dabei ist  $Q_p$  der gemessene Gütewert des mit der Probe belasteten,  $Q_v$  die Güte des mit einer (hypothetischen) verlustlosen gleichgroßen Probe mit gleichem  $\varepsilon'_r$  gefüllten Resonators. Letztere wird aus dem gemessenen Gütefaktor  $Q_l$  des leeren Resonators sowie aus den Resonatorabmessungen und Wellenlängen ermittelt (Chamberlain u. Chantry (1973); andere Berechnung s. Stumper (1981)).

Zur Bestimmung der DZ von Gasen werden die Resonanzfrequenzen  $\nu_L$ ,  $\nu_G$  des evakuierten und des vollständig mit dem Gas gefüllten Resonators gemessen. Für den Realteil gilt dann  $\varepsilon'_r = (\nu_L/\nu_G)^2$ , für den Verlustfaktor Gl. (4.491) mit  $F = 1$  ( $Q_v$  ist die Güte bei Füllung mit einem Gas mit gleichem  $\varepsilon'_r$  und vernachlässigbarem Verlustfaktor) (s. Birnbaum u. a. (1951); Messungen an komprimierten Gasen s. Bussey u. Birnbaum (1959); bis 140 GHz s. Dagg u. a. (1978)).

Zur Bestimmung des Gütefaktors auf der Halbwertsbreite (s. 4.3.3.8) wird ein in den Meßkreis eingefügtes, kalibriertes Dämpfungsglied benutzt; bei großen Gütewerten muß die Frequenz des Generators bei gleichzeitiger hoher zeitlicher Konstanz sehr fein verstimmbar sein. Die Verwendung präziser Frequenzzähler läßt sich durch den Einsatz von frequenzwobbelbaren Generatoren und durch die Erzeugung von Frequenzmarken umgehen (Klages (1956); Güsewell (1967)).

Für Frequenzen oberhalb von etwa 30 GHz werden häufig „offene“ Resonatoren mit Raumwellen nach dem Prinzip des Fabry-Pérot-Interferometers verwendet (Culshaw u. Anderson (1962); Güsewell (1967)). Bei einer mit dem TEM<sub>00</sub>-Wellenform („Gaussian-beam-mode“) betriebenen Resonatorform ist einer der Reflektoren als ebene Platte, der andere als sphärischer Konkavspiegel ausgebildet. Da Hohlleiterseitenwände fehlen, sind hohe Leergütewerte ( $2 \cdot 10^5$ ) erreichbar (Clarke u. Rosenberg (1982)).

Die Messung dielektrischer Verluste im Millimeterwellen- und Ferninfrarotgebiet kann auch in einem Multimodenresonator hoher Güte („untuned cavity“) durchgeführt werden (Lamb (1946); Llewellyn-Jones u. a. (1980); Izatt u. Kremer (1981); Kremer u. Izatt (1981); Birch u. a. (1983); Kremer u. a. (1984); Vij u. Hufnagel (1985)). Dabei wird mittels rotierender Phasenschieber („mode stirrer“) in einem übermodigen Resonator (Leergüte-Wert:  $10^5$ ) im zeitlichen Mittel ein örtlich homogenes und isotropes Strahlungsfeld hergestellt. Einbringen einer absorbierenden Probe in den Resonator vermindert die Güte und daraus kann der dielektrische Verlust des Probenmaterials bestimmt werden. Der große Vorteil dieser Methode besteht in der spektralen Breitbandigkeit (30 GHz bis 1000 GHz) des Multimodenresonators und der

Möglichkeit, vergleichsweise einfach temperaturabhängige Messungen (4 K bis 400 K) durchführen zu können. Weiterhin ist das Prinzip des Multimodenresonators besonders geeignet, um streuende und inhomogene Proben dielektrisch zu untersuchen. Ein Nachteil resultiert aus dem Verlust der Phaseninformation durch die rotierenden Phasenschieber. Für stärker absorbierende Proben kann jedoch durch Ausnutzung von Schichtdickeninterferenzen in der Probe trotzdem die DZ bestimmt werden (Izatt u. Kremer (1981); Kremer u. a. (1984)). Für vernachlässigbar streuende homogene Proben kann auch ein polarisierendes Zweistrahlinterferometer benutzt werden, das in quasioptischen Aufbau ebenfalls eine hohe spektrale Breitbandigkeit hat (Kozlov u. a. (1984); Genzel u. a. (1985)).

Zur Bestimmung der DZ sowie der PZ magnetischer Dielektrika im GHz-Bereich wird eine in Form einer im Vergleich zur Wellenlänge dünnen Platte oder kleinen Kugel vorliegende Meßprobe in einen Hohlleiterresonator so eingebracht, daß sie sich einmal im Bereich maximaler elektrischer und einmal im Bereich maximaler magnetischer Feldstärke befindet. Dann kann man aus den jeweils gemessenen Verschiebungen  $\Delta\nu$  der Resonanzfrequenz  $\nu_L$  bei konstanten Resonatorabmessungen sowie aus den jeweils gemessenen Änderungen des Leergütwertes  $Q_1$  auf Werte  $Q_p$  beide komplexen Stoffkonstanten mit Hilfe der Störungsrechnung gewinnen. Die Störungsrechnung wird ebenfalls bei der Bestimmung tensorieller magnetischer Stoffkenndaten sowie bei der Bestimmung der DZ von dünnen Folien mit Hilfe von Resonatoren angewendet (Chamberlain u. Chantry (1973); Helberg u. Wartenberg (1966); Waldron (1970)).

**Fouriertransformations-Spektrometrie (FTS)** wird im Submillimeterwellengebiet angewendet, besonders im Übergangsbereich zum Bereich der Millimeterwellen, in welchem kohärente Strahlungsquellen entweder zu teuer oder noch nicht in genügend kleinen Frequenzabständen vorhanden sind. Die Meßprobe befindet sich dabei entweder vor dem rauscharmen heliumgekühlten Strahlungsdetektor (nichtdispersive FTS) oder vor dem festen Spiegel (dispersive FTS) eines mit einer breitbandigen inkohärenten Strahlungsquelle (Hg-Lampe) betriebenen optischen Michelson-Interferometers. Das Detektorsignal wird als Funktion der Position des verschiebbaren Spiegels des Interferometers gemessen. Aus den so für verschiedene Schichtdicken gewonnenen Interferogrammen wird durch eine mit Hilfe eines Kleinrechners vorgenommene Fouriertransformation der dazugehörige, im allgemeinen komplexwertige spektrale Verlauf der Strahldichte gewonnen. Daraus läßt sich im ersten Falle der Absorptionskoeffizient, im zweiten Falle die komplexe Brechzahl berechnen, deren Quadrat die komplexe DZ darstellt (Chamberlain u. Chantry (1973); Chamberlain u. a. (1969)).

#### 4.3.4.4 Elektrische und magnetische Feldstärke, Energiestromdichte (K. Münter)

**Elektromagnetische Hochfrequenzfelder** Eine wichtige Klasse von Lösungen der Maxwell-Gleichungen beschreibt zeitlich und räumlich schnell veränderliche elektromagnetische Felder, die sich als Wellen ohne Führung durch eine Leitung mit Lichtgeschwindigkeit frei im Raum ausbreiten und dabei Energie transportieren. Die folgenden Betrachtungen betreffen den materie- und ladungsträgerfreien Raum; sie gelten in sehr guter Näherung auch für Luft und beziehen sich insbesondere auf Felder mit Frequenzen im Bereich  $10\text{ kHz} < f < 3000\text{ GHz}$  (Eder (1967); Kraus u. Carver (1973); Lautz (1969); Unger (1981)).

Fernfeld. In großem Abstand von einem Strahler (Abstand groß gegen die Wellenlänge) oszillieren elektrisches und magnetisches Feld in Phase, und die Feldvektoren sowie die Ausbreitungsrichtung stehen aufeinander senkrecht (Transversal-Elektromagnetische-(TEM-)Welle). Bei der linear polarisierten TEM-Welle wird als Polarisationsrichtung die Richtung des elektrischen Feldvektors angegeben. Die Definition des Umlaufsinn bei elliptischer oder zirkularer Polarisation ist nicht einheitlich. Verfahren zur Messung des Polarisationsgrades findet man in Stirner (1985). Der Quotient der Feldamplituden wird als Feldwellenwiderstand bezeichnet und ist ortsunabhängig:

$$Z_F = \frac{|E|}{|H|} \quad (4.492)$$

Im Vakuum (und näherungsweise in Luft) gilt

$$Z_0 \approx 120 \cdot \pi \cdot \Omega \approx 377 \Omega$$

Die Messung einer Feldgröße ermöglicht daher die Berechnung der anderen sowie der zeitgemittelten Energiestromdichte  $S$  (Poynting-Vektor):

$$S = \frac{E \cdot H}{2} = \frac{E^2}{2 \cdot Z_F} = \frac{Z_F \cdot H^2}{2} \quad (4.493)$$

Nahfeld. Sind die Fernfeld-Bedingungen nicht erfüllt, so sind die Verhältnisse erheblich komplizierter (Adams u. Mendelovicz (1973); Booker (1982)). Es treten Feldkomponenten in Ausbreitungsrichtung sowie Phasendifferenzen zwischen elektrischem und magnetischem Feld auf. Diese Situation erschwert Feldmessungen in der Nähe von Strahlern und großen Streukörpern. Im Nahfeld müssen elektrisches und magnetisches Feld mit kleinen Sonden unabhängig voneinander gemessen werden. Die Darstellung der zeitgemittelten Energieströmungslinien ermöglicht auch für komplizierte elektromagnetische Felder eine anschauliche Vorstellung des Energietransports.

**Erzeugung von Hochfrequenzfeldern** HF-Sendeleistung läßt sich mit elektronischen Oszillatoren und Verstärkern erzeugen (s. 4.3.2.1) und als Leitungswelle über Koaxial- bzw. Hohlleiter einer Antenne zuführen, die die Leistung in den freien Raum abstrahlt. Zu diesem Zweck bietet die Industrie eine große Auswahl von Geräten und Komponenten an. Wird nur ein kleines Volumen für Versuche benötigt, lassen sich gut definierte HF-Felder auch im Inneren spezieller Leistungsstrukturen darstellen. Diese sog. TEM-Zellen sind aufgeweitete Koaxialleitungen mit rechteckigem Querschnitt (Crawford (1974) u. (1979); Kanda u. Orr (1988)), in denen sich bei Durchlauf von HF-Leistung eine TEM-Welle ausbreitet, wie sie im Fernfeld einer Strahlungsquelle vorliegt. Fig. 4.241 zeigt die Einführung einer TEM-Zelle in einen typischen Versuchsaufbau. Um das Auftreten von Hohlleiter-Wellentypen zu verhindern, muß die größte Querabmessung einer TEM-Zelle kleiner als die halbe Wellenlänge bleiben, was einen Kompromiß zwischen dem verfügbaren Volumen in der Zelle und der oberen Grenzfrequenz erfordert und den Einsatzbereich von TEM-Zellen auf einige 100 MHz begrenzt. Um diese Einschränkung zu überwinden, wurden sich allmählich aufweitende Koaxialleitungen mit kombiniertem Widerstands- und Absorber-Abschluß (sog. „GTEM“-Zellen) entwickelt, in denen sich Felder bis zu einigen GHz darstellen lassen (Königstein u. Hansen (1987); Münter u. a. (1992)). TEM- und GTEM-Zellen sind kommerziell erhältlich.

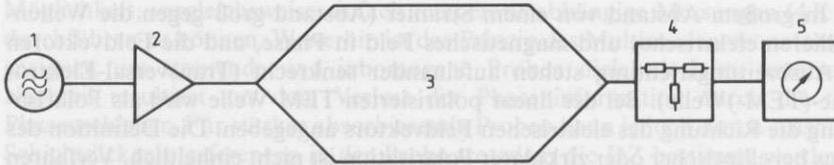


Fig. 4.241 Feld-Darstellung mit TEM-Zelle

- 1 Signalgenerator
- 2 Verstärker
- 3 TEM-Zelle
- 4 Dämpfungsglied
- 5 Leistungsmesser

**Zur Beachtung** Hochfrequenzfelder breiten sich über große Entfernungen aus. Zur Sicherung eines störungsfreien Funkverkehrs bestehen daher nationale Vorschriften und internationale Verträge, für deren Einhaltung meist die Postverwaltungen verantwortlich sind. In Deutschland ist der Besitz von Sendeanlagen generell genehmigungspflichtig. Ausnahmen gelten lediglich für Meßsender sehr kleiner Leistung, die nicht mit Antennen verbunden werden dürfen. Einige Frequenzen sind für industrielle, wissenschaftliche und medizinische Zwecke freigegeben (ISM-Frequenzen). Sofern keine Sondergenehmigung vorliegt, muß die Abstrahlung von HF-Leistung verhindert werden, z. B. durch Betrieb der Versuchsanlage innerhalb einer Abschirmkabine.

Wird mit Verstärkerleistungen von mehr als einigen Watt gearbeitet, muß die Sicherheit von Personen gegen Feldeinwirkung gewährleistet sein. Meß- und Berechnungsverfahren beschreibt Teil 1 der Norm DIN/VDE 0848: Sicherheit in elektromagnetischen Feldern, Grenzwerte sind aus Teil 2 dieser Norm ersichtlich. Eine ausführliche Beschreibung der biologischen Wirkungen von Hochfrequenzfeldern findet man z. B. bei Gandhi (1990).

**Messung von Hochfrequenz-Feldgrößen** Die Feldgrößen in einem elektromagnetischen Freiraum-Strahlungsfeld sind nicht direkt meßbar. Zur Feldstärkemessung ist daher im allgemeinen eine Antenne erforderlich, die als Wellentypwandler einen Teil der Feldenergie aufnimmt und diese als leitungsgeführte Welle einem HF-Spannungs- oder Leistungsmesser zuführt. Kennt man das Wandlungsmaß des Wellentypwandlers („Antennenfaktor“), läßt sich aus einer Spannungs- oder Leistungsmessung (s. 4.3.4.1) die Freiraum-Feldstärke berechnen. Hieraus ist ersichtlich, daß eine Feldstärkemessung grundsätzlich mit einem Energieentzug und daher mit einer Verzerrung des ohne die Antenne vorhandenen Feldes verbunden ist.

Je nach Aufgabenstellung (z. B. Nachrichtentechnik, Personenschutz, Versuche zur elektromagnetischen Verträglichkeit) wählt man sehr unterschiedliche Gerätekombinationen zur Messung im Frequenz- oder Zeitbereich. Die Nachrichtentechnik erfordert z. B. die frequenzselektive und empfindliche Messung von Feldstärken mit einem großen Dynamikbereich, wofür üblicherweise Meßantennen in Verbindung mit Meßempfängern oder Spektrumanalysatoren eingesetzt werden. Im Personenschutz und bei EMV-Versuchen sind häufig relativ starke Felder zu untersuchen, wofür man z. B. kleine, tragbare Spezialgeräte („Strahlungsmonitoren“) einsetzt, die breitbandig messen und keine räumliche Ausrichtung zu den Feldvektoren erfordern. Für die Erfassung einzelner Feldimpulse mit Anstiegszeiten im (Sub-)Nanosekundenbereich stehen heute

spezielle breitbandige Feldsensoren und digitale Speicheroszilloskope bzw. Transientenrecorder (s. 4.2.2.6) mit Abtastfrequenzen im GHz-Bereich zur Verfügung.

