Herrn Prof. Greuner

HEINRICH-HERTZ-INSTITUT FÜR SCHWINGUNGSFORSCHUNG
BERLIN-CHARLOTTENBURG

Technischer Bericht Nr. 50

Quantenmechanische Reflexionsverstärkung

Dipl.-Ing. R. SECKELMANN

Berlin
1961

Inhaltsübersicht — Seite

1. Quantenmechanische Reflexionsverstärkung

1.1 Ersatzschaltbilder

Unter "Reflexionsverstärkung" ist zu verstehen:
Eine elektromagnetische Welle tritt (in Abb. 1a bei E) in ein Verstärkersystem ein, trifft (bei N) auf einen aktiven Zweipol, dargestellt durch einen negativen Widerstand $\underline{Z}_n$ oder einen negativen Leitwert $\underline{Y}_n$, und wird reflektiert. Der Betrag des Reflexionsfaktors $\underline{r}$ ist größer als eins. Der Spannungsreflexionsfaktor ist die Spannungsverstärkung. Die rücklaufende Welle wird (bei D) von der hinlaufenden getrennt und verläßt (bei A) das Verstärkersystem. Der Ausgang (A) soll angepaßt abgeschlossen sein, so daß keine Leistung reflektiert wird.

? Für $\underline{Z}_n$ oder $\underline{Y}_n$ stellt das übrige System - $\underline{Z}_l$ oder $\underline{Y}_l$ - eine Belastung dar (Abb. 1b und 1c).

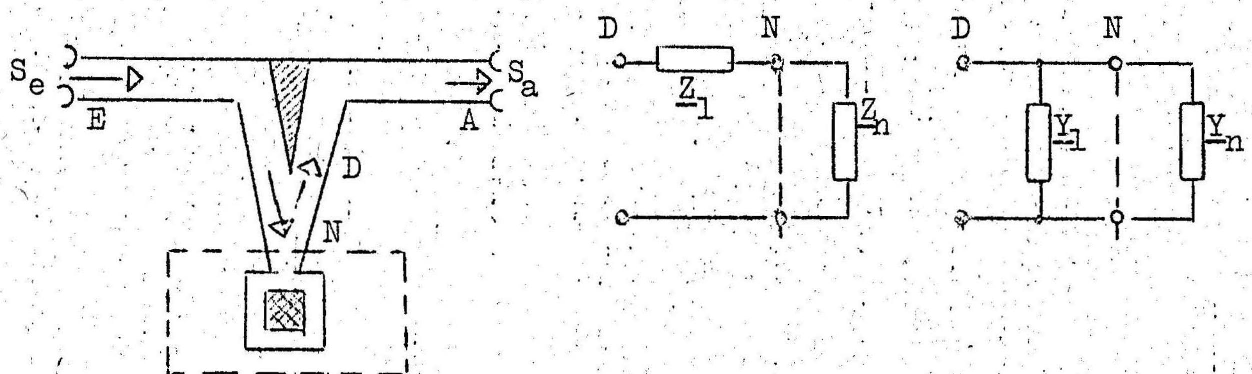


Abb. 1a   1b   1c

Die rücklaufende Welle wird von der hinlaufenden am besten durch eine ideale Richtungsgabel (Dämpfung in Durchlaßrichtung null, in Sperrichtung unendlich; reflexionsfreier Abschluß am
? vierten Arm) geschieden (Abb. 2a). In Meßaufbauten, in denen eine genügend starke Signalquelle zur Verfügung steht, kann
? auch ein Richtungskoppler mit starker Koppeldämpfung und großem Richtverhältnis verwandt werden (Abb. 2b).

Zwischen der Richtungsgabel oder dem Richtungskoppler und dem Verstärker ($\underline{Z}_n$ oder $\underline{Y}_n$) sei eine Meßleitung. Deren Sonde sowie der Verstärkerausgang sind über Gleichrichter an Instrumente, z.B. Galvanometer und Oszillograph, angeschlossen.

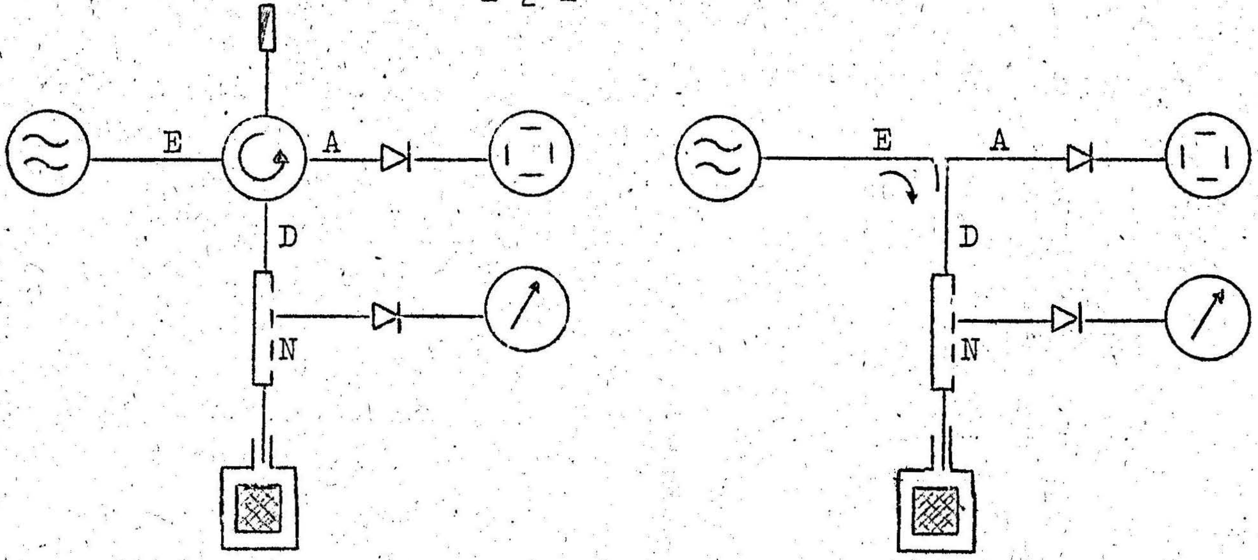


Abb. 2a 2b

Der eigentliche Verstärker wird durch einen Hohlraumresonator (Index h) verwirklicht, in dem ein wirksames Material (Index m) ist.

Dieses Material tritt mit dem hochfrequenten elektrischen oder magnetischen Feld im Resonator in Wechselwirkung. Normalerweise entzieht das Material dem Feld Leistung (Absorption), unter geeigneten Bedingungen aber - die im folgenden als erfüllt gelten sollen - gibt es ihm Leistung ab (Emission). Die Leistungsabgabe ist bei sehr kleinen HF-Feldstärken proportional dem Quadrat der Amplitude des HF-Feldes, d.h. ein Signal wird verstärkt.

Die Wechselwirkung ist quantenmechanischer Art. Sie hat Resonanzcharakter. Die Resonanzfrequenz hängt ab vom Abstand der Energieniveaus, zwischen denen Quantenübergänge stattfinden.

In der Nähe der Resonanzfrequenz kann der Energieaustausch durch eine komplexe dynamische Dielektrizitätszahl $\underline{\varepsilon}_d$ oder Permeabilität $\underline{\mu}_d$, die neben der statischen Größe ($\underline{\varepsilon}_s$ oder $\underline{\mu}_s$) auftritt, beschrieben werden.

Die Wechselwirkung kann durch einen Widerstand $\underline{Z}_m$ oder Leitwert $\underline{Y}_m$ in einem Ersatzschaltbild beschrieben werden. Die Stärke der Wechselwirkung hängt ab von dieser komplexen Größe sowie von den Resonatoreigenschaften.

Außer der Wechselwirkung zwischen dem Material und dem HF-Feld findet eine Wechselwirkung zwischen den Elementarteilchen des

Materials statt. Diese bewirkt, daß ein vom normalen (Gleichgewicht) abweichender Zustand allmählich in den normalen zurückkehrt. Im einfachsten Fall geschieht dies durch einen einzigen exponentiell verlaufenden Abklingvorgang mit der Zeitkonstanten τ. $2/\tau = \Delta\omega$ ist die natürliche Bandbreite oder Linienbreite des Materials.

Die wirksame Materie hat in Näherung entweder eine komplexe Dielektrizitätszahl oder eine komplexe Permeabilität /1/

$$\underline{\varepsilon}_m = \underline{\varepsilon}_s + \underline{\varepsilon}_d$$
$$\underline{\varepsilon}_s = \varepsilon_s' - j\varepsilon_s'' = \varepsilon_s(1-j\,\mathrm{tg}\,\delta_\varepsilon)$$
$$\underline{\varepsilon}_d = \varepsilon_d' - j\varepsilon_d'' = \varepsilon_d \frac{-j}{1+j\tau(\omega-\omega_m)} = \varepsilon_d \frac{-j}{1+jQ_m v_m}$$

$$\underline{\mu}_m = \underline{\mu}_s + \underline{\mu}_d$$
$$\underline{\mu}_s = \mu_s' - j\mu_s'' = \mu_s(1-j\,\mathrm{tg}\,\delta_\mu)$$
$$\underline{\mu}_d = \mu_d' - j\mu_d'' = \mu_d \frac{-j}{1+j\tau(\omega-\omega_m)} = \mu_d \frac{-j}{1+jQ_m v_m}$$

Hierbei ist

$$Q_m = \frac{\omega_m}{\Delta\omega_m}$$

die Güte der Resonanzerscheinung und

$$v_m = \frac{\omega}{\omega_m} - \frac{\omega_m}{\omega} \approx \frac{2(\omega-\omega_m)}{\omega_m}$$

Doppel
die "Verstimmung" gegen die Resonanzkreisfrequenz ω_m.

