

## 4. Meßtechnik von Schwingquarzen

Zum Messen der Quarzparameter gibt es zwei prinzipielle Methoden, die aktive und die passive Messung.

Bei der aktiven Messung wird der Quarz in einem Oszillator als frequenzbestimmendes Glied eingesetzt. Diese Meßgeräte sind unter dem Namen „Testset“ bekannt geworden und für die verschiedenen Frequenzbereiche entwickelt worden. In diesen Geräten schwingt der Quarz weitgehend unabhängig von seinem Resonanzwiderstand und seinen anderen Parametern  $C_1$ ,  $L_1$  und  $C_0$ . Der Resonanzwiderstand wird z.B. über die Aktivitätsanzeige des Oszillators durch Substitution mit Widerständen ermittelt. In diesen Testsets liegt die absolute Meßgenauigkeit für die Frequenzmessung etwa  $10$  bis  $15 \cdot 10^{-6}$  und kann durch Vergleichsmessungen zwischen einzelnen Geräten auf  $3$  bis  $5 \cdot 10^{-6}$  verbessert werden. Diese Meßgeräte genügen aber in der Regel nicht mehr den heutigen Anforderungen.

Moderne Impedanzanalysatoren erlauben durch eingebaute Software direkt die Berechnung der Elemente des Quarz-Ersatzschaltbildes aus dem gemessenen komplexen Impedanzverlauf in einem vorwählbaren Frequenzbereich. Dies ist zwar ein elegantes und schnelles Meßverfahren, praktische Erfahrungen zeigen aber, daß das angezeigte Ergebnis sehr stark von der Auswahl des gewählten Analyse-Frequenzbereichs abhängt. Die Ursache dafür ist, daß aus der Messung alle vier Elemente  $R_1$ ,  $L_1$ ,  $C_1$  und  $C_0$  durch ein iteratives Parameterfitting errechnet werden. Umfaßt der Analyse-Frequenzbereich nur die Umgebung der Resonanz und der zugehörigen Antiresonanz, wird  $C_0$  nicht genau genug errechnet, da dessen Einfluß nur weitab von der Resonanzstelle ausreichend isoliert werden kann. Durch das iterative Parameter-Anpaßverfahren wird der systematische Fehler des  $C_0$  auf die anderen Elementwerte „umgelegt“. Wird aber der Analysebereich vergrößert, sinkt die Genauigkeit für  $R_1$ ,  $L_1$  und  $C_1$ , da die Resonanzstelle nicht mehr ausreichend genau aufgelöst wird. Ein zusätzlicher Nachteil ist, daß die Quarzbelastung entweder sehr klein (typisch einige nW) ist, und/oder nicht auf einen vorgebbaren Wert eingestellt werden kann.

Die Passiv - Meßmethode, wie sie in (DIN) IEC 444 beschrieben ist, stellt heute den allgemeine anerkannten internationalen Standard zur Messung von Schwingquarzen dar. In dieser Norm ist in den Teilen 444-1 (Lit. [1]) und 444-2 (Lit. [2]) das Meßverfahren zur Bestimmung von Resonanzfrequenz  $f_r$  und den Quarz-Ersatzdaten ( $R_r$ ,  $C_1$ ,  $L_1$ ,  $C_0$ ,  $Q$ ) bis 125 MHz definiert. In dem IEC-Report 444-3 (Lit. [3]) ist eine (inzwischen veraltete) Methode zur Erweiterung bis 200 MHz durch  $C_0$ -Kompensation beschrieben. Die Messung der Lastresonanz mit Lastkapazitäten wird in Teil 444-4 (Lit. [4]) definiert, eine modernere Methode ist bei IEC in Vorbereitung und wird hier beschrieben. Der Teil 444-5 (Lit. [5]) beschreibt Verfahren zur Fehlerkorrektur, mit denen der Frequenzbereich auf über 500 MHz erweitert und die Meßgenauigkeit erhöht werden kann.