**Antennen** Übliche passive Antennen sind Wellentyp-Wandler, die eine Freiraumwelle in eine Leitung führen und umgekehrt. Bei Empfangsbetrieb liefert die Antenne eine der Feldstärke proportionale Spannung, die mit Verfahren nach 4.3.4.1 gemessen werden kann. Für verschiedene Verwendungszwecke wurde eine sehr große Vielfalt von Antennenformen entwickelt, von denen hier lediglich die einfachsten Formen genannt werden können, die sich für Feldstärkemessungen eignen. Allgemeine Grundlagen, eine Beschreibung der Wirkungsweise der wichtigsten Antennenformen sowie Berechnungsverfahren findet man z. B. bei (Kraus (1989); Stirner (1984), (1985) u. (1986)).

Eine Antenne stellt zwischen ihren Anschlußklemmen einen Verbraucher bzw. Generator mit frequenzabhängiger, komplexer Impedanz dar. Diese Impedanz ist bei Send- und Empfangsbetrieb gleich (das Nahfeld um die Antenne jedoch nicht). Die bei Sendebetrieb an die Antenne gelieferte Wirkleistung wird teils abgestrahlt, teils durch ohmsche Verluste in Wärme umgesetzt. Dementsprechend setzt sich der Realteil der Antennenimpedanz aus Strahlungs- und Verlustwiderstand zusammen. Für reflexionsfreien Energieübergang muß der an die Antenne angeschlossene Sender bzw. Empfänger eine zur Antennenimpedanz konjugiert komplexe Impedanz aufweisen. Beim Übergang z. B. von einer erdunsymmetrischen Anschlußleitung auf ein erdsymmetrisches Antennenengebilde ist zusätzlich noch ein Symmetrierglied („Balun“) zu verwenden. Schaltungen für eine derartige reflexionsfreie Antennenanpassung findet man z. B. in (Meinke u. Gundlach (1986)).

Wichtige Antennen-Kenngrößen:

- Richtdiagramm: Das wichtigste Diagramm zeigt die Antennenspannung (oder -leistung) als Funktion des horizontalen oder vertikalen Einfallswinkels für ein ebenes Wellenfeld mit definierter Feldstärke und Polarisation (Maximum des Richtdiagramms = Hauptempfangsrichtung).
- Antennengewinn („gain“) einer Meßantenne:

$$G = \frac{P_M}{P_B} \quad (4.494)$$

dabei sind  $P_M$  Empfangsleistung der Meßantenne,  $P_B$  Empfangsleistung der Bezugsantenne, beide Antennen mit Leistungsanpassung in demselben ebenen Wellenfeld, bezüglich Hauptempfangsrichtung und Polarisation optimal orientiert. Zusammen mit dem Antennengewinn muß die verwendete Bezugsantenne (z. B. Isotroper Strahler, Dipol) genannt werden.

Häufig eingesetzte Antennenformen:

- Rahmenantenne: Bis ca. 30 MHz, mißt magnetische Feldstärke,
- Halbwellen-Dipol: Relativ schmalbandig, falls nicht konstruktive Kunstgriffe angewandt werden, obere Grenzfrequenz einige 100 MHz, häufig verwendete Bezugsantenne für Vergleichsmessungen,
- Logarithmisch-periodische Antenne: Einsatzbereich ca. 50 MHz bis über 1000 MHz, Bandbreite bis ca. 1 Dekade, gegenüber Dipol stärkere Richtwirkung und 6 dB bis 10 dB Gewinn,

– Helixantenne: Für Zirkularpolarisation, auch hier logarithmisch-periodische Breitband-Konstruktionen möglich,

– Hornstrahler: Für Mikrowellenbereich (ab ca. 1000 MHz), genau bestimmbarer Gewinnfaktor („standard gain horn“), daher als Bezugsantenne einsetzbar.

Zahlreiche Sonderformen, z. B. aktive Breitband-Antennen (mit eingebautem elektronischem Verstärker) stehen als Zubehör zu Meßempfängern zur Verfügung.

Beim Einsatz von Meßantennen ist zu beachten:

– Verwendung nur im spezifizierten Frequenzbereich mit passender Lastimpedanz (einwandfreie elektrische Verbindungen sind wichtig),

– Ausrichtung der Antenne in Hauptempfangsrichtung und entsprechend der Polarisation, hinreichenden Abstand zu Streukörpern (Personen, Wände, Boden, Mast etc.) halten,

– bevorzugt Befestigungsteile aus Isolierstoff verwenden,

– die Anschlußleitung möglichst senkrecht zum elektrischen Feldvektor und nicht im Bereich der Hauptempfangsrichtung führen,

– gut geschirmte Anschlußleitung (z. B. mit zweilagigem Schirmgeflecht) und Steckverbinder verwenden, um Fehlmessungen durch direkte Feldeinkopplung zu vermeiden.

Unter günstigen Bedingungen läßt sich der Beitrag einer guten Meßantenne zur gesamten Meßunsicherheit unter ca. 10% (1 dB) halten.

**Breitband-Sensoren** Die im folgenden beschriebenen zwei Sensorformen sind nur für Empfangsbetrieb einsetzbar und stellen meßtechnisch wichtige Sonderfälle dar. Die Sensoren sind klein, mit der geeigneten Abschlußimpedanz breitbandig und für Messungen im Frequenz- oder Zeitbereich geeignet.

Kurzer elektrischer Dipolsensor (Fig. 4.242), geeignet als breitbandige, kleine Meßsonde für das elektrische Feld, anwendbar im Frequenzbereich von einigen kHz bis zu einigen 100 MHz, Bedingungen: Dipollänge  $l \ll \text{Wellenlänge } \lambda$ ,  $D \ll l$ . Fig. 4.243 zeigt das Ersatzschaltbild. Die vom elektrischen Feld hervorgerufene Spannung  $U_i$  ist gegeben durch

$$U_i = \frac{E_i \cdot l}{2} \quad (4.495)$$

( $E_i$  = Betrag der Komponente von  $E$  in Richtung der Dipolachse)

Der Strahlungswiderstand  $R_s$  berechnet sich gemäß

$$R_s = 80 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \Omega \quad (4.496)$$



Fig. 4.242 Kurzer elektrischer Dipol

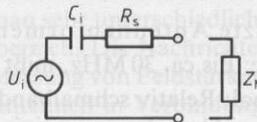


Fig. 4.243 Ersatzschaltung des kurzen elektrischen Dipols

$C_i$  1 bis 10 pF, je nach Länge

$R_s$  Strahlungswiderstand

$Z_M$  Meßverstärker-Eingangsimpedanz

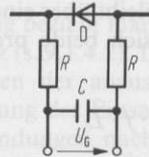
Da  $C_i$  (Größenordnung pF) und  $R_s$  klein sind, ist die Generatorimpedanz ( $Z_i$ ) sehr hoch und nahezu rein kapazitiv. Mit  $Z_L$  als Eingangsimpedanz der nachgeschalteten Elektronik sind zwei grundsätzliche Betriebsarten des Dipolsensors zu unterscheiden:

- Bei einer Elektronik mit kleiner Eingangsimpedanz ( $Z_i \gg Z_L$ ) ist die Meßspannung  $U_L$  (an  $Z_L$ ) proportional der zeitlichen Ableitung der elektrischen Feldstärke ( $\partial E/\partial t$ ), d. h. proportional zur Frequenz („E-Dot-Sensor“). Beim Betrieb als Breitbandsensor z. B. über drei Frequenzdekaden ändert sich das Wandlungsmaß des Sensors daher um 60 dB, was ein Pegelmeßgerät mit sehr großer Meßdynamik erfordert. Dies ist besonders bei Messungen im Zeitbereich mit Digitalspeicher-Oszilloskopen und numerischer Integration zu beachten. Als Alternative läßt sich zwischen Sensor und Pegelmeßgerät ein Verstärker mit Integrator-Verhalten einsetzen, um den Frequenzgang des Sensors zu kompensieren.
- Wird unmittelbar am Dipol ein Verstärker mit großem Eingangswiderstand und kleiner Eingangskapazität (z. B. mit GaAs-MESFET) angeschlossen, ist dessen Ausgangssignal (ohne Integration) direkt proportional zur elektrischen Feldstärke. Zweckmäßig setzt man am Verstärkereingang ein Hochpaßfilter ein, damit Störfelder aus dem 50-Hz-Wechselstromnetz den Verstärker nicht übersteuern können. Die obere Grenzfrequenz ist für einen kurzen Dipol ( $l \ll \lambda$ ) durch den nachgeschalteten Verstärker bestimmt (einige 100 MHz).

Fig. 4.244

Kurzer elektrischer Dipol mit Gleichrichter (Diodensonde)

D HF-Gleichrichter, z. B. Schottky-Diode  
R, C Tiefpaßfilter als HF-Sperre



Eine weitere Möglichkeit ist der Anschluß eines Diodengleichrichters anstelle eines Verstärkers (Fig. 4.244). Der Zusammenhang zwischen Gleichspannung  $U_G$  und elektrischer Feldstärke ist hierbei nicht linear sowie frequenz- und temperaturabhängig, so daß diese „Diodensonde“ in einem bekannten elektrischen Feld kalibriert werden muß. Solche Diodensonden lassen sich extrem klein aufbauen und bis zu sehr hohen Frequenzen (einige GHz) einsetzen (Hopfer u. Adler (1980); Kanda (1977)).

Bei Annäherung eines kurzen elektrischen Dipols an feldverzerrende Körper ändert sich die Umgebungskapazität  $C_i$  („Handeffekt“), was zu Meßfehlern führen kann und daher zu vermeiden ist. Weiterhin sollte die Zuleitung zum Dipol möglichst rechtwinklig zur Richtung des elektrischen Feldvektors verlaufen, damit Feldstörungen durch die Leitung gering bleiben. Um diese Fehlerquelle auszuschalten, sind Feldsonden mit Lichtleitfaser-Meßwertübertragung beschrieben worden (Driver u. Kanda (1988)).

Kleine Rahmenantenne (Fig. 4.245 und 4.246). Sie kann als Meßsonde für das magnetische Feld verwendet werden, wobei die Bedingung  $2\pi r N \ll \lambda$  einzuhalten ist. In einem homogenen magnetischen Feld (harmonische Schwingung) mit der Frequenz  $f$  liefert sie die induzierte Spannung

$$U_i = 2\pi \cdot f \cdot A \cdot N \cdot B_n \quad (4.497)$$

( $N$  Windungszahl,  $B_n$  Feldkomponente senkrecht zur umfaßten Fläche  $A$ )

Bei Abschluß der kleinen Rahmenantenne mit einem hochohmigen Meßgerät ( $R_M$  groß) ist die gemessene Spannung proportional zur Frequenz. Die Meßfrequenz muß

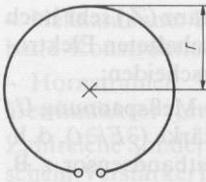


Fig. 4.245 Kleine Rahmenantenne

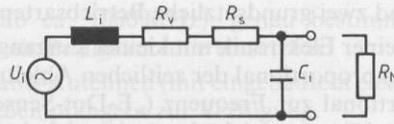


Fig. 4.246 Ersatzschaltung für die kleine Rahmenantenne

- $L_i$  innere Induktivität
- $R_v$  ohmscher (Verlust-)Widerstand
- $R_s$  Strahlungswiderstand
- $C_i$  Wicklungskapazität
- $R_M$  Meßverstärker-Eingangswiderstand

genügend weit unterhalb der durch  $L_i$  und  $C_i$  gegebenen Serienresonanz bleiben, bei in der Praxis einsetzbaren Antennengrößen unterhalb ca. 100 MHz.

Eine größere Bandbreite (2 bis 3 Dekaden) erreicht man durch Messung des Kurzschlußstroms der Rahmenantenne, z. B. mit einem HF-Stromwandler. Ein niederohmiger Abschluß ( $R_M$  sehr klein) der Antenne läßt sich auch mit speziellen Verstärkerschaltungen realisieren. In dieser Betriebsart ist die Wirkung von  $C_i$  weitgehend aufgehoben, und die gemessene Stromstärke bleibt über einen weiten Bereich frequenzunabhängig, da  $U_i$  und die Impedanz von  $L_i$  sich beide proportional zur Frequenz ändern. Für diese Betriebsart muß gelten:

$$R_v + R_s + R_M \ll 2\pi \cdot f \cdot L_i \quad (4.498)$$

Durch Zusammenschaltung von drei gleichartigen orthogonalen Dipolen oder Rahmenantennen mit Diodendetektoren lassen sich breitbandige, isotrope Feldsensoren aufbauen, deren Meßsignal im Idealfall unabhängig von Einfallsrichtung und Polarisation der Welle ist (Larsen u. Ries (1981)). Diese Sensoren werden bevorzugt für sog. „Strahlungsmonitoren“ eingesetzt. Derartige Geräte sind kommerziell erhältlich und dienen z. B. dem Personenschutz in starken HF-Feldern.

**Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV)** In der Natur führen elektrodynamische Vorgänge im Kosmos, z. B. in „Radiosternen“ und Pulsaren, zur Abstrahlung großer HF-Leistung, die wegen der sehr großen Entfernung auf der Erde jedoch nur geringe Feldstärken ergeben. Dies gilt auch für die von der Sonne emittierte thermische Radiostahlung. Als terrestrische Quellen führen lediglich Blitzentladungen in Gewitternähe kurzzeitig zu nennenswerten Feldstärken. Diese i. a. ruhige natürliche „elektromagnetische Umwelt“ ist die Voraussetzung für menschliche technische Aktivitäten wie Nachrichtenübertragung und Radar, da sie im HF-Bereich den Empfang auch sehr schwacher Signale ermöglicht.

Als Störquellen sind daher bei der Planung und Zusammenstellung von empfindlichen Versuchseinrichtungen insbesondere technische HF-Sender und Hochspannungsanlagen zu beachten, in deren Nähe z. B. Sensoren, Meß- und Regeleinrichtungen oder elektronische Rechner („Störsenken“) durch elektromagnetische Felder gestört werden können. In solchen Fällen muß man Störquelle(n) und Störsenke(n) entkoppeln, z. B. durch genügenden Abstand, Abschirmungen, Einbau von Filtern in Stromversorgungs- und Signalleitungen. Die komplexe Problematik der EMV kann hier nur angedeutet

werden, für eine ausführliche Darstellung der Grundlagen und Abhilfemaßnahmen bei Störungen sei z. B. auf (Gonschorek u. Singer (1992)) verwiesen.

**Abschirm- und Absorberkabinen.** Um Abstrahlung von HF-Leistung in die Umwelt oder Störungen von außen zu vermeiden, müssen viele Versuche mit Hochfrequenzfeldern in Abschirmkabinen durchgeführt werden. Mit Kabinen aus dicht verschraubten oder verschweißten Metallblechen sind Schirmdämpfungen über 100 dB leicht erreichbar. Die Industrie bietet derartige Kabinen sowie das nötige Zubehör als Komplettsysteme an. Die meisten Abschirmkabinen werden im Inneren zusätzlich mit Absorbermaterial ausgekleidet, um Hohlraumresonanzen und Reflexionen zu dämpfen und in der Kabine wie auf einem Freifeld arbeiten zu können. Als Absorber werden Pyramiden aus leitfähigem Schaumstoff oder Ferrit-Platten sowie Kombinationen dieser Materialien eingesetzt. Die Kosten für eine derartige Absorberkabine sind sehr hoch.

Bei geringeren Anforderungen an die Schirmdämpfung mag es genügen, wenn z. B. ein Mikrowellen-Versuchsraum unter die Erde verlegt wird oder wenn man einen Käfig aus Maschendraht installiert, dessen Vermaschungsstellen gut verlötet sind. Ein solcher Drahtkäfig setzt jedoch voraus, daß die Maschenweite wesentlich kleiner als die kürzeste auftretende Wellenlänge ist.