? ε_d und μ_d selbst sind proportional τ. Die Materie habe ein Volumen V_m und liege in einem Hohlraumresonator in einem (näherungsweise homogenen)

elektrischen Feld $\underline{E}$ || magnetischen Feld $\underline{H}$

Dann wird in dem Volumen eine komplexe Leistung umgesetzt

$$\underline{P} = \frac{1}{2}\,\underline{E}(j\omega\,\underline{D})^* V_m = \frac{1}{2}|\underline{E}|^2(j\omega\underline{\varepsilon}_m\varepsilon_o)^* V_m$$

$$P = \frac{1}{2}\,j\omega\,\underline{B}\,\underline{H}^* V_m = \frac{1}{2}|\underline{H}|^2 j\omega\underline{\mu}_m\mu_o V_m$$

Der Hohlraumresonator werde durch konzentrierte Schaltelemente L_h und C_h angenähert.

Die elektrische Feldstärke $\underline{E}$ ist proportional der Spannung $\underline{U}$ am Resonator

$$\underline{E} = \frac{\underline{U}}{d}$$

Die magnetische Feldstärke $\underline{H}$ ist proportional dem Strom $\underline{I}$ in der Spule

$$\underline{H} = \frac{\underline{I}}{d}$$

(d ist ein Proportionalitätsfaktor, nicht unbedingt eine geometrische Größe),

$$\underline{P} = \frac{1}{2}|\underline{U}|^2 (j\omega\underline{\varepsilon}_m \varepsilon_o)^* \frac{V_m}{d^2}$$

$$\underline{P} = \frac{1}{2}|\underline{I}|^2 j\omega\underline{\mu}_m \mu_o \frac{V_m}{d^2}$$

Im Ersatzschaltbild wird die gleiche komplexe Leistung umgesetzt

in einem Parallelleitwert $\underline{Y}$ zum Kondensator

$$\underline{P} = \frac{1}{2}|\underline{U}|^2 \underline{Y}^*$$

in einem Reihenwiderstand $\underline{Z}$ zur Spule

$$\underline{P} = \frac{1}{2}|\underline{I}|^2 \underline{Z}$$

Folglich ist

$$\underline{Y} = j\omega\underline{\varepsilon}_m \varepsilon_o \frac{V_m}{d^2}$$

$$= j\omega a C_h (1 - j\,\mathrm{tg}\,\delta_\varepsilon) + \underline{Y}_m$$

$$\underline{Z} = j\omega\underline{\mu}_m \mu_o \frac{V_m}{d^2}$$

$$= j\omega a L_h (1 - j\,\mathrm{tg}\,\delta_\mu) + \underline{Z}_m$$

$j\omega a C_h$ ist der Bruchteil a des gesamten statischen kapazitiven Leitwertes $j\omega C_h$

$$a C_h = \varepsilon_s \varepsilon_o \frac{V_m}{d^2}$$

$j\omega a L_h$ ist der Bruchteil a des gesamten statischen induktiven Widerstandes $j\omega L_h$

$$a L_h = \mu_s \mu_o \frac{V_m}{d^2}$$

(Für $\varepsilon_s = 1$ ist $C_h = C_h^o$, also
wenn bei $\varepsilon_s \neq 1$ $C_h = C_h^o + kC_h^o$,
$aC_h = a(1+k)\, C_h^o$)

(Für $\mu_s = 1$ ist $L_h = L_h^o$, also
bei $\mu_s \neq 1$ $L_h = L_h^o + kL_h^o$,
$aL_h = a(1+k)\, L_h^o$)

Die durch $\mathrm{tg}\,\delta_\varepsilon$ beschriebenen Verluste sollen im Leitwert G_h enthalten sein

Die durch $\mathrm{tg}\,\delta_\mu$ beschriebenen Verluste sollen im Widerstand R_h enthalten sein

$$\underline{Y}_m = \frac{\omega\varepsilon_d\varepsilon_o}{1+jQ_m v_m}\,\frac{V_m}{d^2}$$

ist der Leitwert der Wechselwirkung mit den quantenmechanischen Vorgängen

$$\underline{Z}_m = \frac{\omega\mu_d\mu_o}{1+jQ_m v_m}\,\frac{V_m}{d^2}$$

ist der Widerstand der Wechselwirkung mit den quantenmechanischen Vorgängen

$a \leq 1$ ist ein Ausnutzungsfaktor. Er gibt an, welcher Bruchteil

der Schwingkreiskapazität C_h ‖ der Schwingkreisinduktivität L_h

für die Wechselwirkung mit der wirksamen Materie ausgenutzt wird. V_m/d^2 wird eliminiert

$$\underline{Y}_m = a\omega C_h \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_s}\,\frac{1}{1+jQ_m v_m} \qquad\qquad \underline{Z}_m = a\omega L_h \frac{\mu_d}{\mu_s}\,\frac{1}{1+jQ_m v_m}$$

$$\omega \approx \omega_m \approx \omega_h = 1/\sqrt{L_h C_h}$$

$$\frac{1}{\underline{Y}_m} = \underbrace{\frac{1}{a}\sqrt{\frac{L_h}{C_h}}}_{\text{Eigenschaft d. Resonators}}\ \underbrace{\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_d}(1+jQ_m v_m)}_{\text{Eigenschaft der Materie}} \qquad\qquad \frac{1}{\underline{Z}_m} = \underbrace{\frac{1}{a}\sqrt{\frac{C_h}{L_h}}}_{\text{Eigenschaft d. Resonators}}\ \underbrace{\frac{\mu_s}{\mu_d}(1+jQ_m v_m)}_{\text{Eigenschaft der Materie}}$$

Ist Q und v nicht auch vom Resonator abhängig

Damit ergeben sich die Ersatzschaltbilder

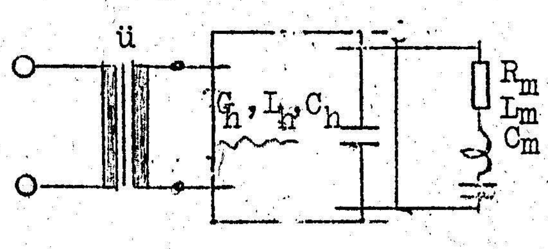
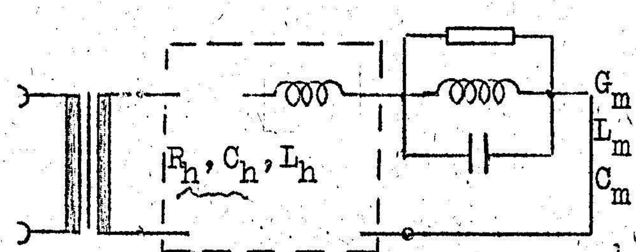


Abb.3a



3b

$$R_m = \frac{1}{a}\sqrt{\frac{L_h}{C_h}}\,\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_d}$$

$$L_m = \frac{R_m Q_m}{\omega_m} = L_h \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_d}\,\frac{Q_m}{a}$$

$$C_m = \frac{1}{R_m Q_m \omega_m} = C_h \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_s}\,\frac{a}{Q_m}$$

$$G_m = \frac{1}{a}\sqrt{\frac{C_h}{L_h}}\,\frac{\mu_s}{\mu_d}$$

$$C_m = \frac{G_m Q_m}{\omega_m} = C_h \frac{\mu_s}{\mu_d}\,\frac{Q_m}{a}$$

$$L_m = \frac{1}{G_m Q_m \omega_m} = L_h \frac{\mu_d}{\mu_s}\,\frac{a}{Q_m}$$

Wie $\underline{Y}_m$ und C_h (bzw. $\underline{Z}_m$ und L_h) mit L_h (bzw. C_h) verbunden sind, hängt von der Ankopplung des Resonators an das übrige Netzwerk ab.

Bei Absorption ist

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_d} > 0 \qquad \Big\| \qquad \frac{\mu_s}{\mu_d} > 0$$

bei Emission ist

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_d} < 0 \qquad \Big\| \qquad \frac{\mu_s}{\mu_d} < 0$$

Große Verstärkung setzt geringe Verluste des Resonators voraus, die "Güte" des Resonators

$$Q_h = \frac{\sqrt{C_h/L_h}}{G_h} \qquad \Big\| \qquad Q_h = \frac{\sqrt{L_h/C_h}}{R_h}$$

soll groß sein. Ebenso muß der Betrag des negativen

Leitwertes $G_m = \frac{1}{R_m}$ ‖ Widerstandes $R_m = \frac{1}{G_m}$

groß sein

d.h. der Ausnutzungsfaktor a soll möglichst groß sein.

~~Damit die Bandbreite des Resonators die ausnutzbare Bandbreite des Materials möglichst wenig einschränkt, soll~~

$\cancel{C_h/L_h}$ ‖ $\cancel{L_h/C_h}$

~~möglichst klein sein.~~

1.2 Verstärkung und Welligkeit

Die Abb.3a und 3b können zu zueinander dualen Ersatzschaltbildern ergänzt werden. Den weiteren Betrachtungen liegt das Ersatzbild Abb.4 zugrunde.