#### 4.1 Passivmessung bis 125 MHz nach (DIN) IEC 444-1 und 444-2

Der Schwingquarz wird in einem in (DIN) IEC 444-1 [1] genormten Doppel- $\pi$ -Netzwerk entsprechend Bild 4.1 eingesetzt, wodurch das Meßobjekt von den angeschlossenen Meßgeräten entkoppelt wird.

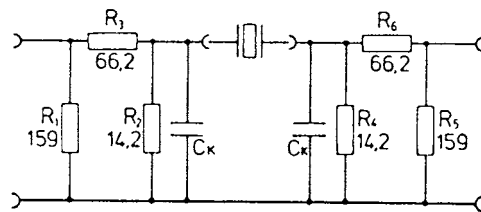


Bild 4.1: Doppel- $\pi$ -Netzwerk nach (DIN) IEC 444-1

Vom Schwingquarz aus gesehen beträgt die Netzwerkimpedanz je 12,5  $\Omega$ . Er ist daher mit nominell  $R_T = 25 \Omega$  belastet. Das Doppel- $\pi$ -Netzwerk hat (bei eingesetztem Kurzschluß anstelle des Quarzes) eine Dämpfung von insgesamt 29,6 dB und reduziert damit bei eingesetztem Meßobjekt die Reflexionen auf den Zuleitungen. Der klassische Aufbau, wie er in (DIN) IEC 444-1 bildlich dargestellt ist, besteht aus koaxialen Scheiben- und Stabwiderständen in Präzisionsausführung, moderne Ausführungen verwenden - wie in (DIN) IEC 444-5 [5] gezeigt - eine Konstruktion mit gedruckten HF-Widerständen auf einem Keramiksubstrat (siehe Bild 4.2).

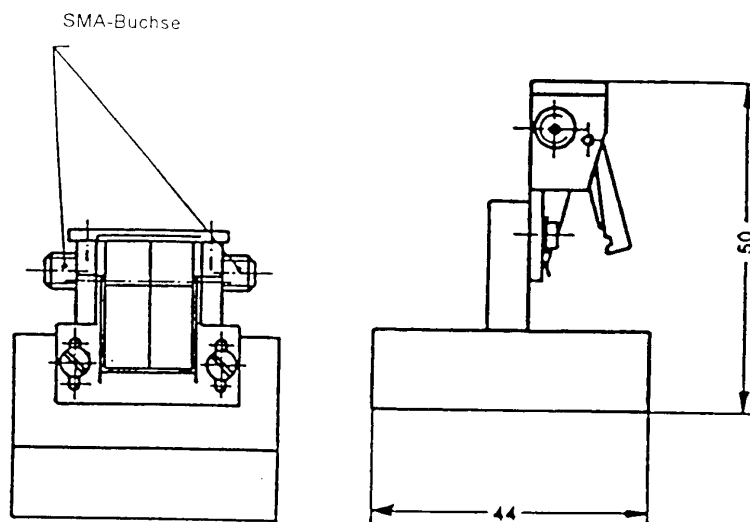


Bild 4.2: Moderne Ausführung eines  $\pi$ -Netzwerks (aus [5])

Die Konstruktion ist in beiden Fällen für bedrahtete Schwingquarze optimiert, bei denen die Referenzebene für die Messung nach Norm 2 mm unterhalb der Bodenplatte des Schwingquarzgehäuses liegt. Bei Schwingquarzen in SMD-Gehäusen mit Anschlüssen in Gullwing-Form (L-leads), als J-leads oder leadless sind bis jetzt noch keine Meßadapter genormt. In diesen Fällen muß eine geeignete Zwischendadaptation geschaffen werden, die eine Messung und Kalibrierung in der Ebene gewährleistet, in der der Quarz in der Schaltung kontaktiert wird, d.h. auf der Ebene der Landefläche.