#### 4.3.4.5 Frequenz (H. de Boer)

**Frequenzmessung** Bei einer Frequenzmessung bezieht man die Frequenz eines periodischen Vorgangs auf die Einheit der Frequenz (s. 9.1.4.2). Die zur Messung notwendige Vergleichsfrequenz ist nach Gesichtspunkten der anzustrebenden Meßunsicherheit auszuwählen. Dabei kann je nach Anforderung der Einsatz von Quarznormalen, von Normalen, die durch Normalfrequenzaussendungen nachgesteuert werden, oder der Einsatz von Atomfrequenznormalen notwendig sein. (Über Unsicherheiten von Zeit- und Frequenznormalen s. 1.3.3.3 bis 1.3.3.7). Bei geringen Ansprüchen an die Meßunsicherheit kann es genügen, die zu messende Frequenz mit Hilfe von Resonanz- oder Brückenverfahren oder mit Hilfe von Oszilloskopen zu bestimmen. Bei niedrigen Frequenzen kann die Zeit für eine bestimmte Anzahl von Schwingungen mit Gebrauchsuhren (z. B. Stoppuhren) gemessen werden, oder man zeichnet die Schwingungen mit einem Registriergerät auf, dessen Vorschub das Zeitmaß einbringt.

Als allgemeine Regel bei der Auswahl der Meßeinrichtung muß gelten, daß ihre Gesamtunsicherheit während der Messung mindestens um eine Größenordnung geringer ist, als die beim Prüfling erwartete Unsicherheit. Gebrauchsnormale sind regelmäßig auf eine Abweichung ihrer Frequenz von ihrem Nennwert zu überprüfen. Der Anschluß kann z. B. bei staatlich anerkannten Kalibrierlaboratorien der Industrie oder Forschung erfolgen – deren Gebrauchsnormale werden regelmäßig an die Normale des zuständigen Staatsinstituts angeschlossen – oder bei besonders hohen Anforderungen an die Genauigkeit direkt mit Hilfe des Staatsinstituts. Die Häufigkeit des Anschlusses ist abhängig von der Güte des Normals und von der Anforderung an das Normal bei der Messung. Bei dem Gebrauch von höherwertigen Normalen sollten Informationen über ihre Frequenzinstabilität vorhanden sein. In der Regel werden bei Frequenzmessungen Mittelwerte der momentanen Frequenz  $\nu(t)$  über eine bestimmte Meßzeit  $\tau$  bestimmt.

$$\nu = N/\tau \quad (4.499)$$

$N$  Anzahl der Perioden während der Meßzeit  $\tau$ .

**Frequenzinstabilität** Die Ausgangsspannungen von Frequenzgeneratoren zeigen Frequenzschwankungen. Bei diesen als Frequenzinstabilität bezeichneten Frequenzänderungen innerhalb eines gegebenen Zeitintervalls unterscheidet man zwischen einer Frequenzdrift (häufig einseitig fortschreitende Frequenzänderung) und zufälligen Frequenzschwankungen. Eine Frequenzdrift kann meist genügend gut durch die Koeffizienten einer Ausgleichsgeraden beschrieben werden. Die zufälligen Frequenzschwankungen werden üblicherweise entweder durch ihr Leistungsspektrum mit Bezug auf die Fourierfrequenz  $f$  oder durch Varianzen (oder Standardabweichungen) der Einzelmessungen, die von der jeweiligen Meßzeitdauer  $\tau$  abhängen, angegeben.

Die Ausgangsspannung eines Frequenzgenerators hat die Form

$$u(t) = \hat{u} \cos(2\pi\nu(t) \cdot t) = \hat{u} \cos(2\pi\nu_0 t - \varphi(t)) \quad (4.500)$$

$u(t)$  Momentanwert der elektrischen Spannung,  $\hat{u}$  Amplitude der elektrischen Spannung,  $\nu(t)$  Momentanwert der Frequenz,  $\nu_0$  Nennwert der Frequenz,  $\varphi(t)$  Momentanwert des Null-Phasenwinkels.

Abhängig vom benutzten Meßverfahren werden folgende Kenngrößen auf ihre Schwankungen hin untersucht:

- Der Momentanwert des Null-Phasenwinkels  $\varphi(t)$ ,
- Der Momentanwert der relativen Frequenzabweichung

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \cdot \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (4.501)$$

- Der Momentanwert der Null-Phasenzeit

$$x(t) = \frac{1}{2\pi\nu_0} \varphi(t) \quad (4.502)$$

Die Schwankungen der Größen  $\varphi(t)$ ,  $y(t)$  und  $x(t)$  können beispielsweise durch ihre Leistungsspektren  $S_\varphi(f)$ ,  $S_y(f)$  und  $S_x(f)$  im jeweiligen Fourierfrequenzbereich angegeben werden. Häufig werden zufällige Frequenzschwankungen durch eine Aufzeichnung des Verlaufs der Zwei-Proben-Standardabweichung beschrieben:

$$s_y(\tau, n) = \left( \frac{1}{2(n-1)} \sum_{i=1}^{n-1} (y_{i+1}(\tau) - y_i(\tau))^2 \right)^{1/2} \quad (4.503)$$

mit

$$y_k(\tau) = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(t) dt = \frac{1}{2\pi\nu_0\tau} (\varphi(t_k + \tau) - \varphi(t_k))$$

$$= \frac{1}{\tau} (x(t_k + \tau) - x(t_k)) \quad (4.504)$$

$n$  Anzahl der Meßwerte. Unter bestimmten Voraussetzungen und für eine große Anzahl  $n$  geht die Zwei-Proben-Standardabweichung  $s$  in die Zwei-Proben-Standardabweichung der Grundgesamtheit  $\sigma$  über.

$$s_y(\tau, n) \approx s_y(\tau) \approx \sigma_y(\tau) \quad (4.505)$$

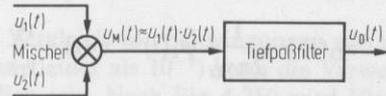
Die verschiedenen Schwankungsgrößen sind mit bestimmten Einschränkungen ineinander umrechenbar.

Barnes (1971), CCIR (1978), Fischer (1969), Chi (1977), Kartaschoff (1978), Kramer (1977), Müller (1979), Rutman (1977) u. (1978)

Bei der Frequenzinstabilität von Frequenzgeneratoren unterscheidet man zwischen einer Kurzzeitanstabilität, wenn Frequenzänderungen auf Zeiten unter etwa 1000 s bezogen werden und eine Langzeitanstabilität, wenn diese Zeiten größer als 1 Tag sind.

**Methoden zur Frequenzmessung** Resonanzmethode. Resonanzwellenmesser enthalten stabil aufgebaute, abstimmbare und mit Kalibrierung versehene Schwingkreise oder Leitungskreise (s. 4.3.3.7). Mittels einer angekoppelten Diode wird eine Gleichspannung gewonnen, die über ein Meßinstrument zur Anzeige gebracht wird. Je nach Ausführung (evtl. Thermostatisierung) ist die relative Meßunsicherheit  $10^{-3}$  oder kleiner.

Fig. 4.247  
Prinzip der Frequenzumsetzung durch Mischen  
zweier el. Schwingungen



Frequenzmessung durch Mischen. Nach Fig. 4.247 werden die elektrischen Spannungen  $u_2(t) = \hat{u}_2 \cos(2\pi\nu_2 t + \varphi_2(t))$ , deren Frequenz  $\nu_2$  bestimmt werden soll, und die bekannte Vergleichsschwingung  $u_1(t) = \hat{u}_1 \cos(2\pi\nu_1 t + \varphi_1(t))$  mit der Frequenz  $\nu_1$  auf den Eingang einer multiplizierenden Mischschaltung gegeben.

Das Mischprodukt (für den vorliegenden Zweck ist nur dessen Frequenzabhängigkeit wesentlich)

$$\begin{aligned} u_M(t) &\sim u_1(t) \cdot u_2(t) \\ &= \frac{\hat{u}_1 \cdot \hat{u}_2}{2} (\cos(2\pi(\nu_1 + \nu_2)t + \varphi_1(t) + \varphi_2(t)) \\ &\quad + \cos(2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \varphi_1(t) - \varphi_2(t))) \end{aligned} \quad (4.506)$$

wird mit einem Tiefpaß gefiltert, so daß am Ausgang der Schaltung die Spannung

$$\begin{aligned} u_D(t) &\sim \frac{\hat{u}_1 \cdot \hat{u}_2}{2} \cdot \cos(2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \varphi_1(t) - \varphi_2(t)) \\ &= \hat{u}_D \cdot \cos(2\pi\nu_D t - \varphi_D(t)) \end{aligned} \quad (4.507)$$

abgenommen werden kann. Die Differenzfrequenz  $\nu_D$  kann bei geringen Ansprüchen an die Meßunsicherheit z. B. mit einer Stoppuhr oder mit einem elektronischen Zähler bestimmt werden.

Die gesuchte Frequenz  $\nu_2$  ist  $\nu_1 + \nu_D$  oder  $\nu_1 - \nu_D$ . Um zu entscheiden, ob  $\nu_D$  von  $\nu_1$  abgezogen oder hinzugefügt werden muß, wird  $\nu_1$  verändert und die Wirkung auf  $\nu_D$  beobachtet (Gl. (4.507)). Die Schwankungen der Null-Phasenwinkel  $\varphi_1(t)$  und  $\varphi_2(t)$ , die sich in  $\varphi_D(t)$  wiederfinden, zeigen sich bei dieser Art der Messung pauschal als Schwankungen der Differenzfrequenz  $\nu_D$ . Als relative Meßunsicherheit dieser Methode

ergibt sich:

$$\frac{\Delta v_2}{v_2} = \pm \frac{\Delta v_D}{v_D} \cdot \frac{v_D}{v_1} \quad (4.508)$$

Wählt man  $v_D/v_1$  genügend klein, so bekommt man selbst bei verhältnismäßig hoher Meßunsicherheit für  $\Delta v_D/v_D$ , eine geringe Meßunsicherheit für die zu bestimmende Frequenz  $v_2$ . Die Mischfrequenz  $v_1$  wird zweckmäßigerweise einem kalibrierten durchstimmbaren Frequenz-Generator (z. B. Frequenzdekade mit Interpolations-Generator für die feinste Frequenzstufe) entnommen.

Wird zur Mischung eine phasenstabile Vergleichsschwingung benutzt ( $\varphi_1(t) = \text{const}$ ), dann zeigt die Schwingung  $u_D(t)$  nach Gl. (4.509) dieselben Schwankungen des Null-Phasenwinkels wie die Schwingung  $u_2(t)$ . Dieselben Schwankungen des Null-Phasenwinkels bedeuten für die Schwingung  $u_D(t)$  ein um den Faktor  $v_2/v_D$  größeres Schwanken der Phasenzzeit.

$$x_D(t) = \frac{1}{2\pi v_D} \varphi_2(t) = x_2(t) \cdot \frac{v_2}{v_D} \quad (4.509)$$

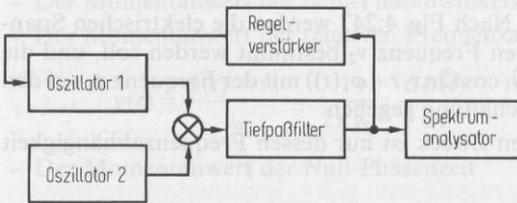


Fig. 4.248 Prinzip zur Untersuchung der Frequenzinstabilität eines Oszillators in einer Phasendiskriminatorschaltung

Soll neben der Frequenz eines Frequenzgenerators (Oszillators) seine Instabilität bestimmt werden, kann nach dem Prinzip nach Fig. 4.248 verfahren werden. Die Frequenz des Referenzoszillators 1 wird über einen Regelkreis in bezug auf die Frequenz des zu untersuchenden Oszillators 2 so geregelt, daß der Phasenverschiebungswinkel zwischen beiden Schwingungen im Mittel  $\pi/2$  beträgt. (Die Schaltung arbeitet in diesem Fall als Phasendiskriminator.) Bei genügend stabilem Referenzoszillator ist die hinter dem Tiefpaßfilter auftretende Spannung  $u_\varphi$  proportional zu den Schwankungen des Null-Phasenwinkels des Oszillators 2. Beispielsweise kann mit Hilfe eines Spektrumanalysators das Leistungsspektrum des Null-Phasenwinkels  $S_\varphi(f)$  aufgenommen werden. Dieses Verfahren ist geeignet für Schwankungsmessungen im Frequenzbereich unterhalb 1 Hz.

Das Verfahren nach Fig. 4.249 gestattet eine Messung des  $\sigma_y(\tau)$ -Verhaltens eines Oszillators. Die Schwingungen des frequenzstabilen, in der Frequenz einstellbaren

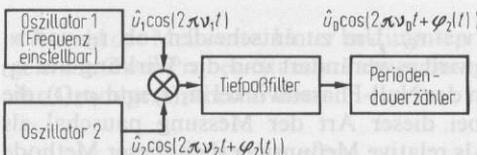


Fig. 4.249 Prinzip zur Messung der Frequenzinstabilität eines Oszillators durch Bestimmen der Periodendauerschwankungen (Messen des  $S_y(\tau)$ -Verhaltens des Oszillators)

Referenzoszillators 1 wird mit der Schwingung des zu untersuchenden Oszillators 2 gemischt. Nach Filterung erfolgen Messungen der Periodendauer  $T_D$  mit Hilfe eines elektronischen Zählers. Man erhält auf diese Weise Sätze von Meßwerten der Form

$$T_{D,k} = \frac{1}{\nu_D} + \frac{\varphi_2(t_k + T_D) - \varphi_2(t_k)}{2\pi\nu_D} = \frac{1}{\nu_D} + S_k \quad (4.510)$$

$S_k$  ist die interessierende Schwankungsgröße und steht mit  $\bar{y}_k(\tau)$  (Gl. (4.504)) in folgendem Zusammenhang:

$$\bar{y}_k(T_D) = \frac{1}{T_D} \cdot \frac{\nu_D}{\nu_2} \cdot S_k \quad (4.511)$$

$s_y(\tau)$  ergibt sich durch Auswerten der Ergebnisse nach Gl. (4.503). Dieses Verfahren ist geeignet für Meßzeiten  $\tau > 1$  s.

Schröder (1979)

**Frequenzdifferenz-Vervielfacher.** Beim Vergleich von Schwingungen von nahezu gleicher Frequenz (relative Frequenzdifferenz kleiner als  $10^{-8}$ ) kann die Verwendung eines Frequenzdifferenz-Vervielfachers nützlich sein. Nach Fig. 4.250 wird  $10(\nu + \Delta\nu)$  gebildet und davon durch Mischung  $9 \cdot \nu$  abgezogen. Das Ergebnis nach der ersten Mischstufe ist  $\nu + 10 \cdot \Delta\nu$ . Nach  $n$  Mischstufen bekommt man entsprechend  $\nu + 10^n \cdot \Delta\nu$ .

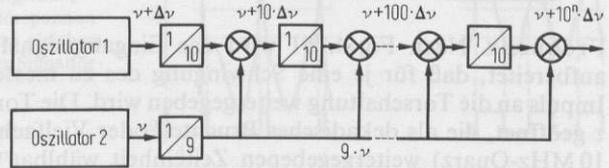


Fig. 4.250  
Frequenzdifferenz-Vervielfacher nach  
Parzen

**Frequenzmessung durch Bestimmen der Phasenzeitänderung.** Bei einem Frequenzvergleich (Frequenzmessung) von zwei periodischen Signalen deren Frequenzen  $\nu_1$  und  $\nu_2$  nahezu gleich sind, kann die Phasenzeitänderung über eine Meßzeit  $\tau$  bestimmt und hieraus z. B. die relative Frequenzdifferenz während des Meßzeitintervalls berechnet werden.