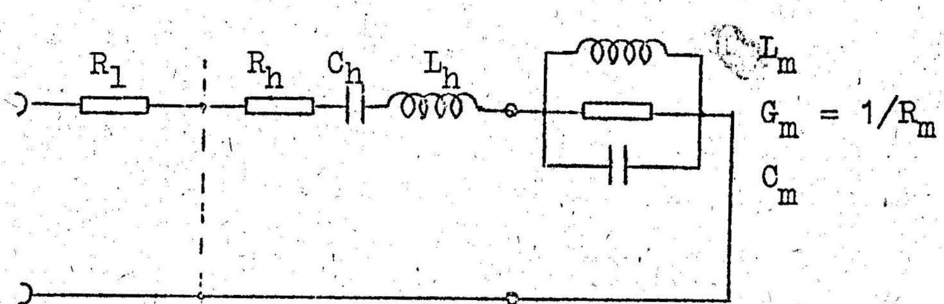


Abb. 4

Für den den Resonator darstellenden Reihenkreis gilt

$$\underline{Z}_h = R_h\,(1+jQ_h v_h) \qquad v_h = \frac{\omega}{\omega_h} - \frac{\omega_h}{\omega} \approx 2\,\frac{\omega-\omega_h}{\omega_h}$$

Für den die wirksame Materie darstellenden Parallelkreis gilt

$$\underline{Z}_m = \frac{R_m}{1+jQ_m v_m} \qquad v_m = \frac{\omega}{\omega_m} - \frac{\omega_m}{\omega} \approx 2\,\frac{\omega-\omega_m}{\omega_m}$$

? Die in den Resonator transformierte äußere Belastung (Leitungswellenwiderstand) ist $\underline{Z}_l = R_l$. Damit erhält man bei N (Abb. 4) den komplexen Reflexionsfaktor $\underline{r}$

$$\underline{r} = \frac{R_l - \underline{Z}_h - \underline{Z}_m}{R_l + \underline{Z}_h + \underline{Z}_m} = \frac{1-\underline{z}}{1+\underline{z}} \quad \text{mit } \underline{z} = \frac{\underline{Z}_h + \underline{Z}_m}{R_l}$$

Zwischen $\underline{r}$ und der Welligkeit $s = U_{max}/U_{min}$ bestehen die Beziehungen

in Dissertation $\sum$

$$s = \left|\frac{1+|\underline{r}|}{1-|\underline{r}|}\right|$$

$$|\underline{r}| = \frac{s+1}{s-1} \quad \text{für } |\underline{r}| \geq 1$$

$$|\underline{r}| = \frac{s-1}{s+1} \quad \text{für } |\underline{r}| \leq 1$$

Diese Beziehungen besagen: Durch Messen der Welligkeit kann man die Verstärkung des Systems und seine Bandbreite bestimmen, da

$$\left|\underline{r}\left(\omega_o \pm \frac{\Delta\omega}{2}\right)\right| = \frac{|\underline{r}(\omega_o)|}{\sqrt{2}}$$

Dabei ist ω_o die Bandmittenfrequenz des Verstärkers und $\Delta\omega$ seine Bandbreite.

Allerdings muß man bereits wissen, ob man im Bereich der Dämpfung ($|\underline{r}| \leq 1$) oder der Verstärkung ($|\underline{r}| \geq 1$) arbeitet. Dieses Wissen kann man u.a. erlangen durch Messen der Verstärkung bei Resonanz ($\omega = \omega_o = \omega_m = \omega_h$) in Abhängigkeit von $\underline{z} = z_o$. In Abb. 5 sind $r_o(z_o)$ und $s_o(z_o)$ aufgetragen.

z_o wird z.B. durch Steuern von R_m geändert.

$s_o = z_o$ für $1 \leqq z_o$

$s_o = 1/z_o$ für $0 \leqq z_o \leqq 1$

$s_o = -1/z_o$ für $-1 \leqq z_o \leqq 0$

$s_o = -z_o$ für $z_o \leqq -1$

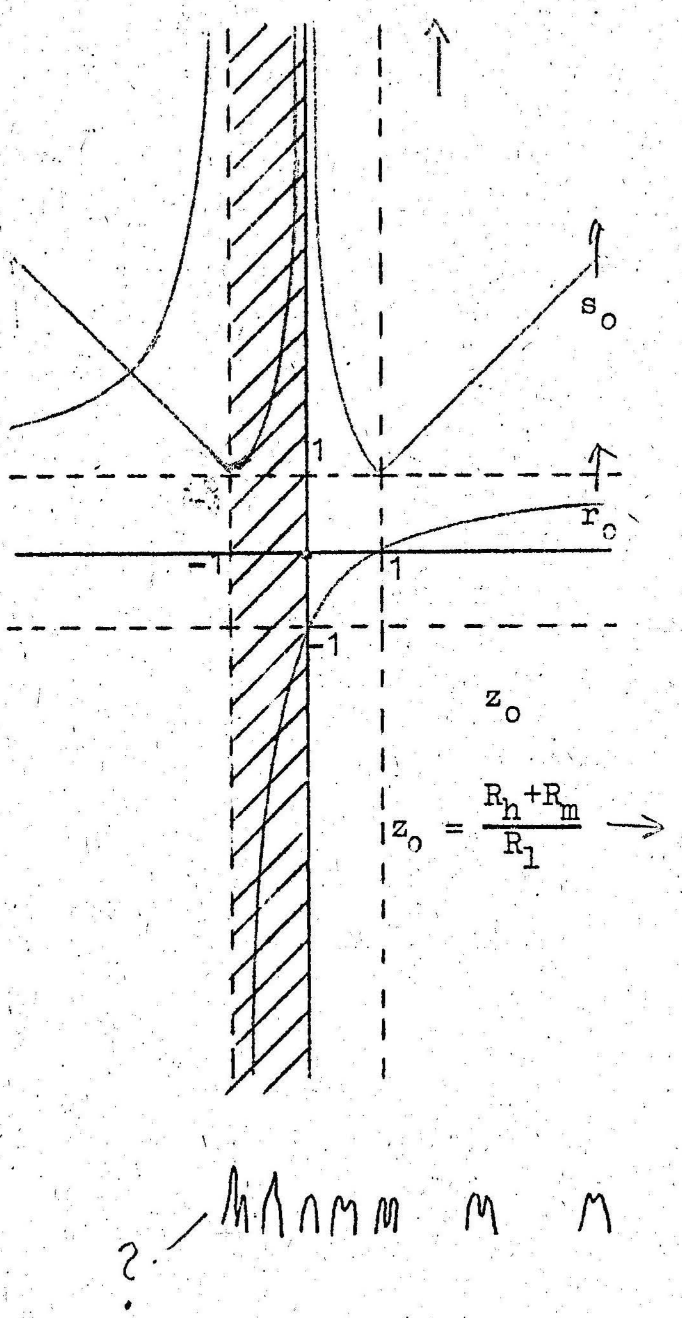


Abb.5

Bei Anpassung durchläuft s_o ein Minimum ($s_o = 1$), bei Einsetzen der Verstärkung ein Maximum ($s_o = \infty$). Bei $r_o = \infty$ schwingt der Verstärker. Im Bereich labiler Verstärkung tritt Selbsterregung ein.

Unter verschiedenen Arbeitspunkten sind Oszillogramme skizziert. Diese stellen die Amplitude der reflektierten Spannung dar, aufgetragen über der Sendefrequenz. Die Sendefrequenz wird periodisch variiert (das als Sender dienende Klystron wird gewobbelt).

Bei der Resonanzfrequenz verursachen der Hohlraumresonator und die wirksame Materie (bei $z_o > 0$) durch Resonanzabsorption einen Einbruch, der bei $z_o = 0$ in eine Erhebung (Resonanzemission; Verstärkung) übergeht.

Die Verstärkung bei Resonanz ist

$$r_o = \frac{R_l - R_h - R_m}{\Sigma R} \quad \text{mit} \quad \Sigma R = R_l + R_h + R_m$$

Durch Differenzieren nach den verschiedenen Argumenten erhält man für $r_o \gg 1$

$$\frac{\delta r_o}{r_o} = \frac{-R_1}{\sum R} = \frac{-\delta R_n}{\sum R} = \frac{-\delta R_m}{\sum R}$$

Bei jedem Schwanken eines der Widerstände schwankt die Verstärkung r_o-mal so stark. Am anfälligsten für Schwankungen ist R_m, da es durch besondere Maßnahmen negativ gemacht und gehalten werden muß.

1.3 Stabilitätsbedingung

In einem Netzwerk aus komplexen Widerständen können durch irgendwelche Anregungen Schwingungen entstehen. Diese werden durch komplexe Frequenzen $\underline{p}_\lambda = \sigma_\lambda + j\omega_\lambda$, die Eigenwerte des Systems, beschrieben. Sie klingen an, wenn die Wuchskonstante σ_λ positiv ist und klingen ab, wenn sie negativ ist.
Ein Widerstandssystem ist dann "stabil" d.h. es erregt sich nicht zu Eigenschwingungen, wenn es keine Eigenwerte mit positiver Wuchskonstante hat.

Der Reflexionsverstärker ist ein solches Widerstands-Netzwerk. Wenn er schwingt, ist

$$|\underline{r}| = \infty, \qquad \underline{z} = z_k = -1$$

Der Wert z_k wird "kritischer Punkt" genannt. Die Verstärkung ist stabil, wenn dieser Wert nicht durch Selbsterregung erreicht werden kann, d.h. wenn er in der Ebene komplexer Frequenzen nicht im Gebiet positiver σ, also nicht rechts der imaginären Achse (ω) liegt.

Die Abbildung der ω-Achse ist in der Ebene komplexer Widerstände die Ortskurve des Systems.

Daraus ergibt sich die als Strecker-Nyquist-Kriterium bekannte Stabilitätsbedingung für den Verstärker:

gilt doch für Ortskurve des Übertragungsfaktors

> Ein Reflexionsverstärker ist dann stabil, wenn der kritische Punkt in der Ebene komplexer Widerstände nicht rechts der im Sinne wachsender Kreisfrequenz durchlaufenen Ortskurve liegt. *Besser Fadenregel*

1.4 Ortskurvendarstellung

Das in Reihe zu R_l liegende Widerstandsnetzwerk - der quantenmechanische Reflexionsverstärker - wird $\underline{Z}_n$ genannt und als der die Reflexion bewirkende negative Widerstand angesehen. Im Ersatzschaltbild der Abb. 4 ist $\underline{Z}_n = \underline{Z}_h + \underline{Z}_m$. Um den Einfluß von Verlustwiderstand und Bandbreite der einzelnen Kreise auf die Verstärkung und Bandbreite des gesamten Systems übersichtlich darstellen zu können, werden die die Kreise beschreibenden Größen normiert.

$$\underline{z}_h = \frac{\underline{Z}_h+}{R_l} = \frac{R_h}{R_l} + j\,\frac{\sqrt{L_h/C_h}}{R_l}\,v = w_h + j\Omega$$

$$\underline{z}_m = \frac{\underline{Z}_m}{R_l} = \frac{1}{G_m R_l + jR_l\sqrt{C_m/L_m}\,v} = \frac{1}{y_m + j\emptyset_m\Omega}$$

mit

$$w_h = \frac{R_h}{R_l}, \quad \Omega = \frac{\sqrt{L_h/C_h}}{R_l}\,v, \quad v = \frac{\omega}{\omega_o} - \frac{\omega_o}{\omega}$$

$$y_m = \frac{1}{w_m} = G_m R_l, \quad \emptyset_m = R_l^2\,\frac{\sqrt{C_m/L_m}}{\sqrt{L_h/C_h}}$$