Die charakteristische Impedanz des  $\pi$ -Netzwerks  $R_T = 25 \Omega$  entspricht etwa dem geometrischen Mittel des typischen Resonanzwiderstandes von AT-Schnitt-Schwingquarzen im Frequenzbereich 1 MHz bis 200 MHz. Die Messung von Schwingquarzen mit wesentlich hochohmigerem Resonanzwiderstand - z.B. von niederfrequenten Biegeschwingern wie 32 kHz-Uhrenquarzen usw. - erfordert einen höheren Wert von  $R_T$ , um die Grunddämpfung des  $\pi$ -Netzwerks zu begrenzen. Ein geeignetes  $\pi$ -Glied für solche Anwendungen kann wie folgt dimensioniert werden:  
Voraussetzung:  $R_T/2 > R_G = 50 \Omega$  (Impedanz des Meßsystems)

Die minimale Grunddämpfung  $a_{\min}$  pro Sektion  $R_1, R_2$  liefert ein Halbglied bestehend nur aus  $R_1$  und  $R_2$

$$R_1 = \frac{R_G}{\sqrt{1 - \frac{2 R_G}{R_T}}} \quad (1)$$

$$R_2 = \frac{R_T}{2} - \frac{R_G}{1 + \sqrt{1 - \frac{2 R_G}{R_T}}} \quad (2)$$

mit

$$a_{\min} = 10 \lg K_{\min} \quad (3)$$

wobei

$$K_{\min} = \frac{R_T}{R_G} - 1 + 2 \sqrt{\frac{R_T}{2 R_G} \left( \frac{R_T}{2 R_G} - 1 \right)} \quad (4)$$

Für ein komplettes  $\pi$ -Glied mit  $R_1, R_2$  und  $R_3$  muß die Grunddämpfung  $a_G$  (pro Sektion) größer als  $a_{\min}$  sein. Für ausreichende Isolation vom  $50 \Omega$ -System wird eine zusätzliche Dämpfung von ca. 2 bis 3 dB pro Sektion empfohlen.

Die Werte der drei  $\pi$ -Glied-Widerstände ergeben sich dann zu:

$$R_1 = \frac{(K - 1) R_G}{K + 1 - 2 \sqrt{2 K \frac{R_G}{R_T}}} \quad (5)$$

$$R_2 = \frac{K - 1}{2} \sqrt{\frac{R_G R_T}{2 K}} \quad (6)$$

$$R_3 = \frac{(K - 1) R_T}{2 (K + 1) - 4 \sqrt{K \frac{R_T}{2 R_G}}} \quad (7)$$

mit

$$K = 10^{a_G / 10} \quad (8)$$

$$a_G > a_{\min} \quad (9)$$

### Beispiel:

Ein Meßkopf mit einer charakteristischen Impedanz  $R_T = 1 \text{ k}\Omega$  für ein Meßsystem mit  $R_G = 50 \Omega$  kann in Minimaldämpfung aus zwei Sektionen mit jeweils

$$R_1 = 52,7 \Omega$$

$$R_2 = 474,3 \Omega$$

und einer Dämpfung von  $a_{\min} = 15,8 \text{ dB}$  pro Sektion, d.h.  $31,6 \text{ dB}$  insgesamt bei eingesetztem Kurzschluß realisiert werden.

Erhöht man die Kurzschlußdämpfung pro Sektion auf  $18 \text{ dB}$ , dann erhält man ein  $\pi$ -Netzwerk mit zwei Sektionen bestehend aus den drei Widerständen

$$R_1 = 52,6 \Omega$$

$$R_2 = 618 \Omega$$

$$R_3 = 2240 \Omega$$

Bei höheren  $R_T$ -Werten steigt die Grunddämpfung wegen der Dämpfung des empfängerseitigen  $\pi$ -Glieds stark an. Dies kann vermieden werden, indem an dieser Stelle ein Breitband-Übertrager eingesetzt wird (Lit. [22]), der die hochohmige Impedanz auf  $50 \Omega$  transformiert. In Bild 4.3 ist dieses Verfahren dargestellt.