Zur Messung werden die zu vergleichenden Signale auf die Eingänge eines Zeitintervall-Zählers geschaltet und die Signalformer so eingestellt, daß jeweils zur selben Phase des jeweiligen Signals eine Messung ausgelöst wird (beispielsweise beim Nulldurchgang der Signale). Signal 1 eröffnet und Signal 2 beschließt eine Messung. Eine zweite derartige Messung erfolgt nach der Meßzeit  $\tau$ . Die Ergebnisse bei der Phasenzeitdifferenzmessungen seien  $\Delta t_1$  und  $\Delta t_2$ . Dann ist im zeitlichen Mittel über  $\tau$  die relative Frequenzdifferenz

$$\frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_1} = \frac{(\Delta t_1 - \Delta t_2)}{\tau} \quad (4.512)$$

Diese Art der Messung ist besonders gut einsetzbar, wenn gleichwertige Normalfrequenzen über längere Zeiträume miteinander verglichen werden sollen. Hier genügen manchmal Messungen in 24stündigen Abständen, um verläßlich Aussagen über das Frequenzverhalten zu bekommen.

Frequenzmessung mit Hilfe von Lissajous-Figuren. Mit Hilfe eines Oszilloskops, an dessen  $X$ - und  $Y$ -Eingängen die zu vergleichenden Schwingungen gegeben werden, lassen sich durch Beobachten der Lissajous-Figuren empfindliche Frequenzvergleiche durchführen. Dabei müssen die Frequenzen der beiden Schwingungen in einem annähernd rationalen Verhältnis zueinander stehen.

Vergleicht man zwei Schwingungen von 1 MHz, die voneinander eine relative Frequenzabweichung von  $10^{-8}$  haben, so wiederholt sich ein Bild auf dem Oszilloskop alle 100 s. (Beispielsweise artet die abgebildete Ellipse in eine gerade Linie aus, wenn die Schwingungen eine Phasenwinkeldifferenz von 0 oder  $\pi$  haben.) Mit einer Stoppuhr kann man die 100-Sekunden-Periode mit einer Unsicherheit von  $\pm 0,1$  s messen. Hieraus resultiert eine Meßunsicherheit für die Frequenzabweichung von  $\pm 1 \cdot 10^{-11}$ .

**Messungen mit elektronischen Zählern** Käufliche Zähler für Meßzwecke erfüllen meist mehrere Meßfunktionen: Frequenzmessung, Messung des Frequenzverhältnisses zweier Schwingungen, Periodendauermessung, Zeitintervallmessung.

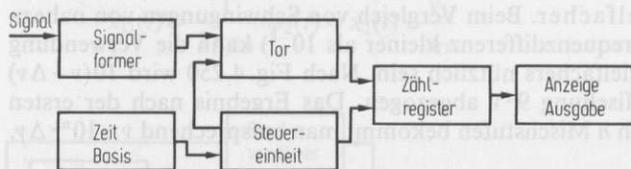


Fig. 4.251  
Schaltungsprinzip zum Messen der Frequenz einer periodischen Schwingung

Frequenz. Nach Fig. 4.251 wird das Eingangssignal in einer Signalformerstufe so aufbereitet, daß für je eine Schwingung des zu messenden periodischen Signals ein Impuls an die Torschaltung weitergegeben wird. Die Torschaltung wird für eine Meßzeit  $\tau$  geöffnet, die als dekadisches Bruchteil oder Vielfaches der von der Zeitbasis (meist 10 MHz-Quarz) weitergegebenen Zeiteinheit wählbar ist. Während der Öffnungszeit werden die eingehenden Impulse in einer Zählstufe gezählt und nach der Messung zur Anzeige gebracht bzw. in elektrisch kodierter Form zur Weiterverarbeitung bereitgestellt.

Erfahrungsgemäß werden häufig Fehler beim Anpassen der Einstellmöglichkeiten der Signalformerstufe auf die Eingangssignale gemacht, die zu Meßfehlern führen. Die gebräuchlichsten Einstellmöglichkeiten sind: Eingangssignalabschwächer, Gleichwechsel-Spannungskopplung des Eingangssignals, Gleichspannungspegel, Triggerung der Signalformerstufe an einer positiven oder negativen Flanke des Signals. Weiter ist bei der Einstellung zu beachten, daß die Signalformerstufe beim Durchschalten Hystereseverhalten ( $\Delta U_H$ ) zeigt. Die Teilbilder von Fig. 4.252 zeigen verschiedene Einstellungen und Fehlermöglichkeiten. Bei Messungen an Signalen, deren Eigenschaften vorerst unbekannt sind, sollte man beim Einstellen von Signalformerstufen stets die Signalform mit einem Oszilloskop kontrollieren. Die hier aufgezählten Fehlermöglichkeiten können sinngemäß auf alle Messungen mit elektrischen Zählern übertragen werden.

Bei der Beurteilung der Gesamtunsicherheit der Frequenzmessung sind zwei Anteile zu beachten:

- Die  $\pm 1$ -Zählschritt-Unsicherheit bei Messungen mit Zählern, die eine relative Frequenzunsicherheit von  $\Delta \nu / \nu = \pm 1 / \nu \cdot \tau$  ergibt ( $\nu$  Frequenz des Meßsignals,  $\tau$  Meßzeit).
- Eine Abweichung der Frequenz der Zeitbasis von ihrem Sollwert.

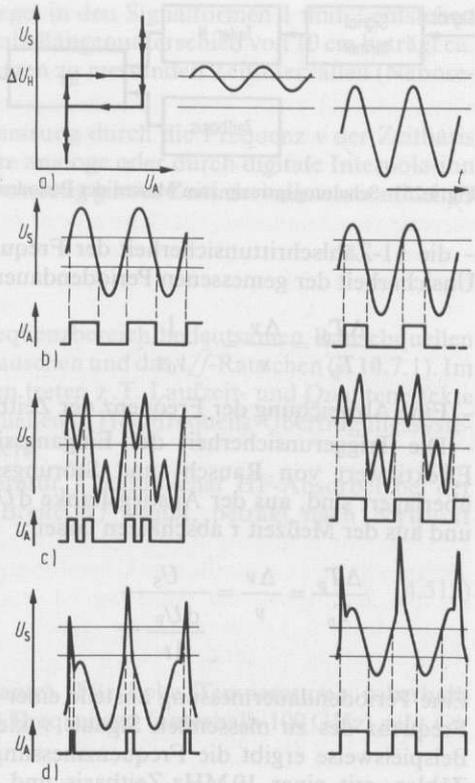


Fig. 4.252

Beispiele für verschiedene Einstellungen des Eingangs einer Signalformerstufe in bezug auf das Eingangssignal

a) links: Hystereseverhalten der Eingangsstufe  
rechts: Infolge einer zu kleinen Signalspannung bzw. Fehlanpassung erfolgt keine Triggerung des Signalformers

b) links: Richtige Pegelanpassung  
rechts: Gleichspannungspegel zu hoch angesetzt,

c) und d): Dem Nutzsinal überlagerte Störspannungen können, je nach PegelEinstellung, bei gleichem Signal unterschiedliche Triggerungen des Signalformers auslösen

$U_S$  Eingangssignalspannung

$U_A$  Ausgangsspannung des Signalformers

$\Delta U_H$  Hysteresebereich des Signalformers

Kommerzielle Frequenzzähler ohne vorgeschalteten Frequenzumsetzer haben zur Zeit eine obere Grenzfrequenz von 500 MHz. Mit Frequenzumsetzer werden obere Grenzfrequenzen bis 40 GHz erreicht.

Frequenzverhältnis. Die oben beschriebenen Frequenzmessung kann als Verhältnismessung der Signalfrequenz  $\nu$  zur Frequenz der Zeitbasis  $\nu_0$  angesehen werden. Vielfach sind die Geräte so eingerichtet daß sie unter Abschaltung der internen Zeitbasis das Verhältnis der Frequenzen zweier von außen zugeführter, periodischer Signale messen können. Insbesondere ist es möglich zur Verringerung der Meßunsicherheit die zählerinterne Zeitbasis durch eine eventuell vorhandenen genauere zu ersetzen.

Periodendauer. Bei der Periodendauermessung (Periodendauer  $T_p = 1/\nu$ ) wird die Zeit  $\tau$  gemessen in der sich  $N$  Perioden (Teilung üblicherweise dekadisch) des zu messenden Signals ereignen (Fig. 4.253). Die Signalformerstufe bereitet das Signal auf. In der folgenden Teilerstufe wird durch Vorwahl der Teilerzahl festgelegt, über wie viele Perioden  $N$  des Signals die Messung durchgeführt wird. Der Ausgang der Teilerstufe legt die Öffnungszeit der Torstufe fest. Während der Öffnungszeit der Torstufe erfolgt die Zeitmessung durch Abzählen der Schwingungen  $\nu_0$  der Zeitbasis. Bei der Beurteilung der Meßunsicherheit sind drei Anteile zu beachten:

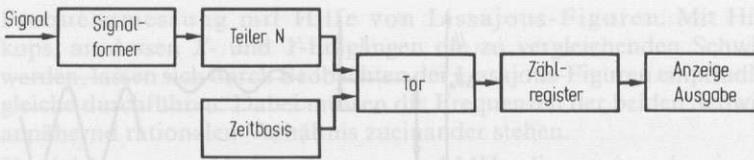


Fig. 4.253 Schaltungsprinzip zum Messen der Periodendauer einer Schwingung

– die  $\pm 1$ -Zählschrittunsicherheit der Frequenz der Zeitbasis  $\nu_0$  führt zu einer relativen Unsicherheit der gemessenen Periodendauer  $T_p$  bzw. der Frequenz  $\nu$  von

$$\frac{\Delta T_p}{T_p} = \frac{\Delta \nu}{\nu} = \pm \frac{1}{\nu_0 \tau} \quad (4.513)$$

- Eine Abweichung der Frequenz der Zeitbasis von ihrem Sollwert.
- Die Triggerunsicherheit des Eingangssignals, die sich näherungsweise aus dem Effektivwert von Rausch- und Störungsspannungen  $U_S$ , die dem Eingangssignal überlagert sind, aus der Anstiegsflanke  $dU_E/dt$  des Eingangssignals am Triggerpunkt und aus der Meßzeit  $\tau$  abschätzen lassen:

$$\frac{\Delta T_p}{T_p} = \frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{U_S}{\frac{dU_E}{dt} \cdot \tau} \quad (4.514)$$

Eine Periodendauermessung anstelle einer Frequenzmessung empfiehlt sich, wenn die Frequenz des zu messenden Signals  $\nu$  kleiner als die Frequenz  $\nu_0$  der Zeitbasis ist. Beispielsweise ergibt die Frequenzmessung eines 10 Hz-Signals, mit einem 8stelligen Zähler, mit einer 10 MHz-Zeitbasis und bei einer Meßdauer von 1 s, die Anzeige 00.000010 MHz. Eine Periodendauermessung an demselben Signal ergibt die Anzeige 0100000.0  $\mu$ s. In diesem Fall ist die Auflösung  $10^5$ mal größer. Komfortable Zähler sind intern so geschaltet, daß jeweils diejenige Meßmethode gewählt wird, die die beste Auflösung gibt. Die notwendige Umrechnung erfolgt dabei durch einen eingebauten Mikroprozessor.

Zeitintervall. Die Dauer eines durch zwei elektrische Signale vorgegebenen Zeitintervalls läßt sich mit einem Zeitintervall-Zähler bestimmen (Fig. 4.254). Nach Signalumformung öffnet das Signal 1 die Torstufe. Während der Öffnungszeit erfolgt die Zeitmessung durch Abzählen der Schwingungen  $\nu_0$  der Zeitbasis. Das Signal 2 schließt die Torstufe und beendet die Zeitintervallmessung.

Bei Beurteilung der Gesamtunsicherheit ist zusätzlich zu den drei bei der Periodendauermessung angegebenen Anteilen ein systematischer Anteil zu berücksichtigen, der z. B. durch unterschiedliche Laufzeiten der Signale auf den Signalleitungen zum Zählerein-

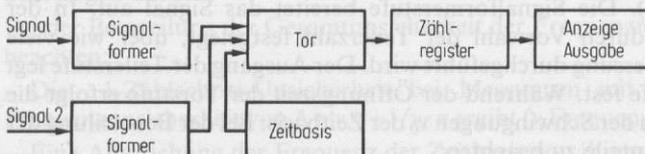


Fig. 4.254 Schaltungsprinzip zum Messen der Dauer eines Zeitintervalls, das durch zwei el. Signale markiert wird

gang oder durch unterschiedliche Triggerpegel in den Signalformen 1 und 2 entstehen kann. Die Signalverzögerung durch einen Kabellängenunterschied von 10 cm beträgt ca. 0,5 ns. Der systematische Anteil wird bei kurzen zu messenden Zeitintervallen (Nanosekundenbereich) merklich.

Normalerweise ist die Auflösung der Zeitmessung durch die Frequenz  $\nu$  der Zeitbasis vorgegeben. Es gibt Zähler, die durch lineare analoge oder durch digitale Interpolation zu einer größeren Auflösung kommen. Gegenwärtig gibt es Zeitintervallmesser mit einer Auflösung bis zu  $\pm 20$  ps.

#### 4.3.4.6 Rauschen (W. Kessel)

**Thermische Rauschquellen** Die im Hochfrequenzbereich bedeutsamen Rauschquellen sind das thermische Rauschen, das Schrotrauschen und das  $1/f$ -Rauschen (s. 10.7.1). Im Unterschied zum niederfrequenten Rauschen treten z.T. Laufzeit- und Quanteneffekte in Erscheinung. Außerdem werden Rauschquellen in Hochfrequenz-Übertragungssystemen durch ihre Rauschleistung charakterisiert.

Die Rauschleistung, die ein auf der Temperatur  $T$  befindlicher HF-Absorber bei der Frequenz  $f$  in einem Frequenzband der Breite  $\Delta f$  abgibt, beträgt nach Nyquist (1938)

$$P_R^{\text{qu}} = \frac{hf}{\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1} \Delta f \quad (4.515)$$

( $h$  Planck-Konstante,  $k$  Boltzmann-Konstante). Für hohe Temperaturen (oberhalb Zimmertemperatur  $T_0 = 290$  K) und niedrige Frequenzen (unterhalb 100 GHz) geht Gl. (4.515) in die klassische Formel

$$P_R^{\text{kl}} = kT\Delta f \quad (4.516)$$

über. Tab. 4.13 zeigt die Abweichungen der klassischen Formel von der quantenmechanischen Gleichung für Zimmertemperatur und die Temperaturen des siedenden Stickstoffs und Heliums bei drei Frequenzen.