In gleicher Weise werden zur Breitbandkompensation noch einzuführende Kreise dargestellt, und zwar ein Parallelkreis durch

$$\underline{z}_p = \frac{1}{y_p + j\emptyset_p\Omega} \quad \text{mit } \underline{z}_p = \frac{\underline{Z}_p}{R_l}, \; y_p = \frac{1}{w_p} = G_p R_l,$$

$$\emptyset_p = R_l^2\,\frac{\sqrt{C_p/L_p}}{\sqrt{L_h/C_h}}$$

und ein Reihenkreis durch

$$\underline{z}_r = w_r + j\emptyset_r\Omega \quad \text{mit } \underline{z}_r = \frac{\underline{Z}_r}{R_l}, \; w_r = \frac{R_r}{R_l}, \; \emptyset_r = \frac{\sqrt{L_r/C_r}}{\sqrt{L_h/C_h}}$$

Diese Normierung bedeutet:

Die auftretenden Wirkwiderstände werden auf den Lastwiderstand R_l normiert. Die Frequenz ist so normiert, daß der nur durch R_l belastete, aber selbst als verlustfrei angenommene Hohlraumresonator die normierte Bandbreite $\Delta\Omega_h = 2$ hat.

Die Bandbreiten aller Einzelkreise sowie die des gesamten Systems werden als Bruchteile oder Vielfache von $\Delta\Omega_h$ angegeben.

Es ist $\Delta\Omega_m = \frac{y_m}{\emptyset_m}\,\Delta\Omega_h,\ \Delta\omega_m = \frac{y_m}{\emptyset_m}\,\Delta\omega_h$

$$\Delta\Omega_p = \frac{y_p}{\emptyset_p}\,\Delta\Omega_h,\ \Delta\omega_p = \frac{y_p}{\emptyset_p}\,\Delta\omega_h$$

$$\Delta\Omega_r = \frac{w_r}{\emptyset_r}\,\Delta\Omega_h,\ \Delta\omega_r = \frac{w_r}{\emptyset_r}\,\Delta\omega_h,\quad \omega_o\,\frac{R_l}{L_h/C_h} = \Delta\omega_h$$

Die Ortskurve wird mit Ω beziffert. Die w_i sind Widerstandsparameter, die $\emptyset_i$ sind Frequenzparameter.

Die Bandbreite des nur durch R_l belasteten Resonators wird dann am besten als Bezugsgröße gewählt, wenn sie wesentlich kleiner ist als die der quantenmechanischen Wechselwirkung und daher die Bandbreite des ganzen Systems besonders stark beeinflußt. Dieses wird im folgenden angenommen.

Die Ortskurven werden im Leitungsdiagramm 1. Art (kartesische Koordinaten) dargestellt. 2

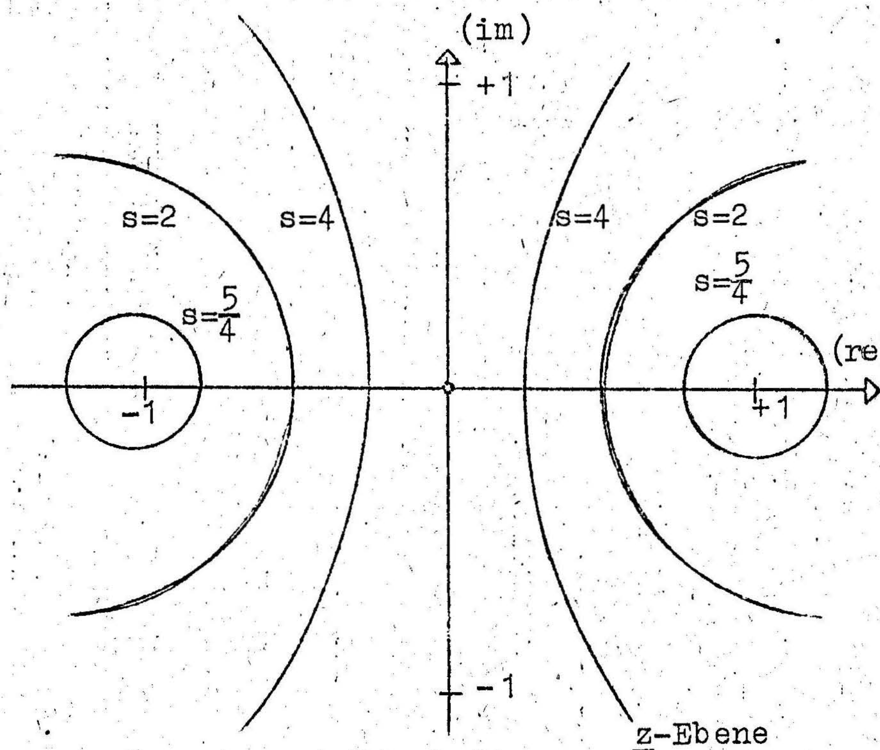


Abb.6

Dazu erweitert man das Diagramm durch Spiegelung der Seite mit positiv reeller Achse an der imaginären Achse (Abb. 6).

Die Kreise konstanter Welligkeit sind auch Kreise konstanter Verstärkung: Im Verstärkungsbereich ist bei Resonanz $\underline{r} = r_o$ und $s = s_o$. An den Grenzen der Bandbreite ist $|\underline{r}| = |\underline{r}_{\pm b}| = r_o/\sqrt{2}$ und

$$s = s_{\pm b} = \left|\frac{s_o+1+\sqrt{2}\,(s_o-1)}{s_o+1-\sqrt{2}\,(s_o-1)}\right| \approx \left|\frac{1{,}7s_o-0{,}3}{1{,}7-0{,}3s_o}\right| > s_o.$$

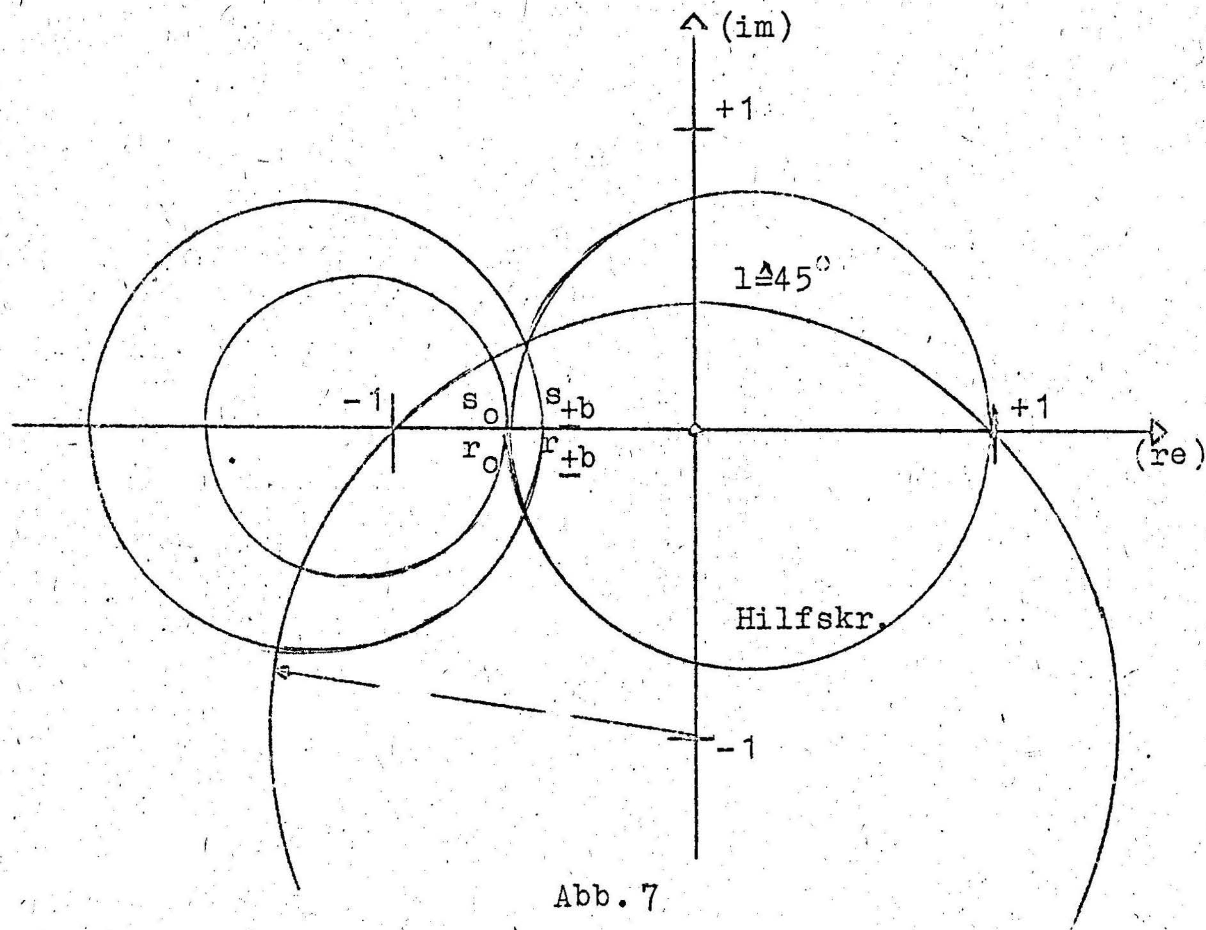


Abb. 7

Die durch s_{+b} beschriebenen Kreise werden Grenzkreise genannt. Sie sind durch die in Abb. 7 angedeutete geometrische Konstruktion leicht zu finden.