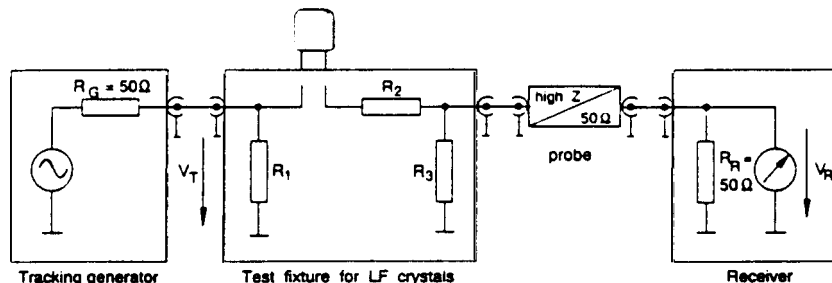


Bild 4.3: Einfügen eines Übertragers zur Messung von hochohmigen (NF-) Schwingquarzen (aus [22])

Der gesamte Meßaufbau mit dem  $\pi$ -Netzwerk und einem Vektorvoltmeter bzw. einem Netzwerkanalysator wird in Bild 4.4 gezeigt. Das Generatorsignal  $\mathcal{S}$  wird mit dem (internen) Frequenzzähler  $\mathcal{X}$  gemessen und mit dem Leistungsteiler  $\mathcal{R}$  in dem Meßkanal mit  $\pi$ -Netzwerk und den Referenzkanal mit 30 dB-Dämpfungsglied aufgeteilt. Beide Kanäle werden mit  $50 \Omega$  Widerständen  $\oplus$  abgeschlossen. Die Phase zwischen beiden Kanälen wird mit dem Phasenmesser  $\varphi$ , die Amplituden  $\underline{U}_A$  am Punkt A und  $\underline{U}_B$  am Punkt B mit dem HF - Spannungsmesser  $\otimes$  gemessen. Ein Netzwerkanalysator enthält alle Komponenten außer dem  $\pi$ -Netzwerk und dem Dämpfungsglied sowie evtl. dem Leistungsteiler  $\mathcal{R}$ .

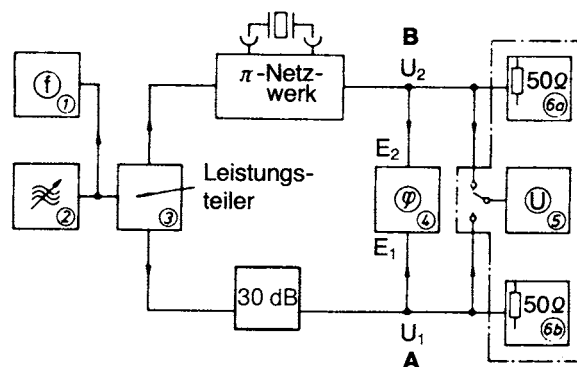


Bild 4.4: Meßanordnung für die Quarzmessung nach (DIN) IEC 444

Die Resonanzfrequenz  $f_r$  ermittelt man, indem der Generator  $\mathcal{S}$  auf die Frequenz eingestellt wird, die zwischen den Punkten „A“ und „B“ Phase „Null“ ergibt. Aus dem Verhältnis der Spannungen in Punkt „A“ und „B“ ergibt sich der Resonanzwiderstand  $R_r$  des Quarzes.

Durch Einstellen der Ausgangsspannung des Generators  $\mathcal{S}$  kann die gewünschte Quarzbelastung  $P_c$  bzw.  $I_c$  eingestellt werden.

Die Messung kann teilautomatisiert werden, indem die phasenproportionale Ausgangsspannung von  $\varphi$  entweder analog über einen Regelverstärker oder rechnergesteuert zur Frequenznachstimmung des Generators  $\mathcal{S}$  verwendet wird. Bei

Verwendung eines Netzwerkanalysators kann durch Auslesen der Spannungs- und Phasenwerte eines ganzen Sweeps das Ansteuern von Einzelfrequenzen entfallen.