Tab.4.13 Verhältnis der nach der quantenmechanischen Formel (4.515) berechneten Rauschleistung zum klassischen Grenzfall der Gl. (4.516)

$T$ in K	$P_R^{\text{kl}}$ in J	$P_R^{\text{qu}}/P_R^{\text{kl}}$ bei		
		1 GHz	10 GHz	100 GHz
290	$4,0 \cdot 10^{-21}$	1,0	0,999	0,992
77	$1,1 \cdot 10^{-21}$	1,0	0,997	0,969
4	$5,5 \cdot 10^{-23}$	0,994	0,941	0,516

**Bestimmung der Rauschtemperatur** In einem Hochfrequenzempfänger oder Verstärker wirken neben den thermischen Rauschquellen in den Bauteilen weitere Rauschquellen (s. 10.7.1), die sich am Ausgang zu einer Gesamtrauschleistung überlagern. Die Größe der Gesamtrauschleistung wird durch die spektrale Rauschzahl  $F$  oder die ihr äquiva-

lente Rauschtemperatur  $T_R$  angegeben, die beide durch die Gleichung

$$T_R = (F - 1)T_0 \quad (4.517)$$

verknüpft sind. Dabei ist die Rauschtemperatur diejenige Temperatur, die eine vor einem äquivalenten rauschfreien Empfänger oder Verstärker geschaltete thermische Rauschquelle nach Gl. (4.516) haben müßte, damit sich am Ausgang die beobachtete Eigenrauschleistung einstellt. Zur Bestimmung der Rauschtemperatur  $T_R$  werden zwei verschiedene Methoden, die Signalgeneratormethode und die  $Y$ -Faktormethode angewandt. Beide vergleichen die von dem Zweitor erzeugte Rauschleistung mit einer bekannten Hochfrequenzleistung.

Fig. 4.255

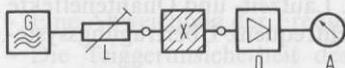
Anordnung zur Messung der Rauschtemperatur eines Zweitores  $X$  nach der Signalgenerator-Methode

G Hochfrequenzgenerator

L einstellbarer Abschwächer

D Detektor

A Anzeigeeinstrument



Bei der in Fig. 4.255 dargestellten Signalgeneratormethode wird die bekannte HF-Leistung von einem Sinuswellengenerator geliefert, dessen Ausgangsleistung durch ein nachgeschaltetes, einstellbares Dämpfungsglied verändert werden kann. Voraussetzung für die Richtigkeit der Messung ist u. a., daß der am Ausgang des Meßobjekts angeschlossene Leistungsmesser gleiche Empfindlichkeit für den Nachweis einer Rauschleistung wie für den Nachweis einer Mischleistung aus Rausch- und Sinuswellenanteil aufweist. Aus dem Verhältnis  $Y$  der bei eingeschaltetem Sinuswellengenerator gemessenen Ausgangsleistung  $P_2$  zur Ausgangsleistung  $P_1$  bei abgeschaltetem Generator berechnet sich die Rauschtemperatur  $T_R$  aus der Signalleistung  $P_s$  nach der Gleichung

$$T_R = \frac{P_s}{k(Y - 1)B_R} + T_0 \quad (4.518)$$

Die Rauschbandbreite des Zweitores

$$B_R = \frac{\int_0^{\infty} L_v(f) df}{L_v(f_0)} \quad (4.519)$$

wird aus der Frequenzabhängigkeit der verfügbaren Leistungsverstärkung  $L_v(f)$  durch grafische oder numerische Integration ermittelt ( $f_0$  Frequenz der Bandmitte).

Bei der Rauschmessung ist wegen der im allgemeinen hohen Dämpfung zwischen Signalgenerator und Meßobjekt auf gute Schirmung des Nachweisgerätes zu achten. Die Auswertung der Gl. (4.518) wird besonders einfach, wenn die Signalleistung so eingestellt wird, daß das Verhältnis  $Y$  der Leistungen am Ausgang des Meßobjektes mit und ohne Zusatzsignal den Wert 2 annimmt (3-dB-Methode).

Der Einfluß der Eigenschaften des Leistungsmessers kann außer acht gelassen werden, wenn mit Hilfe eines weiteren zwischen dem Ausgang des Meßobjektes und dem Leistungsmesser eingesetzten Abschwächers, etwa eines zuschaltbaren 3-dB-Dämpfungsgliedes, mit und ohne Signal jeweils auf gleiche Leistungsanzeige abgeglichen wird.

Die Verwendung eines Rauschgenerators anstelle des Signalgenerators bietet bei der Bestimmung der Rauschtemperatur eines Zweitores den Vorteil, daß im gesamten Frequenzgebiet eine hochfrequente Vergleichsleistung zur Verfügung steht und die zeitaufwendige Messung der Bandbreite des Zweitores entfällt.

Bei der  $Y$ -Faktormethode werden nacheinander zwei Rauschgeneratoren mit den Rauschtemperaturen  $T_{RH}$  und  $T_{RK}$  ( $T_{RH} > T_{RK}$ ) an den Eingang des Meßobjektes angeschlossen. Aus dem Verhältnis  $Y$  der Ausgangsleistungen ergibt sich die unbekannte Rauschtemperatur  $T_R$  nach

$$T_R = \frac{T_{RH} - Y T_{RK}}{Y - 1} \quad (4.520)$$

Mit einem Rauschgenerator, dessen Rauschleistung kontinuierlich einstellbar ist, kann die Rauschtemperatur eines Zweitores nach einem der Signalgeneratormethode analogen Verfahren bestimmt werden. Als einstellbare Rauschquelle dienen Rauschdioden, deren Rauschleistung durch Variation des Anodenstromes verändert werden kann, oder Rauschquellen mit konstanter Rauschtemperatur (s. Plasma-Rauschgeneratoren oder Festkörper-Rauschquellen), denen ein kalibrierter, einstellbarer Abschwächer nachgeschaltet ist. Dadurch entsteht eine Rauschquelle, deren Rauschtemperatur  $T_R$  durch Veränderung des Dämpfungsfaktors  $\alpha$  entsprechend der Relation

$$T'_R = \alpha T_R + (1 - \alpha) T_0 \quad (4.521)$$

in weiten Bereichen einstellbar ist. Ein Ar-Plasma-Rauschgenerator, dem ein einstellbarer 10-dB-Abschwächer nachgeschaltet ist, liefert eine stabile Rauschquelle, deren Rauschtemperatur zwischen 11 300 K und 1400 K eingestellt werden kann.

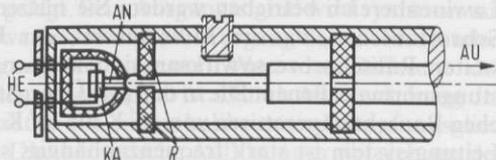
Bei der Bestimmung der Rauschtemperatur von Überlagerungsempfängern mit breitbandigen Rauschquellen muß der Einfluß des Spiegelbandes berücksichtigt werden, sofern vor die Mischstufe kein vorselektierendes Filter geschaltet ist. Mit einem Meßsender ist das Verhältnis  $S$  der verfügbaren Leistungsverstärkung  $L_s$  bei der Spiegelfrequenz zur verfügbaren Leistungsverstärkung  $L_0$  bei der Sollfrequenz (jeweils in Bandmitte) zu bestimmen und die Gl. (4.520) durch

$$T_R = (1 + S) \frac{T_{RH} - Y T_{RK}}{Y - 1} \quad (4.522)$$

zu ersetzen.

**Rauschgeneratoren** Für den Aufbau von Rauschgeneratoren werden verschiedene Rauschprozesse ausgenutzt. Bei den Rauschdioden entsteht durch das statistische Austreten der Elektronen aus der Kathode im Anodenstrom ein Rauschanteil (Schrottrauschen), der in das Hochfrequenz-Leitungssystem eingekoppelt wird. Fig. 4.256 zeigt eine Rauschdiode in Koaxialausführung (Kolb (1955)), bei der die Anode den Innenleiter bildet. Die Leitungsabschlußwiderstände sind gleichzeitig die Arbeitswiderstände der Diode, an denen die Rauschleistung entsteht und in das koaxiale Leitungs-

Fig.4.256  
Rauschdiode in Koaxialausführung  
AN Anode  
KA Kathode  
HE Heizung  
R Widerstände  
AU Ausgang (Kolb (1955))



system eingekoppelt wird. Die am Ausgang verfügbare Rauschleistung wird über den Anodenstrom  $I$  der im Sättigungsgebiet betriebenen Diode mit Hilfe der Kathodentemperatur eingestellt

$$P_R = \left( \frac{1}{2} eIZ_0\chi^2 + kT_0 \right) \Delta f \quad (4.523)$$

( $e$  Elementarladung). Der frequenzabhängige Faktor  $\chi^2$  berücksichtigt den Einfluß der Laufzeit der Elektronen und den Fehler in der Anpassung der Diode an das Leitungssystem. Er muß i. allg. oberhalb von 500 MHz durch eine Vergleichsmessung mit einem Sinuswellengenerator oder einer anderen Rauschquelle ermittelt werden. Unterhalb von 100 kHz sind Rauschdioden nicht verwendbar, da hier das weiße Spektrum der Gl. (4.523) durch zusätzliche Anteile von  $1/f$ -Rauschen verfälscht wird.

Für höhere Frequenzen (1 GHz bis 120 GHz) werden vorwiegend Plasma-Rauschgeneratoren eingesetzt. Sie nutzen die zufälligen Schwankungen des elektromagnetischen Feldes, die bei der in einem Gasentladungsrohr ablaufenden Ionisation von Edelgasen (Argon, Xenon) entstehen. Die positive Säule der Gasentladung gibt bei guter Stabilisierung des Anodenstromes ein Rauschspektrum hoher Leistung ab, das ohne Verluste in einen Hohlleiter eingekoppelt wird, sofern das Entladungsrohr im flachen Winkel schräg durch den Hohlleiter parallel zu den elektrischen Feldlinien (Fig. 4.257) geführt ist. Die verfügbare Rauschleistung ist durch die Elektronentemperatur des Plasmas bestimmt. Da letztere in komplizierter Weise von der Gassorte, dem Gasdruck und den Abmessungen des Entladungsraumes abhängt, müssen Plasma-Rauschgeneratoren mit Hilfe anderer Rauschquellen kalibriert werden. Wegen ihrer hohen Stabilität und ihrer einfachen Handhabung werden sie als sekundäre Rauschleistungsnormale eingesetzt.

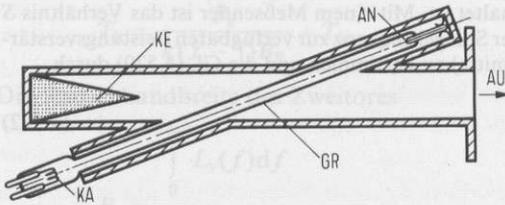


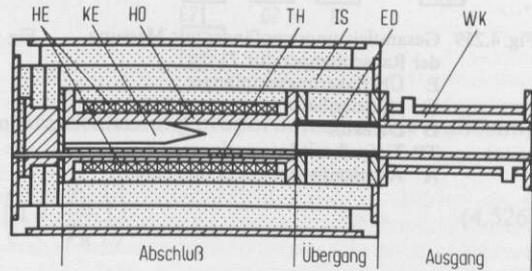
Fig. 4.257  
Hohlleiter-Plasma-Rauschgenerator  
GR Gasentladungsrohr  
AN Anode  
KA Kathode  
KE Hochfrequenz-Absorptionskeil  
AU Ausgang (Hart (1961))

Ihre Rauschleistung ist nicht einstellbar, so daß sie i. allg. in Verbindung mit variablen Dämpfungsgliedern verwendet werden. Für die Y-Faktormethode werden spezielle Plasma-Rauschgeneratoren gefertigt, die den Betrieb bei zwei Rauschtemperaturen gestatten. Dazu wird der Hohlleiter an einer Seite mit einem HF-Absorber abgeschlossen, der nach Abschalten der Gasentladung als thermische Rauschquelle bei Zimmertemperatur wirkt.

In modernen Festkörper-Rauschquellen werden Halbleiterdioden eingesetzt, die im Lawinenbereich betrieben werden. Sie nützen zur Erzeugung der Rauschleistung das Schrotrauschen, das im Mikroplasma der Halbleiterdiode auftritt. Da gleichzeitig weitere Rauschprozesse wirksam sind, können sie ebenfalls nur als sekundäre Rauschleistungsnormale dienen. Die in den p-n-Übergängen erzeugten Rauschleistungen entsprechen Rauschtemperaturen von  $10^5$  K bis  $10^7$  K. Die Ankopplung der Dioden an das HF-Leitungssystem ist stark frequenzabhängig, so daß die hohen Rauschleistungen nicht

voll genutzt werden können. Vielmehr wird durch geeignete frequenzabhängige Dämpfungsglieder ein weitgehend gleichmäßiger Frequenzgang erzeugt. Die Temperaturabhängigkeit der Eigenschaften des p-n-Überganges der Diode und Alterungseffekte im Festkörper begrenzen die Langzeitstabilität von Festkörper-Rauschquellen, die an jene der Plasma-Rauschquellen nicht heranreicht.

Fig. 4.258  
Thermisches Hohlleiter-Rauschnormal zum Betrieb bei  $T = 673 \text{ K}$   
KE Hochfrequenz-Absorptionskeil aus Siliziumkarbid  
Ho Hohlleiterkörper aus Molybdän  
HE Heizer  
IS thermische Isolation  
TH Platin-Widerstandsthermometer  
ED dünnwandiger Edelstahl-Hohlleiter  
WK wassergekühlter Ausgangshohlleiter



Für die Kalibrierung von Rauschgeneratoren sind thermische Rauschleistungsnormale im Gebrauch. Sie nutzen die von einem temperierten Hochfrequenzabsorber erzeugte Rauschleistung, deren Wert sich aus Gl. (4.515) oder Gl. (4.516) ergibt. Fig. 4.258 zeigt den Aufbau einer heißen thermischen Rauschquelle, die für die Kalibrierung von sekundären Plasma-Rauschleistungsnormalen im Hohlleiter-Frequenzband 8,2 GHz bis 12,4 GHz konzipiert wurde. Mit thermischen Rauschgeneratoren dieser Bauform können Rauschleistungen in Hohlleitersystemen (Kessel u. Buchholz (1983), Buchholz u. Kessel (1993)) oder in koaxialen Leitungssystemen (Buchholz u. Kessel (1987)) mit einer relativen Standard-Unsicherheit von  $2,5 \cdot 10^{-4}$  dargestellt werden.

Gekühlte Hochfrequenz-Absorber, die bei den Temperaturen des siedenden Stickstoffs (77 K) oder des siedenden Heliums (4,2 K) betrieben werden, liefern Rauschleistungen, wie sie bei der Vermessung von parametrischen Verstärkern benötigt werden.

**Kalibrierung von Rauschgeneratoren** Beim Gesamtleistungsempfänger der Fig. 4.259 wird die verfügbare Rauschleistung des unbekanntenen Rauschgenerators mit einer bekannten HF-Leistung verglichen, ähnlich wie bei der Messung der Rauschtemperatur von Zweitoren. Der aus Vorverstärker, Mischer mit Hilfsoszillator, Zwischenfrequenzverstärker und Detektor aufgebaute Empfänger mit nachgeschaltetem Tiefpaß und Anzeigeinstrument wirkt als HF-Effektivwertmesser. Als Generator definierter Hochfrequenzleistung wird entweder ein geeigneter Signalgenerator oder ein Rauschleistungsnormale eingesetzt.