In Abb. 8 sind Ortskurven

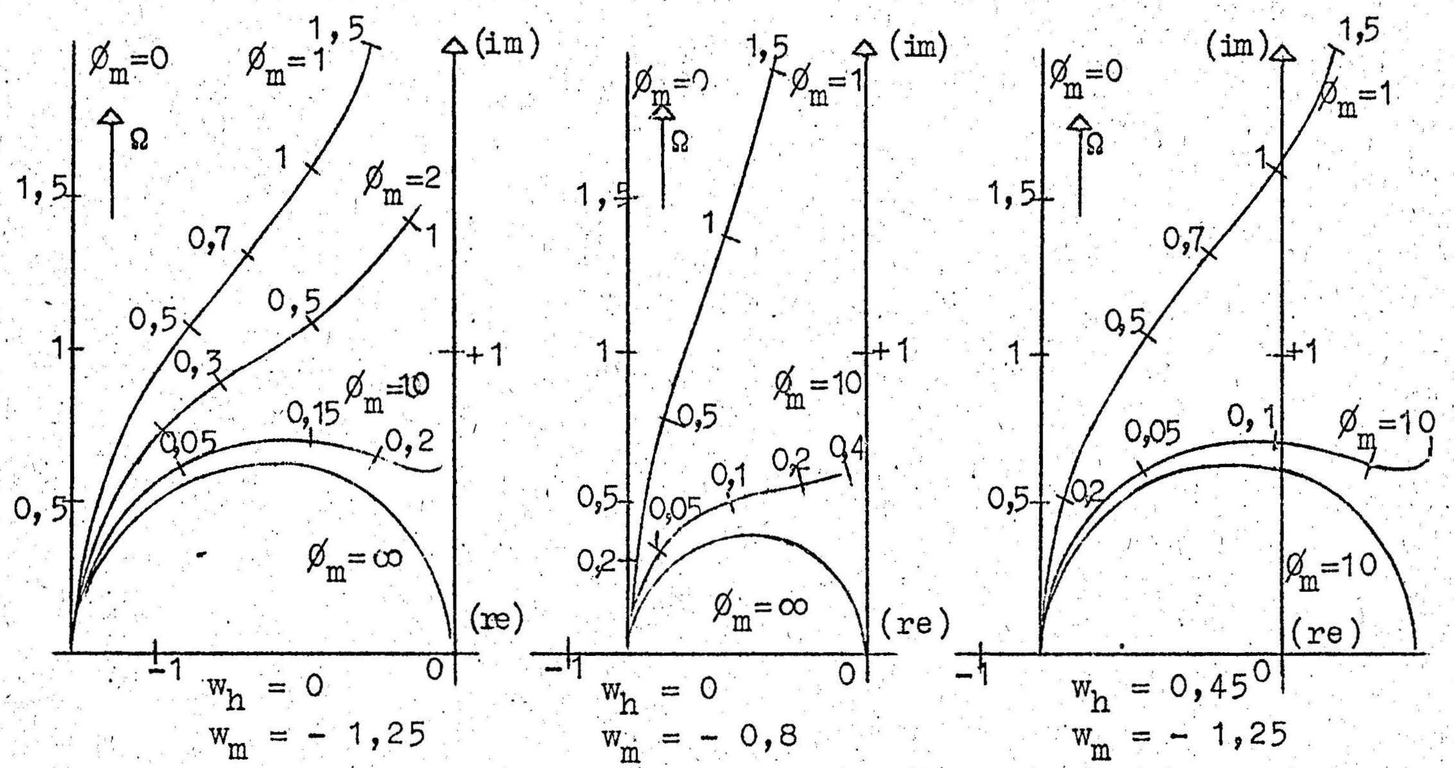
$$\underline{z}_n = \underline{z}_a = \underline{z}_h + \underline{z}_m$$

dargestellt. In Abb. 8a wird der Resonator als verlustlos angenommen. Es wird nur der Frequenzparameter $\varnothing_m$ variiert. $\varnothing_m = 0$ bedeutet: innerhalb der Bandbreite des durch R_l belasteten Resonators ist $\underline{z}_m = w_m$ als konstant anzusehen. $\varnothing_m = \infty$ bedeutet: innerhalb der Bandbreite der quantenmechanischen Wechselwirkung ist der Frequenzgang des Resonators zu vernachlässigen, $\underline{z}_h = w_h$. Die Kurven der Abb. 8a stellen labile Verstärkung dar. ? Durch Verringern von w_m (Abb. 8b) oder zusätzliche Belastung des Resonators (Abb. 8c) werden daraus Kurven stabiler Verstärkung.

Für einen solchen Verstärker ist das Produkt

$$r_o \Delta\omega = \text{konst} \quad \text{bzw.} \quad r_o \Delta\Omega = \text{konst.}$$

Ist dieses Gesetz in die Dimensionen [illegible] ?



8a ?

Für große Verstärkung ($r_o \gg 1$ und $w_m + w_h \approx -1$) wird dies für die beiden Extremfälle $\phi_m = 0$ und $\phi_m = \infty$ gezeigt.

Es ist

$$\underline{r} = \frac{1-\underline{z}_h-\underline{z}_m}{1+\underline{z}_h+\underline{z}_m}, \qquad r_o = \frac{1-w_h-w_m}{1+w_h+w_m} \approx \frac{2}{1+w_h+w_m} \gg 1$$

$$\left|\underline{r}\right|^2 = \frac{\mathrm{Re}(1-\underline{z}_h-\underline{z}_m)^2+\mathrm{Im}(-\underline{z}_h-\underline{z}_m)^2}{\mathrm{Re}(1+\underline{z}_h+\underline{z}_m)^2+\mathrm{Im}(\underline{z}_h+\underline{z}_m)^2}$$

In der Nähe der Resonanz ändert sich der Zähler langsam, der Nenner schnell

a) Für $\phi_m = 0$ wird $\frac{\Omega}{w_h} = \Omega_h = 2\,\frac{\omega-\omega_h}{\Delta\omega_h}$ und es gilt für den Nenner an den Bandgrenzen

$$(1+w_h+w_m)^2 + (w_h\Omega_{h\pm b})^2 = 2\,(1+w_h+w_m)^2$$

Daraus wird

$$\Omega_{h\pm b} = \frac{1}{w_h}(1+w_h+w_m) = 2/r_o w_h \quad \text{und}$$

$$\Delta\omega\cdot r_o = 2(\omega_{+b}-\omega_h)\, r_o = 2\Delta\omega_h \frac{R_1}{R_h} = \text{konst.}$$

b) Für $\emptyset_m = \infty$ wird $w_m \emptyset_m \Omega = \Omega_m = 2\,\frac{\omega-\omega_m}{\Delta\omega_m}$ und es gilt für den Nenner an den Bandgrenzen

$$\left(1+w_h+\frac{w_m}{1+\Omega^2_{m\pm b}}\right)^2 + \left(\frac{w_m\Omega_{m\pm b}}{1+\Omega^2_{m\pm b}}\right)^2 = 2\,(1+w_h+w_m)^2$$

Daraus wird mit $\Omega^2_{m\pm b} \ll 1$

$$\Omega_{m\pm b} = -\frac{1+w_h+w_m}{w_m} = \frac{-2}{r_o w_m} \qquad \text{und}$$

$$\Delta\omega\cdot r_o = 2(\omega_{+b}-\omega_m)\, r_o = -2\Delta\omega_m \frac{R_1}{R_m} \approx 2\Delta\omega_m \frac{R_1}{R_1+R_h} = \text{konst.}$$

Die praktisch herstellbaren Resonatoren haben Güten von 1000 bis 2000, die "Güte der quantenmechanischen Wechselwirkung" ist etwa 100 bis 200, d.h. der Fall $\emptyset_m = 0$ stellt eine gute Näherung an die wirklichen Verhältnisse dar.

1.5 Kompensationsschaltungen

Es sollen Möglichkeiten diskutiert werden, das Produkt $r_o\cdot\Delta\omega$ für einen Reflexionsverstärker durch zusätzliche passive Bauelemente zu vergrößern. Das bedeutet in der Ortskurvendarstellung, daß ein größerer Teil der Ortskurve als bisher innerhalb des Grenzkreises liegen soll /2/.
Bei den folgenden Ueberlegungen wird der Resonator als verlustlos ($w_h = 0$) und bei Belastung nur durch R_1 als schmalbandig gegenüber der Quantenwechselwirkung angenommen ($\emptyset_m = 0$).

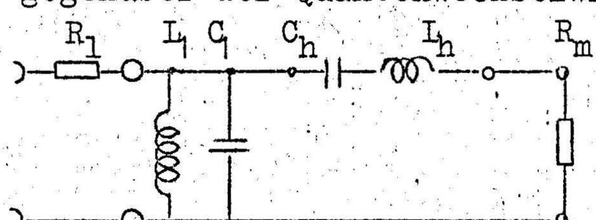


Abb.9

In einer Kompensationsschaltung 1. Art (Abb.9) werden nur Blindelemente (L_1, C_1) verwendet, durch die die Kopplung zwischen R_1 und $\underline{Z}_a$ frequenzabhängig wird ($\omega_o = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$). In Abb.10 sind Ortskurven für

$$\underline{z}_n = \frac{1}{\frac{1}{\underline{z}_1}+\frac{1}{\underline{z}_a}} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{\underline{z}_1} = j\emptyset_1\Omega$$

wiedergegeben.

?