#### 4.1.1 Messung von Resonanzfrequenz $f_r$ und Resonanzwiderstand $R_r$

Die Messung bei Phase Null ergibt die Resonanzfrequenz  $f_r$ , die um den kleinen Betrag

$$\frac{f_r - f_s}{f_s} = \frac{1}{2Q} \arctan(R_1 \omega C_0) \quad (10)$$

oberhalb von der Serienresonanzfrequenz  $f_s$  liegt. Für kleine Phasenwinkel vereinfacht sich dies zu

$$\frac{f_r - f_s}{f_s} \approx \frac{C_0}{C_1} \frac{1}{2Q^2} = \frac{r}{2Q^2} \quad (11)$$

mit

$$r = \frac{C_0}{C_1} \quad (12)$$

Das Kapazitätsverhältnis  $r$  ist ungefähr 200 für AT-Grundwellenquarze, 2100 für Quarze im 3. Oberton und 6500 für den 5. Oberton. Bei 125 MHz wird mit einem 5. Oberton mit  $Q=80000$  eine Abweichung von  $\pm 5 \cdot 10^{-7} = \pm 0.5$  ppm erreicht.

Für höhere Frequenzen und Obertöne ist eine genaue Messung nur durch Berücksichtigung der statischen Kapazität  $C_0$  möglich. Hier wird dann statt der Resonanzfrequenz  $f_r$  (Phase 0) die Serienresonanzfrequenz  $f_s$  gemessen. Im Grenzbereich muß daher zwischen Hersteller und Anwender vereinbart werden ob  $f_r$  („unkompensiert“) oder  $f_s$  („kompensiert“) gemessen werden soll. Die Frequenzabweichungen können je nach Oberton und Quarzgüte bis zu  $20 \cdot 10^{-6}$  zwischen beiden Meßmethoden betragen.

Die Bestimmung des Resonanzwiderstandes  $R_r$  erfolgt nach folgender Methode:

1. Im  $\pi$ -Netzwerk wird mit einem Kurzschluß die Spannung  $U_{BK}$  am Punkt B (Bild 4.4) gemessen.
2. Es wird die Spannung  $U_B$  am Punkt B mit dem Schwingquarz bei Phase Null gemessen.

Bei Phase Null zwischen Ein- und Ausgang des Quarzmeßkopfes (Punkt A und B) gilt dann

$$R_r = R_T \left( k \frac{U_{BK}}{U_B} - 1 \right) \quad (13)$$

wobei die Netzwerkimpedanz  $R_T$ , die der Quarz „sieht“, ideal zu  $R_T = 25 \Omega$  gesetzt wird. Der Faktor  $k$  stellt das Verhältnis der Spannung am Punkt A bei den beiden Messungen dar und kann in der Praxis meist vernachlässigt werden.

$$k = \frac{U_A}{U_{AK}} \approx 1 \quad (14)$$

Für einen typischen Resonanzwiderstand von  $25\Omega$  kann man die Quarzbelastung  $P_c$  bzw. den Quarzstrom  $I_c$  durch Einstellen des  $U_{BK}$ -Wertes nach den folgenden Beziehungen berechnen:

$$U_{BK} \text{ (mV)} = 57,8 \sqrt{P_c \text{ (mW)}} \quad (15)$$

$$U_{BK} \text{ (mV)} = 9,14 I_c \text{ (mA)} \quad (16)$$

Für andere Werte von  $R_r$  ergibt sich:

$$U_{BK} \text{ (mV)} = 5,18 (R_r \text{ (\Omega)} + R_T \text{ (\Omega)}) \sqrt{\frac{P_c \text{ (mW)}}{R_r \text{ (\Omega)}}} \quad (17)$$

$$U_{BK} \text{ (mV)} = 0,183 I_c \text{ (mA)} (R_r \text{ (\Omega)} + R_T \text{ (\Omega)}) \quad (18)$$

Bei der Resonanzfrequenz  $f_r$  können die tatsächlichen Werte von Quarzbelastung  $P_c$  und Quarzstrom  $I_c$  direkt aus dem  $U_B$ -Wert errechnet werden:

$$P_c \text{ (\mu W)} = 0,048 R_r \text{ (\Omega)} U_B^2 \text{ (mV}^2\text{)} \quad (19)$$

$$I_c \text{ (mA)} = \frac{U_B \text{ (mV)}}{4,57} \quad (20)$$

#### 4.1.2 Messung der Ersatzdaten $C_1$ , $L_1$ , $Q$

Die dynamische Kapazität und Induktivität des Schwingquarzes können auf verschiedene Arten gemessen werden. Für geringere Genauigkeit (und nur für Frequenzen unterhalb 30 MHz) reicht die Messung mit zwei Lastkapazitäten, wie sie in IEC 302 (Lit. [14]) beschrieben war. Für genaue Messungen sollte die im folgenden beschriebene Phasenoffsetmethode nach (DIN) IEC 444-2 oder die sogenannte Ortskreismethode nach (DIN) IEC 444-5 verwendet werden (siehe Abschnitt 4.2).