Zur Messung kleiner Rauschleistungen, wie z. B. beim Vermessen thermischer Rauschleistungsnormale oder in der Radioastronomie, die erheblich unter dem Eigenrauschen der Empfänger liegen, hat der Radioastronom Dicke (1946) den in Fig. 4.260 dargestellten geschalteten Empfänger vorgeschlagen. Mit einem Pin-Dioden-Schalter oder einem elektromagnetisch gesteuerten Ferrit-Isolator (s. 4.3.3) wird mit einem periodischen Wechsel von 400 Hz bis 1000 Hz eine der beiden zu vergleichenden Rauschquellen an den Eingang eines Überlagerungsempfängers gelegt. Sein Ausgangssignal wird synchron mit dem Eingangsschalter mit +1 oder -1 bewertet, so daß am Ausgang des nachfolgenden Tiefpasses ein Gleichsignal zur Verfügung steht, dessen Wert der Differenz der Rauschleistungen der beiden Rauschquellen proportional ist. Durch Abschwächung der Rauschquelle der höheren Rauschtemperatur mit einem kalibrierten Dämpfungsglied wird auf Leistungsgleichheit abgeglichen. Die theoretische Auflösung ergibt sich aus der

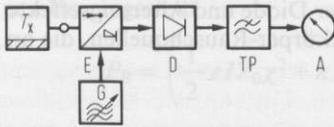


Fig. 4.259 Gesamtleistungsempfänger zur Messung der Rauschtemperatur  $T_X$   
 E Überlagerungsempfänger  
 G Hilfsoszillator  
 D Detektor  
 TP Tiefpaß mit Integrationszeit  $\tau_1$   
 A Anzeigeeinstrument (Tiuri (1964))

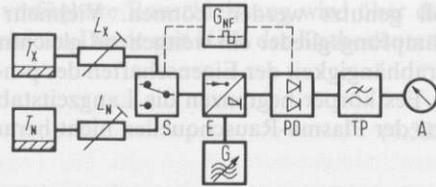


Fig. 4.260 Geschalteter Rauschleistungsempfänger zum Vergleich der Rauschtemperatur  $T_X$  eines unbekannten Meßobjektes mit der Rauschtemperatur  $T_N$  eines Rauschleistungsnormalis  
 $L_X$  und  $L_N$  einstellbare Abschwächer  
 S Elektronisch gesteuerter Hochfrequenzschalter  
 G Hilfsoszillator  
 PD phasensensibler Detektor  
 $G_{NF}$  niederfrequenter Rechteckoszillator  
 TP Tiefpaß mit der Integrationszeit  $\tau_1$   
 A Anzeigeeinstrument (Janik (1980))

### Empfängerbandbreite

$$B_E = \frac{\left( \int_0^{\infty} L_v(f) df \right)^2}{\int_0^{\infty} L_v(f)^2 df} \quad (4.524)$$

( $L_v(f)$  verfügbare Leistungsverstärkung bei der Frequenz  $f$ ) und der Integrationszeit  $\tau_1$  des Ausgangstiefpasses zu

$$\frac{\Delta T_{R\min}}{T_R} = \frac{2}{\sqrt{B_E \tau_1}} \left( 1 + \frac{T_E}{T_R} \right) \quad (4.525)$$

( $T_E$  Rauschtemperatur des Empfängers). Ein Empfänger mit 5 MHz Bandbreite und 3000 K Rauschtemperatur, dem ein Tiefpaß mit einer Integrationszeit von 30 s nachgeschaltet ist, besitzt für Rauschquellen von 1000 K eine Auflösung von  $6,5 \times 10^{-4}$ .

Für Koaxialleitungssysteme, für die keine breitbandigen Dämpfungsglieder zur Verfügung stehen, wird die Abschwächung der Rauschquelle mit der höheren Rauschleistung nach der Mischstufe vor dem Zwischenfrequenzverstärker vorgenommen (Janik (1980)). Die Auflösung nach Gl. (4.525) wird um den Faktor 2 verbessert, wenn die beiden zu vergleichenden Quellen nicht nur während einer halben Schaltperiode am Eingang des Empfängers liegen. Dies wird erreicht, wenn die Rauschleistungen wechselseitig in zwei identische Empfänger eingespeist und ihre Ausgangssignale voneinander subtrahiert werden (Graham (1958)).

Für die Messung extrem kleiner Rauschleistungen konzipiert ist der Korrelationsempfänger der Fig. 4.261 (Goldstein (1955)). Die Rauschleistung wird am Eingang durch Leistungsteiler in zwei gleiche Anteile aufgespalten, die über zwei identisch aufgebaute Empfänger einem Multiplizierer zugeführt werden. Am Ausgang steht ein

Fig. 4.261

Korrelationsempfänger zur Messung der Rauschtemperatur  $T_X$

LT Leistungsteiler

$E_1$  und  $E_2$  identisch aufgebaute Überlagerungsempfänger

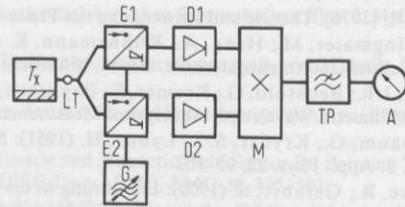
G Hilfsoszillator

$D_1$  und  $D_2$  Detektoren

M Multiplizierer

TP Tiefpaß

A Anzeigeelement (Tiuri (1964))



Signal an, das der zu messenden Eingangsrauschleistung proportional ist. Die Auflösung ist durch

$$\frac{\Delta T_{R\min}}{T_R} = \frac{1}{B_E \tau_1} \left( 1 + 2 \frac{T_E}{T_R} \left( 1 + \frac{T_E}{T_R} \right) \right) \quad (4.526)$$

gegeben. Für einen Empfänger mit den o. a. Eigenschaften ( $B_E = 5 \text{ MHz}$ ,  $T_E = 3000 \text{ K}$ ) ergibt sich der Wert  $4 \times 10^{-4}$ .

### Literatur zu 4.3

- Adams, A. T.; Mendelovicz, E. (1973): The Near-Fiel Polarization Ellipse. IEEE Trans. Antennas and Propagation AP-22, 125-132
- Afsar, M. N.; Birch, J. R.; Clarke, R. N. (1986): The Measurement of the Properties of Materials. Proc. IEEE 74, 183-199
- Arlett, L. P.; et al. (1968): Application of Finite Elements to the Solution of Helmholtz's Equation. Proc. IEE 115, 1762-1766
- Anson, W. J. (1961): A Guide of the Use of the Modified Reflectometer Technique of VSWR Measurement. J. of Res. of the Nat. Bur. Stand. 65 C, 217-223
- Arnoldt, M. (1980): Prinzipien kurzzeitstabiler, alterungsarmer Quarzoszillatoren. Elektronik H. 23, 63-66
- Bailey, A. E. (1989): Microwave Measurements. London: Peter Peregrinus
- Baprawski, J.; Smith, C.; Bernues, F. J. (1976): Phase-Locked Solid State mm-Wave Sources. Microwave J. 19 (No. 10), 41-44
- Barnes, J. A. u. a. (1971): Characterization of Frequency Stability. IEEE Trans. Instrum. Meas. IM-20, 105-120
- Batt, R. J.; Harris, D. J. (1976): Submillimetre Waves, A Survey of the "State of the Art" and Some Recent Developments in Research. The Radio and Electronic Engineer 46, 379-392
- Bauhofer, W. (1981): Determination of Semiconductor Energy Gaps Using the Microwave Cavity Perturbation Method. J. Phys. E: Sci. Instrum. 14, 934-938
- Bayer, H. (1967): Über die Leistungsmessung bei Mikrowellen-Therapiegeräten. PTB-Mitt. 77, 136-139
- Bayer, H. (1970): Mikrokalorimeter-Präzisionsmeßplatz zur Bestimmung des effektiven Wirkungsgrades von Bolometer-Meßköpfen zwischen 8,2 GHz und 12,4 GHz. PTB-Mitt. 80, 261-269
- Bayer, H. (1974): Der PTB-Dämpfungsmeßplatz zur Bestimmung der Hochfrequenz-Leistungsabschwächung im MHz- und GHz-Bereich und seine systematischen Fehler. PTB-Ber. E-2
- Bayer, H. (1975): An Error Analysis for the RF Attenuation Measuring Equipment of the PTB applying the Power Method. Metrologia 11, 43-51
- Bayer, H. (1977): Über die Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von Wandleitfähigkeit und Stufen-Ersatzkapazität bei koaxialen  $\lambda/4$ -Reflexionsnormalen. NTZ-Forschungsdienst 14-77. Nachrichtentech. Z. 30, 569
- Bayer, H. (1980): Considerations of a Rectangular Waveguide Below Cutoff Piston Attenuator as a Calculable Broadband Attenuation Standard. IEEE Trans. Instrum. Meas. IM-29, 467-471
- Bayer, H.; Warner, F.; Yell, R. (1986): Attenuation and Ratio. National Standards. Proc. IEEE Vol. 74, 46-59
- Beatty, R. W. (1976): Automatic Measurement of Network Parameters - A Survey. Boulder: Nat. Bur. of Stand. NBS Monograph 151
- Becker, G. (1957): Über kristallgesteuerte Oszillatoren. Arch. f. el. Übertr. 11, 41-47

- Bergmann, K. (1969): Dielektrische Messungen an festen Kunststoffen im Frequenzbereich  $10^2 \dots 10^9$  Hz. Z. angew. Phys. **28**, 95–100
- Best, R. (1976): Theorie und Anwendung des Phase-Locked Loops. Aarau/Schweiz: Aargauer Tagblatt AG
- Bindlingmaier, M.; Haag, A.; Kühnemann, K. (1969): Einheiten, Grundbegriffe und Meßverfahren der Nachrichten-Übertragungstechnik. Berlin, München: Siemens AG
- Birch, J.R.; Bechtold, G.; Kremer, F.; Poglitsch, A. (1983): The Use of an Untuned Cavity for Broad Band Near Millimetre Wavelength Absorption Measurements on Low Loss Solids. NPL Report DES 79
- Birnbaum, G.; Kryder, S.J.; Lyons, H. (1951): Microwave Measurements of the Dielectric Properties of Gases. J. Appl. Phys. **22**, 95–102
- Bomke, R.; Gefahrt, S. (1950): Einführung in die Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Leitungen und Hohlkabeln. Stuttgart: Wiss. Verlagsgesell.
- Booker, H. G. (1982): Energy in Elektromagnetism. Stevenage, New York: Peter Peregrinus
- Buchholz, F.-Im.; Kessel, W. (1987): A Primary Broad-Band Coaxial Thermal Noise Standard for the Range 100 MHz to 10 GHz. IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM-36**, 474–479
- Buchholz, F.-Im.; Kessel, W. (1993): A New Primary Thermal Noise Standard at PTB for the Frequency Range 12.4 GHz .. 18.0 GHz. IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM-42**, Special Issue on CPEM '92
- Bussey, H. E. (1967): Measurement of RF Properties of Materials, a Survey. Proc. IEEE **55**, 1046–1053
- Bussey, H. E.; Birnbaum, G. (1959): Cavity Resonators for Dielectric Spectroscopy of Compressed Gases. Rev. Sci. Instrum. **30**, 800–804
- Castro, A. A.; Ziolkowski, F. P. (1976): Generation of Millimeter-Wave Signals of High Purity. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **MTT-24**, 780–786
- CCIR (1978): XIVth Plen. Ass. Kyoto, Int. Telecomm. Union **VII**, 70–78
- Chamberlain, J.; Chantry, G. W. (Eds.) (1973): High Frequency Dielectric Measurement. Guildford: IPC Science and Technology Press
- Chamberlain, J.; Gibbs, J. E.; Gebbie, H. A. (1969): The Determination of Refractive Index Spectra by Fourier Spectrometry. Infrared Phys. **9**, 185–209
- Chang, K. (1989): Handbook of Microwave and Optical Components. Vol. 1, Microwave Passive and Antenna Components, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: Wiley
- Chang, K. (1990): Handbook of Microwave and Optical Components. Vol. 2. New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: Wiley
- Chi, A. R. (1977): The Mechanics of Translation of Frequency Stability Measures between Frequency and Time Domain Measurements. Proc. 9th. Ann. Precise Time and Time Interval Appl. and Planning Meeting
- Clarke, R. N.; Rosenberg, C. B. (1982): Fabry-Perot and Open Resonators at Microwave and Millimetre Wave Frequencies, 2–300 GHz. J. Phys. E.: Sci. Instrum. **15**, 9–24
- Cole, R. H. (1977): Time Domain Reflectometry. Ann. Rev. Phys. Chem. **28**, 283–300
- Collin, R. E. (1960): Field Theory of Guided Waves. New York, Toronto, London: McGraw Hill
- Crandell, M.; Bernues, F. J. (1980): Oscillators Lock and Tune at W-Band. Microwave Syst. News **10**, No. 12, 54–60
- Crawford, M. L. (1974): Generation of Standard EM Fields Using TEM Transmission Cells. IEEE Trans. EMC, **EMC-10**, 189–195
- Crawford, M. L.; Workman, J. L. (1979): Using a TEM Cell for EMC Measurements of Electric Equipment. NBS Technical Note No. 1013. Washington: National Bureau of Standards
- Cross, A. W. (1977): Experimental Microwaves. Stevenage, Herts.: Marconi Instrum. Ltd
- Cullen, A. L.; Judah, S. K.; Nikraves, F. (1980): Impedance Measurement Using a 6-Port-Directional Coupler. IEE Proc. H. **127**, 92–98
- Culshaw, W.; Anderson, M. V. (1962): Measurement of Permittivity and Dielectric Loss with a Millimetre Wave Fabry-Perot Interferometer. Proc. IEE **109**, pt. B., Suppl. 23, 820–826
- Dagg, I. R.; Reesor, G. E.; Wong, M. (1978): A Microwave Cavity Measurement of Collision-Induced Absorption in  $N_2$  and  $CO_2$  at  $4.6 \text{ cm}^{-1}$ . Canad. J. Phys. **56**, 1037–1045
- Dawkins, A. W. J.; Grant, E. H.; Sheppard, R. J. (1979): An On-line Computer-based System for Performing Time Domain Spectroscopy I. Main Features of the Basic System. J. Phys. E: Sci. Instrum. **12**, 1091–1099
- Dawkins, A. W. J.; Grant, E. H.; Sheppard, R. J. (1981a): An On-line Computer-based System for Performing Time Domain Spectroscopy II. Analysis of the Errors in Total Reflection TDS. J. Phys. E: Sci. Instrum. **14**, 1260–1265
- Dawkins, A. W. J.; Grant, E. H.; Sheppard, R. J. (1981b): An On-line Computer-based System for Performing Time Domain Spectroscopy III. Presentation of Results for Total Reflection TDS. J. Phys. E: Sci. Instrum. **14**, 1429–1434