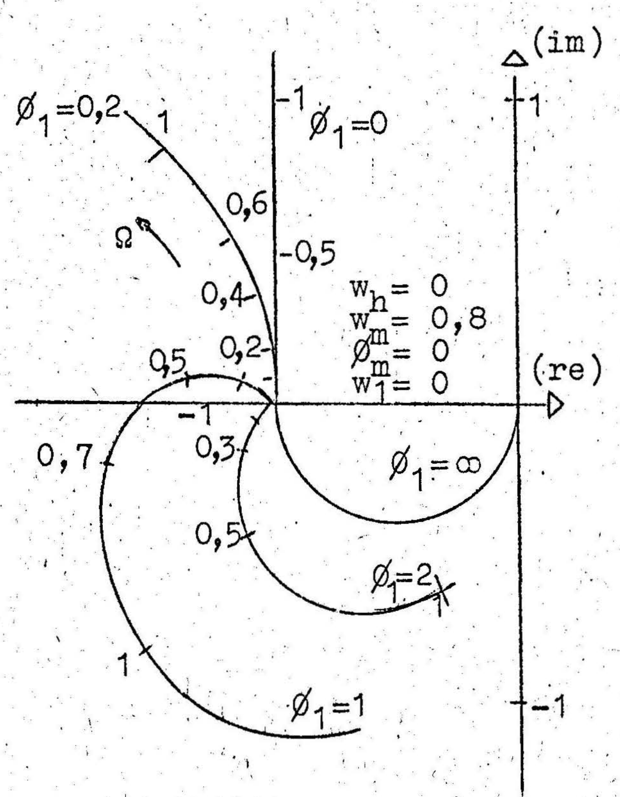


Abb.10

Je schneller sich $\underline{z}_1$ ändert (je größer $\emptyset_1$ ist), desto stärker beeinflußt es die Bandbreite. Für kleine $\emptyset_1$ wird die Bandbreite eines stabilen Verstärkers vergrößert, bei großen $\emptyset_1$ wird die Verstärkung labil. Diese Schaltung kann durch eine geeignete Ankopplung des Resonators an die Leitung verwirklicht werden.

In einer Kompensationsschaltung 2. Art (Abb.11) wird zwischen R_1 und $\underline{Z}_a$ eine zusätzliche, frequenzabhängige Last (R_2, C_2, L_2) geschaltet. Diese ist am stärksten bei Resonanz

$$(\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}).$$

Dadurch kann aus einem ohne diese Belastung labilen Verstärker ein stabiler gemacht werden. In Abb.12 sind Ortskurven für

$$\underline{z}_n = \underline{z}_a + \underline{z}_2 \quad \text{mit} \quad \underline{z}_2 = \frac{1}{y_2 + j\emptyset_2 \Omega}$$

wiedergegeben. Mit abnehmender Bandbreite des Kompensationskreises (wachsendes $\emptyset_2$) nimmt die Bandbreite des ganzen Systems zunächst zu, bis die Verstärkung labil wird.

Diese zusätzliche Belastung kann durch eine zweite, wirksame Materie im Resonator verwirklicht werden.

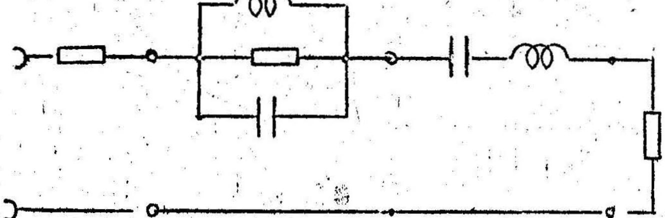


Abb.11

Grundsätzlich ist es möglich, beide Kompensationsschaltungen zu kombinieren oder gar durch Hinzufügen weiterer negativer Bauelemente sehr breit-

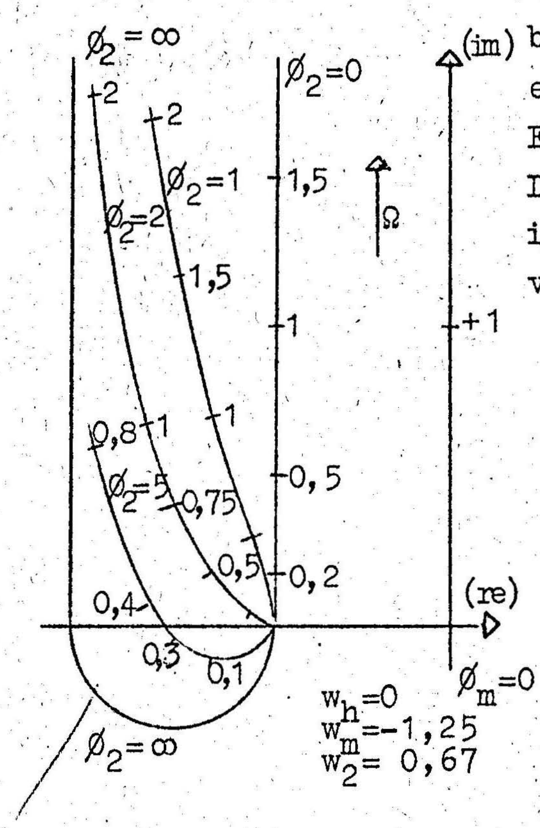


Abb. 12

bandige Reflexionsverstärker zu entwerfen, doch wird schon im Ersatzschaltbild die richtige Dimensionierung schwierig, so ist die Verwirklichung noch sehr viel schwieriger.

Wo ist der instabile Punkt?

Warum nicht in die Dimensionen aufgenommen?

2. Rauschen eines Systems mit quantenmechanischem Verstärker

2.1 Rauschen von Zweitoren (Verstärkern)

Ein Widerstand R der Temperatur T ruft im Frequenzintervall f...f+df eine Rauschspannungsquadrat $\overline{du_r^2}$ hervor. Die bei Anpassung verfügbare Rauschleistung ist dP_r /3/.

$$\overline{du_r^2} = 4kTRp(f,T)df$$

P ist nicht definiert

$$dP_r = kTp(f,T)df$$

$$p(f,T) = \frac{hf/kT}{\exp(hf/kT)-1}$$

Solange $T \geqq 1^{\circ}K$ und $f \leqq 10$ GHz ist, ist $p \approx 1$. Innerhalb des Frequenzbereiches B ist dann

$$\overline{u_r^2} = 4kTBR$$

$$P_r = kTB$$

Ein Zweitor verstärkt oder dämpft wie die Signalleistung (P_{se}) auch die Rauschleistung (P_{re}) am Eingang und trägt außerdem durch Eigenrauschen (P_{rz}) zum Ausgangsrauschen (P_{ra}) bei.

Der Gewinn g eines Verstärkers ist

$$g(f) = \frac{P_{sa}(f)}{P_{se}(f)}$$

P_{sa} ?

Im idealen Verstärker ist

$$P_{ra}^{id} = \frac{1}{B}\int_B P_{re}(f)df = kT\int_B g(f)df$$

Im realen Verstärker ist

$$P_{ra} = kT\int_B g(f)df + P_{rz} = k(T+T_{rz})\int_B g(f)df > P_{ra}^{id}$$

T_{rz} nennt man die Rauschtemperatur des Zweitores. An Ihrer Stelle wird oft eine Rauschzahl F oder eine Zusatzrauschzahl F_z für das Zweitor angegeben.

$$R_{ra} = (1+F_z)\int_B g(f)df$$

$$F_z = T_{rz}/T$$

$$F = 1 + F_z = \frac{P_{ra}}{P_{ra}^{id}} = \frac{P_{ra}/P_{sa}}{P_{re}/P_{se}}$$

Da meistens der rauschende Widerstand am Zweitoreingang die Zimmertemperatur $T = T_o = 290^o K$ hat, wird auf T_o normiert:

$$F_o = 1 + F_{zo} = 1 + (F-1)\,\frac{T}{T_o}$$

Rauschtemperatur und Rauschzahl von mehreren hintereinander geschalteten Zweitoren:

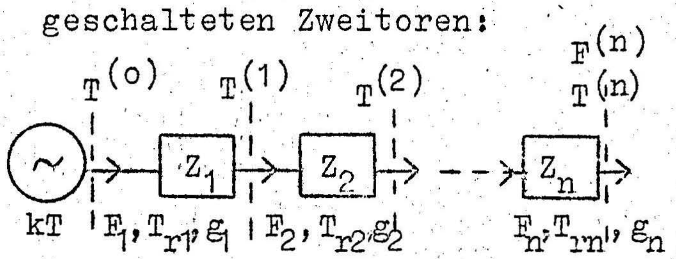


Abb. 13

Die Rauscheigenschaften der einzelnen Zweitore werden beschrieben durch T_{ri}, F_i bzw. F_{zi} und g_i mit $g_i = g_i(f)$, die der Gesamtheit der Zweitore durch $T_r^{(j)}$, $F^{(j)}$ bzw. $F_z^{(j)}$ und $g^{(j)}$.

a) 2 Zweitore hintereinander

$$P_r^{(2)} = k(T+T_r^{(2)}) \int g_1 g_2 df = kTF^{(2)} \int g_1 g_2 df$$

$$P_r^{(2)} = kT \int g_1 g_2 df + kT_{r1} \int g_1 g_2 df + kT_{r2} \int g_2 df$$

$$= kT \left[(1+F_{z1}) \int g_1 g_2 df + F_{z2} \int g_2 df \right]$$

$$T_r^{(2)} = T_{r1} + \left[T_{r2} \int g_2 df \Big/ \int g_1 g_2 df \right] ;$$

$$F^{(2)} = F^{(1)} + \left[(F_2 - 1) \int g_2 df \Big/ \int g_1 g_2 df \right]$$

b) 3 Zweitore hintereinander

$$T_r^{(3)} = T_r^{(2)} + \left[T_{r3} \int g_3 df \Big/ \int g_1 g_2 g_3 df \right] ;$$

$$F^{(3)} = F^{(2)} + \left[(F_3 - 1) \int g_3 df \Big/ \int g_1 g_2 g_3 df \right]$$

c) n Zweitore hintereinander

$$T_r^{(n)} = \sum_{1}^{n} V_l T_{rl} ; \quad F^{(n)} = 1 + F_z^{(n)} = 1 + \sum_{1}^{n} V_l F_l ;$$

$$V_l = \int g_l(f) df \Big/ \int \prod_{j=1}^{l} g_j(f) df$$

Mit $g_i(f) = g_i$ = konst vereinfachen sich die Ausdrücke:

1 Zweitor:

$$T_r = P_{rz}/Bkg; \quad F = 1 + P_{rz}/BkTg \;; \quad F = F_1 = F^{(1)}$$

2 Zweitore:

$$T_r^{(2)} = T_{r1} + (T_{r2}/g_1); \quad F^{(2)} = F^{(1)} + (F_2 - 1)/g_1$$

3 Zweitore:

$$T_r^{(3)} = T_r^{(2)} + (T_{r3}/g_1 g_2); \quad F^{(3)} = F^{(2)} + (F_3 - 1)/g_1 g_2$$

n Zweitore:

$$T_r^{(n)} = \sum_{1}^{n} V_l T_{rl}; \quad F^{(n)} = 1 + \sum_{1}^{n} V_l (F_l - 1); \quad V_l = 1/\prod_{j=1}^{l-1} g_j$$

2.2 Rauschen einer Leitung mit Dämpfungsbelag- und Temperaturgefälle

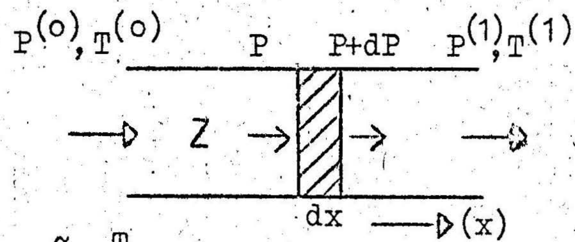


Abb. 14

Es soll der Beitrag einer schwach dämpfenden Leitung auf die Ausgangsrauschenergie untersucht werden. Dazu wird ein Leitungselement der Länge d_x mit dem Wellenwiderstand Z, und dem Dämpfungsbelag $\alpha(x)$ oder dem Widerstandsbelag $R'(x)$ betrachtet. Ist $R' \ll Z$ so ist $2\alpha \approx \frac{R'}{Z}$.

Der durch Dämpfung vernichtete Anteil der einfallenden Energie sei dP_d, die durch Eigenrauschen erzeugte und an das in Ausbreitungsrichtung der einfallenden Energie benachbarte Element abgegebene Energie sei dP_r.

Damit wird

$$dP_d = -P(x) 2\alpha(x) dx$$

$$dP_r = \frac{4BkT(x)R'(x)dxZ}{(2Z + R'(x)dx)^2} \approx BkTR'(x)dx/Z \approx BkT2\alpha(x)dx$$

$$dP = dP_d + dP_r = -2P(x)2\alpha(x)dx + BkT(x)2\alpha(x)dx$$

Dies ist eine Differentialgleichung der Form

$$dy/dx + yu(x) = w(x)$$

mit $\quad y = P$ und

$$u(x) = 2\alpha(x) = 2\alpha_o\sqrt{(1-T'x)}$$

$$w(x) = 2BkT_o\alpha_o(1-T'x)^{3/2}$$

$$T' = (T_o-T_1)/T_o l$$

Darin sind $T(x) = T_o(1-T'x)$ und $\alpha(x) = \alpha_o(1-T'x)^{1/2}$ die angenommenen Verläufe für Temperatur und Dämpfungsbelag

Die allgemeine Lösung der Gleichung ist

$$y = \exp(-\int \, dx)\left[\int w\exp(\int u\,dx)\,dx + c\right]$$

und mit Einsetzen der Grenzen

$$y = \exp(-\int_0^x u\,dx)\left[\int_0^x w\exp(\int_0^x u\,dx)\,dx + y^{(o)}\right]$$

Für die angegebenen speziellen Funktionen ist diese Gleichung nicht zu lösen. Setzt man jedoch für y den Anfangswert $y^{(o)}$ ein, so wird aus der Differentialgleichung ein einfaches Integral, das eine erste Näherung an die exakte Lösung darstellt. Diese Näherung ist mit $P^{(o)} = BkT^{(o)}$ leicht zu finden.

$$dP = 2Bk\left[\alpha(x)T(x) - \alpha(x)T^{(o)}\right]dx$$

$$P^{(1)} = P^{(o)} + 2Bk\left[\alpha_o T_o\int_0^l (1-T'x)^{3/2}dx - \alpha_o T^{(o)}\int_0^l (1-T'x)^{1/2}dx\right]$$

Darin sei $T_o = 290^oK$, $T_1 \approx 4^oK$, $T'l \approx 1$ und $2\alpha_o l = A_{1o}$

$$P^{(1)} = Bk\left[(1 - 2A_{1o}/3)T^{(o)} + 2A_{1o}\,T_o/5\right]$$

Eingangsleistung — Entzug durch Dämpfung — Eigenrauschen

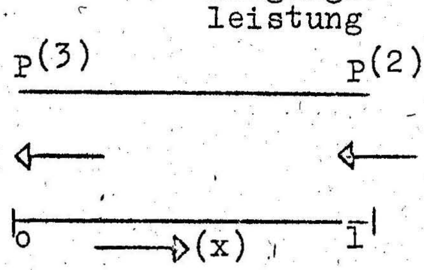


Abb.15

Die Integration für den Leistungstransport in umgekehrter Richtung (Abb.15) führt zu

$$P^{(3)} = Bk\left[(1-2A_{1o}/3)T^{(2)} + 2A_{1o}T_o/5\right]$$

2.3 Zur Rauschmessung an einem Verstärkersystem

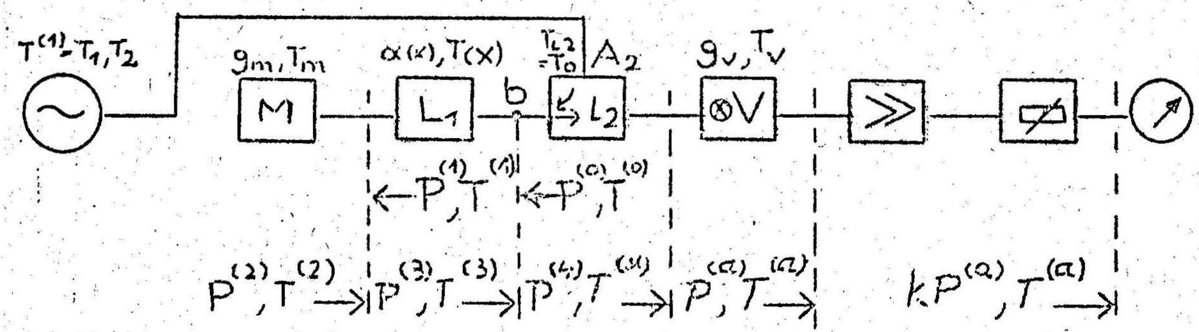


Abb.16

Abb.16 stellt ein Verstärkersystem dar. Die Senderleistung wird dem Molekularverstärker über einen Richtungskoppler zugeführt. Der Sender ist ein Rauschgenerator. Der mit b bezeichnete Punkt wird als Senderausgang, d.h. hier als Rauschquelle für das Verstärkersystem betrachtet. Es ist der Ausgang des Richtungskopplers für die hinlaufende Welle. Darauf folgt die Leitung L_1 zum Molekularverstärker, der sich im Heliumbad befindet. Für sie gelten die oben angestellten Betrachtungen für eine Leitung mit Temperatur- und Dämpfungsbelaggefälle. Dann folgt der Molekularverstärker, dem wieder die Leitung L_1, dann der Richtungskoppler mit weiteren Bauelementen (Richtungsleitung, Tiefpass), die alle zu L_2 zusammengefaßt werden. Schließlich folgt eine (Misch-)Diode mit nachfolgendem (ZF-)Verstärker. Es soll das Eigenrauschen dieses ganzen Systems gemessen und daraus das Rauschen des Molekularverstärkers errechnet werden.
Die notwendigen Größen (T_i, A_i, g_i) sind der Abb.16 zu entnehmen. Sie sollen bekannt sein.

$$P^{(o)} = BkT^{(o)} \qquad\qquad T^{(i)} = P^{(i)}/Bk$$

$$P^{(1)} = Bk\left[(1-2A_{1o}/3)T^{(o)}+2A_{1o}T_o/5\right] =$$

$$Bk(1-2A_{1o}/3)\left[T^{(o)}+2A_{1o}T_o/5(1-2A_{1o}/3)\right]$$

$$P^{(2)} = Bk\left[T^{(1)}+T_M g_M\right]$$

$$P^{(3)} = Bk\left[(1-2A_{1o}/3)T^{(2)}+2A_{1o}T_o/5\right]$$

$$P^{(4)} = Bk\left[(1-A_{2o})T^{(3)}+A_{2o}T_o\right]$$

$$P^{(a)} = Bk\left[T^{(4)}+T_v\ g_v \quad T^{(4)}+T_v\right]$$

$$P^{(a)} \sim T^{(o)} + \left[\frac{2}{5}\,\frac{A_{1o}}{1-2A_{1o}/3} + \frac{2}{5}\,\frac{A_{1o}}{g_M(1-2A_{1o}/3)^2} + \frac{A_{2o}}{g_M(1-2A_{1o}/3)^2(1-A_{2o})}\right]T_o$$

Eingang 1.Leitung hin 1.Leitung rück 2.Leitung

$$+ \frac{1}{1-2A_{1o}/3}\,T_M + \frac{1}{g_M(1-2A_{1o}/3)^2(1-A_{2o})}\,T_v$$

Molekularverst. Mischverstärker

$$P^{(a)} \sim T^{(o)} + c_1T_o + c_2T_M + c_3T_v$$

Im Grenzfall verlustloser Leitungen ist

$$\left.\begin{array}{l} A_{1o} \rightarrow 0 \\ A_{2o} \rightarrow 0 \end{array}\right\} c_1 \rightarrow 0,\ c_2 \rightarrow 1,\ c_3 \rightarrow 1/g_M$$

$$P^{(a)} \sim T^{(o)} + T_M + T_v/g_M$$

Die niedrigste Temperatur, die die Rauschquelle annehmen kann, ist T_o. In Richtung der rücklaufenden Welle sieht man auf eine angepaßt abgeschlossene Leitung. Ist diese verlustlos, so bildet der Eingangswiderstand des Mischverstärkers die Rauschquelle. Setzt man, um Reflexionen bei Fehlanpassung zu unterdrücken, eine Richtungsleitung vor den Mischverstärker, so bildet diese die Rauschquelle für den Molekularverstärker. Am Punkt b des Richtungskopplers tritt zu dieser Rauscheinströmung noch eine hinzu, die hervorgerufen wird durch eine äußere Rauschquelle am Eingang des Richtungskopplers. Die Rauschtemperatur $T^{(o)}$ bei b ist also immer höher als die Temperatur T_o des Mischverstärkereinganges oder der Richtungsleitung.