Der Resonanzwiderstand  $R_r$  wird, wie oben beschrieben, bei Phase Null gemessen. Die Generatorfrequenz wird nun so verstellt, daß sich eine Phasendifferenz von  $+\varphi$  bzw.  $-\varphi$  einstellt.

Aus der Frequenzdifferenz  $\Delta f_{\pm\varphi}$  ergibt sich dann

$$C_1 = \frac{\Delta f_{\pm\varphi}}{2\pi f_r^2 R_{\text{eff}} \tan \varphi} \quad (21)$$

wobei wegen des quarzseitigen Abschlußwiderstandes des  $\pi$ -Netzwerks von  $R_T = 25 \Omega$

$$R_{\text{eff}} = R_r + R_T = R_r + 25 \Omega \quad (22)$$

ist.

Analog ist

$$L_1 = \frac{1}{\omega_s^2 C_1} = \frac{R_{\text{eff}}}{2\pi \Delta f_{\pm\varphi}} \tan \varphi \quad (23)$$

und die Güte

$$Q = \frac{\omega L_1}{R_1} = \frac{1}{\omega C_1 R_r} \quad (24)$$

Bei einem Phasenoffset von  $45^\circ$  vereinfachen sich wegen  $\tan 45^\circ = 1$  die Formeln für  $C_1$  und  $L_1$ .

Diese Formeln gelten nur bei Vernachlässigung der statischen Kapazität  $C_0$ . Den dadurch entstehenden Meßfehler zeigt Bild 4.5 in Abhängigkeit vom gewählten Phasenoffset mit der sogenannten Parallelgüte  $M$  als Parameter:

$$M = \frac{1}{\omega C_0 R_1} = \quad (25)$$

Bei höheren Frequenzen fällt der Wert von  $M$ , da der Leitwert von  $\omega C_0$  sowie  $R_1$  ansteigen. Ab ca. 70 MHz sollte daher ein kleinerer Phasenoffset als  $\pm 45^\circ$  verwendet werden (typisch  $\pm 20^\circ$ ). Trotzdem bleibt ein systematischer Meßfehler, da das Amplitudenmaximum immer stärker von der Frequenz bei Phase Null abweicht. Bei Frequenzen ab ca. 100 ... 130 MHz kann die Parallelgüte den Grenzwert  $M = 2$  unterschreiten, womit keine Resonanzfrequenz mit Phase Null mehr existiert, d.h.

der Ortskreis die reelle Achse nicht mehr schneidet! Dann versagt das hier beschriebene Meßverfahren.

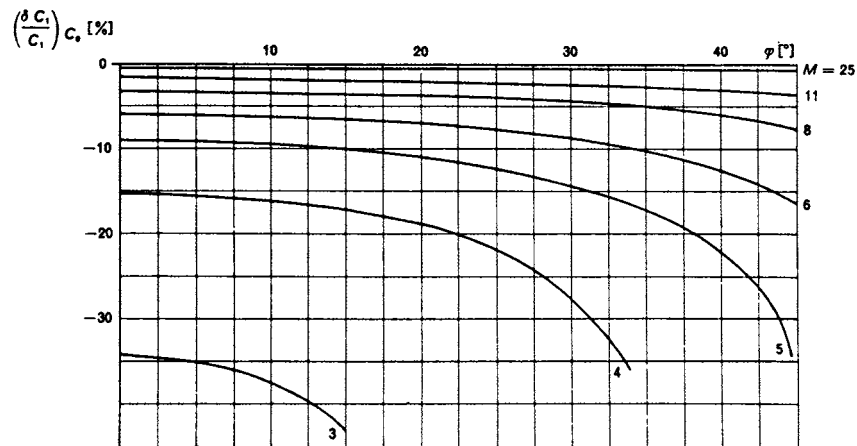


Bild 4.5: Meßfehler von  $C_1$  in Abhängigkeit vom Phasenoffset und der Parallelgüte  $M$  (aus [2])