- Dicke, R. H. (1946): The Measurement of Thermal Radiation at Microwave Frequencies. *Rev. Sci. Instr.* **17**, 268–275
- DIN 53483 (1969): Prüfung von Isolierstoffen, Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften. Blatt 3: Meßzellen für Flüssigkeiten für Frequenzen bis 100 MHz
- DIN-Taschenbuch 22 (1978): Normen für Größen und Einheiten in Naturwissenschaft und Technik. Berlin, Köln: Beuth
- DIN VDE 0848: Sicherheit in elektromagnetischen Feldern. Teil 1: Meß- und Berechnungsverfahren (Entwurf in Vorbereitung), Teil 2: Grenzwerte, Entwurf Okt. 1991
- Driver, L. D.; Kanda, M. (1988): An Optically linked Electric and Magnetic Field Sensor for Pointing Vector Measurements in the Near Fields of Radiation Sources. *IEEE Trans. EMC*, **EMC-30**, 495–503
- Eder, G. (1967): Elektrodynamik, Hochschultaschenbuch Nr. 233/233a. Mannheim: Bibliographisches Institut
- Eichacker, R. (1958): Ein Meßplatz zur Bestimmung der elektromagnetischen Stoffkonstanten fester und flüssiger Medien bei Frequenzen zwischen 30 und 7000 MHz und Temperaturen zwischen  $-60$  und  $+240^{\circ}\text{C}$ . *Rohde & Schwarz Mitt. H. 11*, 185–204
- Eichacker, R. (1961): Stoffmessung mit Meßleitungen. *Rohde & Schwarz Mitt. H. 15*, 15–27
- Electronic Design's Gold Book (jährlich): Rochelle Park. N. J.: Hayden Pybl
- Ellerbruch, D. A. (1965): Evaluation of a Phase Measurement System. *J. of Res. Nat. Bur. Stand.* **63C**, 55–65
- Ellerbruch, D. A.; Engen, G. F. (1967): An Analysis of the Quarter Wave Technique of Reducing the Errors in the UHF and Microwave Impedance Measurement. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-15**, 504–507
- Engen, G. F. (1957): A Self Balancing Direct Current Bridge for Accurate Bolometric Power Measurement. *J. of Res. Nat. Bur. Stand.* **59**, 64–73
- Engen, G. F. (1959): A Refined X-Band Microwave Microcalorimeter. *J. of Res. Nat. Bur. Stand.* **63C**, 77–82
- Engen, G. F. (1977): An Improved Circuit for Implementing the Six-Port Technique of Microwave Measurements. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-25**, 1080–1083
- Fantom, A. (1990): Radio Frequency and Microwave Measurement London: Peter Peregrinus
- Feldtkeller, R. (1953): Einführung in die Vierpoltheorie. Stuttgart: Hirzel
- Findakly, T.; Haskal, H. (1974): Attenuation and Cutoff Frequencies of Double-Ridged Waveguides. *Microwave J.* **17**, 49–50
- Fischer, F. A. (1969): Einführung in die statistische Übertragungstheorie. Mannheim: BI-Verlag. BI-Hochschultaschenbuch 130/130a
- Gandhi, O. P. (Editor) (1990): Biological Effects and Medical Applications of Electromagnetic Energy. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice Hall
- Genzel, L.; Poglitsch, A.; Häsel, S. (1985): A Dispersing Polarizing Millimeter-Wave Interferometer. *Int. J. Infrared and Millimeter Waves* **6** (8), 741–750
- Gledhill, C. S.; Walker, B. P. (1963): Microwave Bridge Reflectometer. *Proc. IEE* **110**, 1759–1763
- Goldstein, S. J. jr. (1955): A Comparison of Two Radiometer Circuits. *Proc. IRE* **43**, 1663–1666
- Gonschorek, K. H.; Singer, H. (Hrsg) (1992): Elektromagnetische Verträglichkeit – Grundlagen, Analysen, Maßnahmen. Stuttgart: Teubner
- Goulon, J.; Brondeau, J.; Sarteaux, J.; Roussy, G. (1973): Mesures Interférométriques Précises de la Permittivité Complexe des Liquides dans un Large Domaine de Fréquences. *Rev. Phys. Appl.* **8**, 165–174
- Graham, M. H. (1958): Radiometer Circuits. *Proc. IRE* **46**, 1966
- Grau, G. K. (1981): Optische Nachrichtentechnik – eine Einführung. Berlin, Heidelberg, New York: Springer
- Greene, F. M. (1967): NBS Field-Strength Standards and Measurements (30 Hz to 1000 MHz). *Proc. IEEE* **55**, 970–981
- Groll, H. (1969): Mikrowellenmeßtechnik. Braunschweig: Vieweg
- Groll, H. P.; Kohl, W. (1980): Six-Port Consisting of Two Directional Couplers and Two Voltage Probes for Impedance Measurement in the Millimeter-Wave-Range. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-29**, 386–390
- Gupta, K. S.; Garg, R.; Bahl, I. J. (1979): Microstrip-Lines and Slot Lines. Dedham, Mass.: Artech House
- Güeswell, D. (1967): Untersuchung verlustarmer Dielektrika bei 55 GHz mittels eines Parallelplattenresonators und geführter Wellen. *Z. angew. Phys.* **22**, 461–470
- Halbleiter-Schaltbeispiele (1967): München: Siemens
- Halbritter, J. (1974): On the Surface Resistance of Superconductors. *Z. Phys.* **266**, 209–217
- Harrington, R. F. (1961): Time Harmonic Electromagnetic Fields. New York: McGraw Hill
- Harrington, R. F. (1968): Field Computation by Moment Methods. New York: Macmillan
- Hart, P. A. H. (1961): Normal-Rauschquellen. *Philips Tech. Rdsch.* **62**, 298–315

- Hartn, W. (1988): Microwave Semiconductor Devices: Status and Trends. *Mikrowellen Magazin* **14**, 106–116
- Harvey, A. F. (1963): *Microwave Engineering*. London, New York: Academic Press
- Helberg, H.-W.; Wartenberg, B. (1966): Zur Messung der Stoffkonstanten  $\epsilon$  und  $\mu$  im GHz-Bereich mit Resonatoren. *Z. angew. Phys.* **20**, 505–510
- Henne, W. (1974): *Empfänger-Elektronik*. Heidelberg: Hüthig
- Hermach, F. L.; Williams, E. S. (1960): Thermal Voltage Converters for Accurate Voltage Measurements to 30 MHz. *Trans. AIEE Commun. and Electron.* **79**, 200–206
- Hewlett Packard (1977): *Fundamentals of RF and Microwave Power Measurements*, Application Note 64-1
- Hill, N. E.; Vaughan, W. E.; Price, A. H.; Davies, M. (1969): *Dielectric Properties and Molecular Behaviour*. London: Van Nostrand Reinhold
- von Hippel, A. R. (Ed) (1961): *Dielectric Materials and Applications*. Cambridge, Mass.: M.I.T.-Press
- Hochfrequenz-Industrie-Generatoren (1975): *Valvo-Buchreihe*. Hamburg: Boysen u. Masch
- Hock, A. u. a. (1982): *Hochfrequenzmeßtechnik*. Teil I. 3. Aufl. Berlin: Expert
- Hoer, C. A. (1977): A Network Analyzer Incorporating Two Six-Port-Reflectometers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-25**, 1070–1074
- Hoffmann, R. K. (1983): *Integrierte Mikrowellenschaltungen*. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer
- Hollway, D. L. (1967): The Comparison Reflectometer. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-15**, 250–259
- Hollway, D. L.; Somlo, P. I. (1960): A High-Resolution Swept-Frequency Reflectometer. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-17**, 185–188
- Hollway, D. L.; Somlo, P. I. (1973): Origin of High-Resolution Swept-Frequency Reflectometry. *Microwave J.* **8** (August), 32–36
- Honijk, D. D. (1977): *The Determination of the Complex Electric Permittivity of Liquids in the Frequency Regions 100 MHz – 5 GHz and 100 GHz – 15 THz (Far-Infrared)*. Diss. Reichsuniv. Leiden
- Hopfer, S. (1955): The design of ridged waveguides. *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-3**, 445–451
- Hopfer, S.; Adler, Z. (1980): An Ultra-Broad-Band (200 kHz – 26 GHz) High Sensitivity Probe. *IEEE Trans. Instr. Meas.* **IM-29**, 445–452
- Howe, jr. H. (1974): *Stripline Circuit Design*. Dedham, Mass.: Artech House
- Hufnagel, F.; Klages, G. (1960): Ein Hohlrohrinterferometer für dielektrische Untersuchungen an verdünnten Lösungen polarer Molekeln. *Z. angew. Phys.* **12**, 202–206
- Hunter, J. D.; Somlo, P. I. (1985): An Explicit Six-Port Calibration Method Using Five Standards. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-33**, 69–72
- Huxley, L. G. H. (1947): *A Survey of the Principles and Practice of Wave Guides*. Cambridge: University Press
- I. R. E. Standards on Radio Wave Propagation (1942): *Suppl. to Proc. I. R. E.* **30**, No. 7, Part III
- Itoh, T. (1989): Overview of Quasi-Planar Transmission Lines. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-37**, 275–280
- Izatt, J. R.; Kremer, F. (1981): Millimeterwave Measurements of Both Parts of the Complex Index of Refraction using an Untuned Cavity Resonator. *Appl. Opt.* **20**, 2555–2559
- Janik, D. (1978): Spannungsmessung im Frequenzbereich bis 1 GHz. *PTB-Ber.* E-10, 127–139
- Janik, D. (1980): Rauschleistungs-Normalmeßplätze im Hochfrequenz- und Mikrowellengebiet. *PTB-Mitt.* **90**, 34–40
- Jansen, J. H. (1980): *Transistorhandbuch*. München: Franzis
- Johnson, S. L.; Smith, B. H.; Calder, D. A. (1966): Noise Spectrum Characteristics of Low-Noise Microwave Tubes and Solid-State Devices. *Proc. IEEE* **54**, 258–265
- Jones, R. N.; Anson, W. J. (1974): *The Measurement of Lumped Parameter Impedance; a Metrology Guide*. Boulder: Nat. Bur. of Stand. = NBS Monograph 141
- Kaatze, U. (1973): Ein Verfahren zur Messung der komplexen Dielektrizitätszahl an kleinen Flüssigkeitsmengen im Frequenzbereich von 0,7 bis 25 GHz mit Hohlraumresonatoren. *Appl. Phys.* **2**, 241–246
- Kaatze, U. (1980): Ein Verfahren der dielektrischen Relaxationsspektroskopie polarer Flüssigkeiten im Mikrowellenbereich. *mikrowellen magazin* H. 1, 46–49
- Kaatze, U.; Giese, K. (1980): Dielectric Relaxation Spectroscopy of Liquids: Frequency Domain and Time Domain Experimental Methods. *J. Phys. E.: Sci. Instrum.* **13**, 133–141
- Kaatze, U.; Plaschke, D. (1980): Ein Hohlraumresonator-Verfahren zur Messung des dielektrischen Spektrums von Festkörpern bei Mikrowellenfrequenzen. *mikrowellen magazin* H. 6, 508–515
- Kammerloher, J. (1957): *Hochfrequenztechnik I*. Füssen: C. Winter

- Kanda, M. (1977): A Broadband Antenna with Tapered Resistive Loading for EMI Measurements. IEEE Internat. Symposium on EMC, Seattle 2.-4. Aug. 77, 13-18
- Kanda, M.; Orr, R. D. (1988): Generation of Standard Electromagnetic Fields in a TEM Cell. NBS Technical Note No. 1319. Washington: National Bureau of Standards
- Kartaschoff, P. (1978): Frequency and Time. London, New York, San Francisco: Academic Press
- Kása, I. (1974): Closed Form Mathematical Solutions to Some Network Analyzer Calibration Equations. IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM-23**, 399-402
- Kerns, D. M.; Beatty, R. W. (1967): Basic Theory of Waveguide Junctions and Inductory Microwave Network Analysis. Oxford, London, New York, Toronto, Sydney, Paris, Braunschweig: Pergamon Press
- Kessel, W.; Buchholz, F.-Im. (1983): The PTB R100 Primary Thermal Noise Standard. IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM-32**, 286-288
- Kilp, H. (1970): Bestimmung der komplexen DK von Flüssigkeiten mit freien Raumwellen bei 140 GHz. Z. angew. Phys. **30**, 288-293
- Kilp, H. (1977): Precise Measurement of the Complex Permittivity of Low-to-Medium Loss Standard Liquids at 285 GHz. J. Phys. E.: Sci. Instrum. **10**, 985-989
- King, R. J. (1978): Microwave Homodyne Systems. Stevenage: Peter Peregrinus
- Kirschstein, F. (1943): Die Mitnahme selbsterregter Schwingungen und ihre technische Verwertung. El. Nachr. Tech. **20**, 29-38
- Kittel, C. (1968): Einführung in die Festkörperphysik. München, Wien: R. Oldenbourg
- Klages, G. (1956): Einführung in die Mikrowellenphysik. Darmstadt: D. Steinkopff = Wiss. Forschungsberichte, Bd. 64
- Klieber, R.; Ramisch, R.; Valenzuela, A. A.; Weigel, R.; Russer, P. (1992): A Coplanar Transmission Line High-Tc Superconductive Oscillator at 6.5 GHz on a single Substrate. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol. 2, 22-24
- Koch, H. (1976): Transistorempfänger (Entwurf, Berechnung und Bau von Sendern mit Transistoren). München: Franzis
- Königstein, D.; Hansen, D. (1987): A New Family of TEM-Cells with Enlarged Bandwidth and Optimized Working Volume. Kongreßband zur EMC-87 (7th International Symposium on EMC, Zürich, März 1987), 127-132
- Kohler, M.; Bayer, H. (1964): Feld- und Ausbreitungskonstante im Rechteckhohlleiter bei endlicher Leitfähigkeit des Wandmaterials. Z. f. angew. Phys. **18**, 16-22
- Kohler, M.; Bayer, H. (1966): Feld, Dämpfung und Eigenfrequenzen in einem Quader bei endlicher Leitfähigkeit der Wände. Z. f. angew. Phys. **20**, 387-392
- Kolb, H. G. (1955): Fehler bei der Messung mit Rauschdioden im Höchsthfrequenzgebiet. Nachr. Tech. Fachber. **2**, 121-124
- Kollberg, E. L. (1980): Low Noise mm-Wave Receivers. Conf. Proc. 10th Eur. Microwave Conf. Warszawa, Poland, Sevenoaks, England: Microwave Exhibitions and Publishers, 38-47
- Kozlov, G. V.; Prokhorov, A. M.; Volkov, A. A. (1984): Problems in solid-state physics, chapter 1, ed. by Prokhorov, A. M. and Prokhorov, A. S.; Physics Series. Moscow: MIR Publishers
- Kramer, G. (1977): Charakterisierung von Schwankungserscheinungen. PTB-Ber. **ME-13**, 1-11
- Kramer, H. (1959): Dielektrische Absorptionsmessungen an verdünnten Lösungen mit Millimeterwellen. Z. Phys. **157**, 134-138
- Kramer, N. B.; Kaswen, M. (1979): Millimeterwellen-Halbleiter und Systeme, Teile 1-3 (bearb. von Parzich, E.) nachrichtenelektronik **33**, 77-80; 118-123; 153-156
- Kraus, A. (1980): Einführung in die Hochfrequenzmeßtechnik. München: Pflaum
- Kraus, J. D. (1989): Antennas. New York, Toronto, London: McGraw Hill
- Kraus, J. D.; Carven, R. K. (1973): Electromagnetics. New York: McGraw Hill
- Krauss, H. L.; Bastian, C. W.; Raab, F. H. (1980): Solid State Radio Engineering. New York, Chichester, Brisbane, Toronto: Wiley
- Krekels, H.-G.; Schiek, B.; Menzel, E. (1992): Power Detector with GaAs Field Effect Transistors. EuMC'92, 22nd European Microwave Conference, Helsinki
- Kremer, F.; Izatt, J. R. (1981): Millimeterwave Measurements in Low-Loss Dielectrics Using an Untuned Cavity Resonator. Int. J. Infrared and Millimeter Waves **2** (4), 675-694
- Kremer, F.; Poglitsch, A.; Böhme, D.; Genzel, L. (1984): The Application of Oversized Cavities for Millimeter-Wave Spectroscopy. Infrared and Millimeter Waves **11**, 141-177
- Kremer, F.; Boese, D.; Meier, G.; Fischer, E. W. (1989): Broadband Dielectric Spectroscopy on the Molecular Dynamics in Polymer Model-Systems. Progr. Coll. and Polym. Sci. **80**, 129-139