Es werden abwechselnd zwei verschiedene äußere Rauschquellen eingeschaltet und die zugehörigen Ausgangsrauschleistungen gemessen.

$$\left.\begin{array}{l} T^{(o)} = T_1 \rightarrow P^{(a)} = P_1 \\ T^{(o)} = T_2 \rightarrow P^{(a)} = P_2 \end{array}\right\} \frac{P_2}{P_1} = p$$

$$p = 1 + \left[(T_2-T_1)/(T_1+c_1T_o+c_2T_M+c_3T_v)\right]$$

$$T_m = (1/c_2)\left[\left((T_2-T_1)/(p-1)\right)-T_1-c_1T_o-c_3T_v\right]$$

Im Grenzfall verlustloser Leistungen ist

$$p = 1+(T_2-T_1)/(T_1+T_M+T_v/g\ )$$

$$T_m = \left[(T_2-T_1)/(p-1)\right]-T_1-(T_v/g_M)$$

In Anlehnung an die Betriebsdaten eines experimentell untersuchten Molekularverstärkers /4/ werden folgende Werte angenommen:

$g_m = 630$	$T_v = 1800^\circ K$	$T_1 = 300^\circ K$
$A_{1o} = 0{,}175$	$T_o = 300^\circ K$	$T_2 = 400^\circ K$
$A_{2o} = 0{,}035$		
$c_1 \approx 0{,}08$	$c_2 \approx 1{,}13$	$c_3 = 0{,}0021$

In Abb.17 ist $T_m(p)$ aufgetragen. Man sieht (Kurve a), daß $p = P_2/P_1$ außerordentlich genau bestimmt werden muß. Eine Aenderung $\Delta p = 0{,}08$ verursacht eine Aenderung $\Delta T = 70^\circ$. Ebenso müssen alle oben angegebenen Werte genau gemessen werden. Um T_m zuverlässiger zu bestimmen, muß man (T_2-T_1) so groß wie möglich und T_2 so klein wie möglich machen. Dem ist durch den Richtungskoppler eine Grenze gesetzt. Eine Richtungsgabel an seiner Stelle verbessert das Ergebnis wesentlich. In ihr wird die Dämpfung in Sperrichtung durch Blindleitwerte hervorgerufen (Reflexionsdämpfung). Bei einer idealen Richtungsgabel ist der Eingangsleitwert eines Zweiges in Sperrichtung null, die

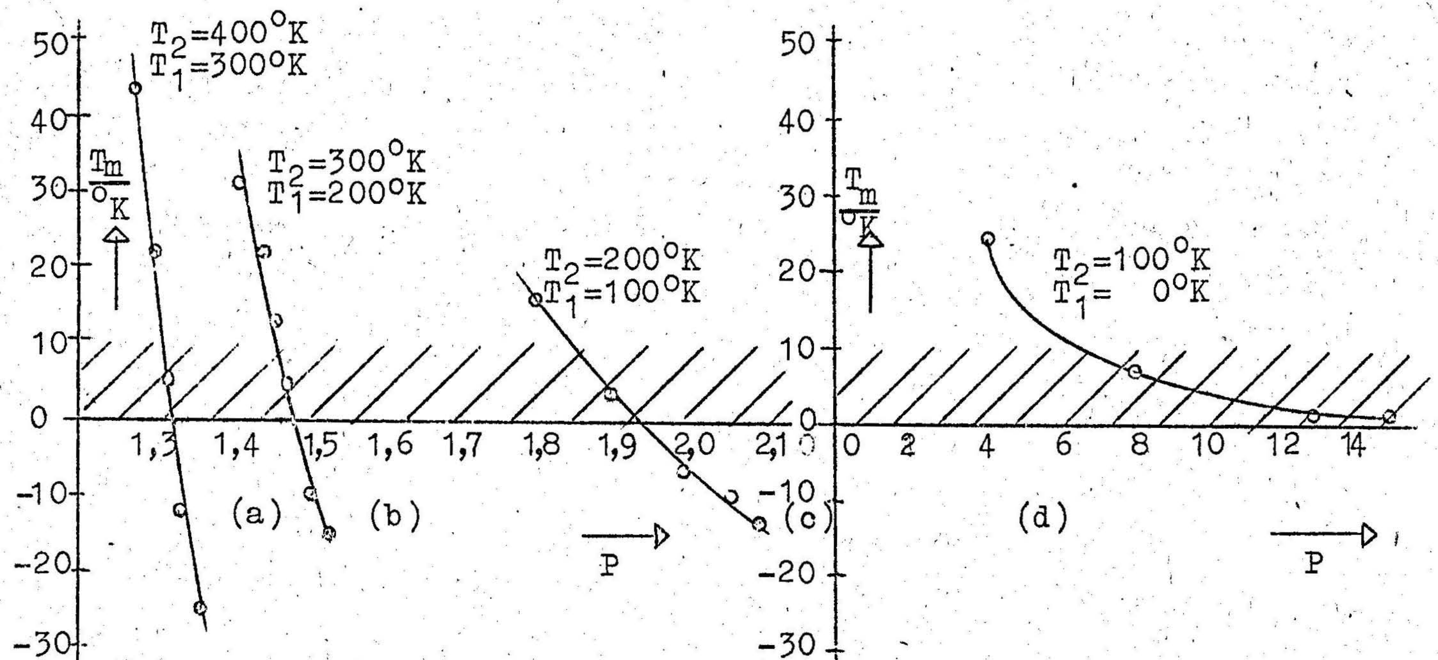


Abb.17

Sperrdämpfung dementsprechend unendlich. Die Durchlaßdämpfung ist null. Der vierte Zweig der Gabel soll reflexionsfrei abgeschlossen sein (Abb.2a). Ueber die zulässigen Abweichungen der realen von der idealen Richtungsgabel für diesen Meßaufbau siehe /5/. Damit kann man $T^{(o)} \leqslant T_o$ erreichen. Läßt man bis auf T_1 und T_2 die Werte im angeführten Beispiel unverändert, so erhält man die für

T_2 = 300, 200, 100°K in Abb.17b, c, d dargestellten Kurven.
T_1 = 200, 100 0°K

Sie veranschaulichen, wie wichtig es ist, T_2 so klein wie möglich zu machen.

Die theoretisch zu erwartende Rauschtemperatur /6/ ist $T_r = |T_m| \lessapprox 10^oK$. Dieser Bereich ist in Abb.17 schraffiert. Werte $|T_M| < 0$ sind physikalisch sinnlos. Sie sind reine Rechengrößen, die durch die Ungenauigkeit, mit der p bestimmt wird, zustande kommen.

Bestimmt man p mehrere male, in der Meßreihe a etwa $1{,}3 \leqslant p \leqslant 1{,}35$, so erhält man $24^o \geqslant |T_m| \geqslant -16^o$, oder anders ausgedrückt $p = 1{,}325 \pm 0{,}025$ entspricht $|T_m| \approx 4^oK \pm 20^o$. Die Ungenauigkeit ist größer als die zu bestimmende Größe.

3. Zusammenfassung

Der quantenmechanische Reflexionsverstärker wird durch einen Resonator, in dem wirksame Materie ist, verwirklicht. Für den Energieaustausch zwischen dieser Materie und dem HF-Feld im Resonator werden eine komplexe dynamische Dielektrizitätszahl bzw. Permeabilität eingeführt. Aus dieser Größe und dem Ersatzschaltbild des Resonators werden Ersatzschaltbilder für den Energieaustausch abgeleitet. Aus dem Ersatzbild für den Verstärker wird eine Beziehung zwischen der Spannungsverstärkung und der Welligkeit auf der Leitung vor dem Verstärker gewonnen.

Die Spannungsverstärkung ist formal gleich dem Reflexionsfaktor r. Obwohl Reflexion eigentlich nur vorliegen kann, solange die reflektierte Größe höchstens gleich der ankommenden ist, wird das Wort "Reflexionsfaktor" auch für $|\underline{r}| > 1$ beibehalten.

Für die Ortskurve des Verstärkers wird eine Bedingung für stabile Verstärkung angegeben. Der Einfluß verschiedener Parameter auf die Ortskurve des einfachen Verstärkers wird untersucht. Zwei Schaltungen, die den Verstärker breitbandiger machen, werden anhand ihrer Ortskurven diskutiert.

Die Möglichkeit, das sehr geringe Eigenrauschen eines quantenmechanischen Reflexionsverstärkers zu bestimmen, wird für eine Schaltung mit Richtungsgabel und eine Schaltung mit Richtungskoppler diskutiert. Dabei wird angenommen, daß alle Rauschbeiträge bis auf den zu bestimmenden meßbar und bekannt sind. Die Schaltung mit Richtungskoppler erweist sich als ungeeignet.

4. Literatur

/1/ P.N. BUTCHER — "Theory of Three Level Paramagnetic Masers", Proc.I.E.E. 105(1958) Part B, Suppl.11, p. 689, Equ.(41)

/2/ MEINKE, GUNDLACH — "Taschenbuch der HF-Technik", 1. Aufl.Abschnitt B: 14, 15, 16

/3/ MEINKE, GUNDLACH — " " " T: 3, 4, 5

/4/ MCWHORTER, MEYER, STRUM — "Noise Temperature Measurement on a Solid State Maser", Phys.Rev. 108(1956), p. 324-327

/5/ ARAMS, KRAYER — "Design Considerations for Circular Maser Systems", Proc.IRE 46(1958), p. 912-913

/6/ P.N. BUTCHER — "Theory of Three Level Paramagnetic Masers", Proc.I.E.E. 105(1958) Part B, Suppl.11, p. 706-707