Oberhalb von 100 MHz sollte daher die in Kap. 4.2 beschriebene Ortskreismethode verwendet werden.

#### 4.1.3 Messung der statischen Kapazität $C_0$

Die Messung von  $C_0$  erfolgt - wenn nichts anders vereinbart wird - mit einer Kapazitätsmeßbrücke bei 1 MHz, wobei das Quarzgehäuse nicht geerdet wird. Es ist zu beachten, daß bei dieser Messung die Kapazitäten der Stiftdurchführungen gegen das Gehäuse (bei Metall- und Keramikgehäusen) parallel zur statischen Kapazität des Quarzresonators liegen, während in den meisten Schaltungsanwendungen das Quarzgehäuse geerdet wird, wodurch sich eine andere Aufteilung der Einzelkapazitäten ergibt.

Für Quarzfrequenzen oberhalb von 30 MHz wird empfohlen, die statische Kapazität in der Nähe der Quarzfrequenz zu bestimmen. Durch den Einfluß der Zuleitungsinduktivitäten ergibt die so gemessene effektive Parallelkapazität  $C_p$  einen etwas höheren Wert als das bei 1 MHz ermittelte  $C_0$ . Diese Messung kann direkt im  $\pi$ -Netzwerk erfolgen:

Das  $\pi$ -Netzwerk wird im Leerlauf, d.h. ohne Quarz, betrieben und bei der Quarz-Nennfrequenz  $f_N$  die Ausgangsamplitude  $U_{BCc}$  gemessen. Aus dieser ergibt sich der Blindwiderstand der Übersprechkapazität  $C_c$  zu

$$X_{Cc} = 25 \Omega \left( \frac{U_{BK}}{U_{BCc}} - 1 \right) \quad (26)$$

und  $C_c$  daraus zu

$$C_c = \frac{1}{\omega_N X_{Cc}} \quad (27)$$

Nach Einsetzen des Quarzes wird in einem resonanzfreien Frequenzabschnitt in der Nähe von  $f_N$  die Ausgangsamplitude  $U_{BC0}$  gemessen und daraus der Blindwiderstand  $X_{Cp}$  bestimmt

$$X_{Cp} = 25 \Omega \left( \frac{U_{BK}}{U_{BC0}} - 1 \right) \quad (28)$$

woraus dann die Parallelkapazität

$$C_p = \frac{1}{\omega_N X_{Cp}} - C_c \quad (29)$$

berechnet wird.

Zur Sicherheit gegen Fehler infolge von Störresonanzen empfiehlt es sich die Messung bei mehreren Frequenzen unterhalb (und evtl. auch oberhalb) von  $f_0$  zu wiederholen.

Zur Erhöhung des Rauschabstands ist es sinnvoll, bei dieser Messung eine höhere Kurzschlußspannung  $U_{BK}$  als bei der Messung der übrigen Quarzparameter zu verwenden.