- Küpfmüller, K. (1952): Einführung in die theoretische Elektronik. Berlin: Springer
- Kurokawa, K. (1965): Power Waves and the Scattering Matrix. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **MTT-13**, 194–202
- Lacy, F.; Oldfield, W. (1973): A Precision Swept-Frequency Reflectometer. Microwave J. **16**, No. 4, 56–62
- Lamb, W. E. Jr. (1946): Theory of a Microwave Spectroscope. Phys. Rev. **70**, 308–317
- Larsen, E. B.; Ries, F. X. (1981): Design and Calibration of the NBS Isotropic Electric Field Monitor (EFM-5) 0.2 to 1000 MHz. NBS Technical Note 1033. Washington: National Bureau of Standards
- Lautz, G. (1969): Elektromagnetische Felder. Stuttgart: Teubner
- Lax, B.; Button, K. J. (1962): Microwave Ferrites and Ferrimagnetics. New York, London: McGraw Hill
- Liechti, C. A. (1989): High Speed Transistors: Directions for the 1990s. Microwave Journal – 1989 State of the Art Reference, 165–177
- Llewellyn-Jones, D. T.; Knight, R. J.; Moffat, P. H.; Gebbie, H. A. (1980): New Method of Measuring Low Values of Dielectric Loss in the Near Millimetre Wavelength Region Using Untuned Cavities. IEE Proc. **A127**, 535–540
- Lynch, A. C. (1974): Precise Measurements on Dielectric and Magnetic Materials. IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM-23**, 425–431
- Lynch, A. C.; Ayers, S. (1972): Measurement of Small Dielectric Loss at Microwave Frequencies. Proc. IEE **119**, 767–770
- Market Growth Spawns Amplifier Competition (1981): Microwave System News **11**, 114–123
- Marcuvitz, M. (1948): Waveguide Handbook. New York, Toronto, London: McGraw Hill. = MIT-Rad. Lab. Ser., Vol. 10
- Mäusl, R.; Schlagheck, E. (1991): Meßverfahren in der Nachrichtenübertragungstechnik. 2. Aufl. Heidelberg: Hüthig
- Megla, G. (1954): Dezimeterwellentechnik. Leipzig: Fachbuchverlag
- Meinke, H. (1965): Komplexe Berechnung von Wechselstromschaltungen. Berlin: Springer
- Meinke, H.; Gundlach, F. W. (1968/86): Taschenbuch der Hochfrequenztechnik. Berlin, Heidelberg, New York: Springer
- Meyer, W. (1981): Helical Resonators for Measuring Dielectric Properties of Materials. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **MTT-29**, 240–247
- Meyer, E.; Pottel, R. (1969): Physikalische Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Braunschweig: Vieweg
- Michel, H. J. (1981): Zweitor-Analyse mit Leistungswellen. Stuttgart: Teubner
- Microwave Power Sources, Special Report (1975): Microwave J. **18**, No. 4, 18–28
- Microwaves Product Data Directory. Rochelle Park, N. J.: Hayden Publishing
- Moeller, F. (1964): Leitfaden der Elektrotechnik, Bd. VI. Stuttgart: Teubner
- Montgomery, C. G. (1947): Technique of Microwave Measurements. New York, London: McGraw Hill. = MIT-Rad. Lab. Ser., Vol. 11
- Montgomery, C. G.; Dicke, R. H.; Purcell, E. M. (1948): Principles of microwave circuits. New York, Toronto, London: McGraw Hill. = MIT-Rad. Lab. Ser., Vol. 8
- Müller, E. K. (1979): Beschreibung der Instabilität von Zeitsignalen und Normalfrequenzen. In: 12. und 17. PTB-Seminar, Zeit und Frequenz. PTB-Ber. **ME-23**, 65–99
- Münter, K.; Pape, R.; Glimm, J. (1992): Bestimmung der räumlichen Feldverteilung in einer GTEM-Zelle bis 1 GHz. Kongreßband zur EMV'92 (Karlsruhe 25.–27. 2. 92). Berlin, Offenbach: vde-Verlag, 261–268
- Neumeyer, B. (1990): A New Analytical Method for Complete Six-Port Reflectometer Calibration. IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM-39**, 376–379
- Ni, E.; Stumper, U. (1985): Permittivity Measurements Using a Frequency-Tuned Microwave TE<sub>01</sub> Cavity Resonator. IEE Proc. **132** pt. H, 27–32
- Nyquist, N. (1938): Thermal Agitation of Electrical Charge in Conductors. Phys. Rev. **92**, 110–113
- Oberdorfer, G. (1949): Lehrbuch der Elektrotechnik I, II München, Berlin: R. Oldenbourg
- Oliver, B. M.; Cage, J. M. (1971): Electronic Measurements and Instrumentation. Tokio, Düsseldorf, Johannesburg, London, Mexico, New Delhi, Panama, Rio de Janeiro, Singapore, Sydney: McGraw Hill
- Kogagusha Ltd
- Pedersen, N. F. (1980): RF Applications of Superconducting Tunneling Devices. In: SQUID '80, Herausg. H. D. Hahlbohm, H. Lübbig. Berlin, New York: de Gruyter, 739–762
- Petley, B. W. (1980): Electrical Metrology and the Fundamental Constants (6.7: Superconducting Resonant Cavities). Metrology and Fundamental Constants, 454–456
- Pfister, H. (1976): Superconducting Cavities. Cryogenics (Jan.), 17–24

- Philippow, E. (1969): Taschenbuch Elektrotechnik, Bd. 3 Nachrichtentechnik. Berlin: VEB-Verlag Technik
- Pottel, R.; Asselborn, E. (1979): Measurements for Determining the Dielectric Relaxation Rate of Water and of an Aqueous Solution at High Pressures. Ber. Bunsenges. Phys. Chem. **83**, 29–34
- Ragan, G. L. (1948): Microwave Transmission Circuits. New York, Toronto, London: McGraw Hill. = MIT-Rad. Lab. Ser., Vol. 9
- Reddish, W.; Bishop, A.; Buckingham, K. A.; Hyde, P. J. (1971): Precise Measurement of Dielectric Properties at Radio Frequencies. Proc. IEEE **118**, 255–265
- Reich, H. J. (1947): Very High Frequency Techniques. Vol. 1 and 2; Radio Research Lab., Harvard University; New York, London: McGraw Hill
- Rint, C. (Hrsg.) (1978): Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker. München, Heidelberg: Hüthig und Pflaum
- Rutman, J. (1977): Oscillator Specification: A Review of Classical and New Ideas. Proc. 31. Annual Frequency Control Symp., 291–301
- Rutman, J. (1978): Characterization of Phase and Frequency Instabilities in Precision Frequency Sources. In: Fifteen Years of Progress. Proc. IEEE **66**, 1048–1075
- Rytting, D. (1981): Analysis of Vector Measurement Accuracy Enhancement Techniques (einschl. Appendix): Digest Hewlett-Packard HF- und Mikrowellen-Meßtechnik, Symposium 11.–12. 5. 1981, München: Hewlett-Packard
- Sarbacher, R. J.; Edson, W. A. (1943): Hyper- and Ultrahigh Frequency Engineering. New York: John Wiley; London: Chapman & Hall
- Schaffeld, W.; Bayer, H. (1956): Über das Verhalten elektromagnetischer Wellen in kreiszylindrischen Hohlleitern im Bereich der Grenzfrequenz unter Berücksichtigung der endlichen Wandleitfähigkeit. Arch. el. Übertragung **10**, 89–97, 173
- Scherer, D. (1978): Design Principles and Test Methods for Low Noise RF and Microwave Sources. In: Hewlett-Packard RF and Microwave Measurement Symposium (October 1978); s. auch Scherer, D. (1979): Today's Lesson – Learn About Low Noise Design, part I and II. Microwaves **18** (April), 116–122, (May), 72–77
- Scherer, D. (1981): Generation of Low Phase Noise Microwave Signals. Hewlett-Packard RF and Microwave Measurement Symposium and Exhibition (May 1981)
- Schiek, B. (1984): Meßsysteme der HF-Technik. Heidelberg: Hüthig
- Schröder, R. (1979): Messung der Instabilität von Zeitsignalen und Normalfrequenzen. In: 12. u. 17. PTB-Seminar, Zeit und Frequenz. PTB-Ber. Me-23, 122–156
- Schulz, U.; Pregla, R. (1980): A New Technique for the Analysis of the Dispersion Characteristics of Planar Waveguides. Arch. Elektronik Übertragungstechn. **34**, 169–173
- Selby, M. C. (1953): Accurate Radiofrequency Microvoltages. Trans. AIEE **72** (I), 158–163
- Selby, M. C. (1968): Bolometric Voltage and Current Standard for High and Microwave Frequencies. J. of Res. Nat. Bur. Stand. **72 C**, 61–79
- Shih, Y. C.; Kuno, H. C. (1989): Solid-State Sources from 1 to 100 GHz. Microwave Journal – 1989 State of the Art Reference, 145–161
- Smith, P. M.; Swanson, A. W. (1989): HEMTs – Low Noise and Power Transistors for 1 to 100 GHz. Applied Microwave, 63–72
- Somlo, P. I. (1967): The Computation of Coaxial Line Step Capacitances. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **MTT-15**, 48–53
- Somlo, P. I.; Hunter, J. D. (1985): Microwave Impedance Measurement. London: Peter Peregrinus
- Southworth, G. C. (1950): Principles and Applications of Waveguide Transmission. Toronto, New York, London: D. van Nostrand
- Stansel, F. R. (1942): A Secondary Frequency Standard Using Regenerative Frequency-Dividing-Circuits. Proc. IRE, Vol. **30**, 157–162
- Stein, R. W. (1975): Superconducting Resonant Cavities. Proc. of the 29th Annual Symposium of frequency control. 28.–30. May, Atlantic City, 321–327
- Steinbuch, K.; Rupperecht, W. (1982): Nachrichtentechnik. Bd. I: Schaltungstechnik. Berlin, Heidelberg, New York: Springer
- Stirner, E. (1984): Antennen, Band 1: Grundlagen, 2. Aufl. Heidelberg: Hüthig
- Stirner, E. (1985): Antennen, Band 2: Praxis, 2. Aufl. Heidelberg: Hüthig
- Stirner, E. (1985): Antennen, Band 3: Meßtechnik. Heidelberg: Hüthig
- Stratton, J. A. (1941): Electromagnetic Theory. New York, London: McGraw Hill

- Stuchly, M. A.; Stuchly, S. S. (1980): Coaxial Line Reflection Methods for Measuring Dielectric Properties of Biological Substances at Radio and Microwave Frequencies - A Review. *IEEE Trans. Instrum. and Measur.* Vol. **IM-29**, 176-183
- Stumper, U.; (1968): Über die Einflüsse höherer Wellenformen auf die Messung des komplexen Reflexionsfaktors homogener Proben im überdimensionierten Hohlleiter. *Z. angew. Phys.* **25**, 293-302
- Stumper, U. (1973): A  $TE_{01n}$  Cavity Resonator Method to Determine the Complex Permittivity of Low Loss Liquids at Millimeter Wavelengths. *Rev. Sci. Instrum.* **44**, 165-169
- Stumper, U. (1981): Automatic Measurement of the Complex Permittivity at Millimeter Wavelengths. *Int. J. Infrared and Millimeter Waves* **2**, 999-1014
- Stumper, U. (1982): New Nondirectional Waveguide Multicoupler as Part of a Simple Microwave Six-Port Reflectometer. *Electron. Lett.* **18**, 757-758
- Stumper, U. (1983): Sechstorschaltungen zur Bestimmung von Streukoeffizienten. *Mikrowellen Mag.* **9**, 669-677
- Stumper, U. (1989a): Parameter Evaluation of Adapter from Banana Plugs to Coaxial Connector at MHz Frequencies. *Electron. Lett.* **25**, 1174-1175
- Stumper, U. (1989b): Six-Port and Four-Port Reflectometers for Complex Permittivity Measurements at Submillimeter Wavelengths. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-37**, 222-230
- Stumper, U. (1990): Finding Initial Estimates Needed for the Engen Method of Calibrating Single Six-Port Reflectometers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-38**, 946-949
- Stumper, U. (1991): Experimental Investigation of Millimeter Wave Six-Port Reflectometers Incorporating Simple Waveguide Coupling Structures. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-40**, 469-472
- Stumper, U.; Frentrup, K.-P. (1976): Precise Determination of Very Low Dielectric Losses at Frequencies of 9 and 29 GHz. *Rev. Sci. Instrum.* **47**, 1195-1200
- Sucher, M.; Fox, J. (1963): *Handbook of Microwave Measurements*. New York, London: Polytechnical Press
- Thiessen, P. (1955): Beitrag zum Problem der Frequenzteilung. *Tech. Hausmitt. NWDR* **7**, 77-88, 101-110
- Thurley, F. (1971): Präzisionsmessung des Gütefaktors von Induktivitäten im MHz-Bereich. *PTB-Mitt.* **81**, 190-198
- Tischer, F.-J. (1958): *Mikrowellen-Meßtechnik*, Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer; München: F. J. Bergmann
- Tiuri, M. E. (1964): Radio Astronomy Receivers. *IEEE Trans. Antennas and Propag.* **AP-12**, 930-938
- Unger, H. G. (1955): Die Berechnung von Steghohlleitern. *Arch. el. Übertr.* **9**, 157-161
- Unger, H. G. (1966): *Theorie der Leitungen*. Braunschweig: Vieweg
- Unger, H. G. (1967): *Elektromagnetische Wellen I, II*. Braunschweig: Vieweg
- Unger, H. G. (1980): *Elektromagnetische Theorie für die Hochfrequenztechnik, Teil I*. Heidelberg: Hüthig
- Unger, H. G. (1981): *Elektromagnetische Theorie für die Hochfrequenztechnik*. Heidelberg: Hüthig
- Unger, H. G. (1982): *Optische Nachrichtentechnik*. Heidelberg: Hüthig
- Unger, H. G. (1994): *Hochfrequenztechnik in Funk und Radar*. Stuttgart: Teubner
- Unger, H. G.; Harth, W. (1972): *Hochfrequenz-Halbleiterelektronik*. Stuttgart: Hirzel
- Unger, H. G.; Schultz, W.; Weinhausen, G. (1973/1981): *Elektronische Bauelemente und Netzwerke (Bd. I-III)*. Braunschweig, Wiesbaden: Vieweg
- Van Loon, R.; Finsy, R. (1974): Measurement of Complex Permittivity of Liquids at Frequencies from 60 to 150 GHz. *Rev. Sci. Instrum.* **45**, 523-525
- VDE 0303, Teil 4/69: Bestimmungen für elektrische Prüfungen von Isolierstoffen; Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften
- Vilbig, G. (1960): *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*. Frankfurt: Akadem. Verlagsges.
- Vij, J. K.; Hufnagel, F. (1985): Advances in Microwave and Submillimeter-Wave Dielectric Spectroscopy Techniques and their Applications. *Adv. Chem. Phys.* **63**, 775-837
- Voss, G.; Happ, H. (1984): Time Domain Spectroscopy (TDS) of Dielectric Properties up to 15 GHz with Voltage Pulses. Application to Solids and Liquids. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **17**, 981-983
- VSWR Bridges (1970): *Wiltrom Technical Review, Vol. 1*, Palo Alto: Wiltrom Company
- VSWR Bridges (1979): *Narda Probe, Vol. 9, 1-5*. New York: Narda Microwave Corp
- Waldron, R. A. (1961): *Ferrites, an Introduction for Microwave Engineers*. London: D. van Nostrand
- Waldron, R. A. (1970): *Theory of Guided Electromagnetic Waves*. London: van Nostrand-Reinhold
- Warner, F. L. (1976): *Microwave Network Analyzers*. IEE Vacation School on RF Electrical Measurement. London: Instn. of Electr. Engrs.
- Warner, F. L. (1977): *Microwave Attenuation Measurement*. Stevenage, Herts.: Peter Peregrinus