#### **4.2 Messung nach der Ortskreismethode (DIN) IEC 444-5 bis 500 MHz und darüber**

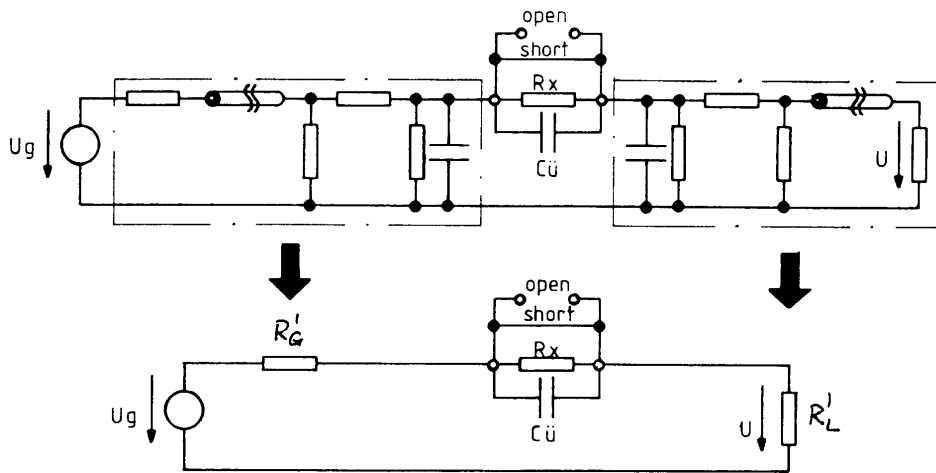
Das Verfahren nach Kap. 4.1 erlaubt die relativ einfache Bestimmung der Schwingquarz-Parameter. Nachteilig ist aber die eingeschränkte Genauigkeit bei höheren Frequenzen und die Begrenzung auf maximal 125 MHz. Der verwendete  $\pi$ -Meßkopf wird dabei als ideal vorausgesetzt. In dem IEC-Report 444-3 (Lit. [3]) wurde eine Behelfslösung vorgeschlagen, bei der im  $\pi$ -Glied parallel zum Quarz eine Parallelschleife oder ein äquivalenter Kreis geschaltet wird, mit dem der Einfluß des  $C_0$  kompensiert wird. Dadurch ist zwar eine Erweiterung bis 200 MHz möglich, es ist aber hierfür ein speziell konstruierter Meßkopf erforderlich und es werden hierdurch zusätzliche Fehlerquellen eingeführt.

Das hier als „Ortskreis-Methode“ bezeichnete Meßverfahren nach (DIN) IEC 444-5 (Lit. [5]) besitzt diese Nachteile nicht. Es ist sicher bis 500 MHz und darüber einsetzbar. Anlässlich eines Internationalen Meßvergleichs („Round-Robin-Test“) bei IEC im Oktober 1988 in Bled (Jugoslawien) wurde die Anwendbarkeit bis über 900 MHz nachgewiesen (Lit. [25]). Die Methode basiert auf einer Idee von Neuscheler (Lit. [17]), und wurde in Lit. [21] bis [21] weiter ausgebaut. Das Verfahren kann mit dem gleichen Meßaufbau wie in Bild 4.4 gezeigt - d.h. mit Generator und Vektorvoltmeter oder mit Netzwerkanalysator - angewandt werden.

Alternativ kann auch ein geeigneter s-Parameter-Meßplatz verwendet werden. Als Meßkopf kann das  $\pi$ -Netzwerk nach (DIN) IEC 444-1 oder auch ein anderer Meßadapter mit geeigneter Referenzebene für Quarz und Kalibrierelemente benutzt werden. Bei der s-Parameter-Technik reicht für einfachere Fälle das Eintor-Verfahren, bei dem das Meßobjekt direkt am  $s_{11}$ -Port angeschlossen wird. Zu empfehlen ist aber das Transmissionsverfahren, bei dem der Quarz in Längsrichtung (wie beim  $\pi$ -Glied) angeordnet wird und alle vier s-Parameter gemessen werden. Für die Auswertung wird ein s-Parameter-Fehlerkorrekturverfahren (siehe z.B. Lit.[26]) angewandt. Das Meßverfahren basiert auf Lit. [23], [24] und [26] und ist als Variante in (DIN) IEC 444-5 enthalten.

Wesentliches Element der im Folgenden näher beschriebenen Ortskreismethode ist die Durchführung einer Fehlerkorrektur durch eine Modellierung des Meßadapters, die sich auf eine erweiterte Kalibrierung mit Kurzschluß, Kalibrierwiderstand und Leerlauf stützt. Aus der Leerlauf-Kalibrierung wird die Übersprechkapazität  $C_0$  zwischen den Quarz-Meßstoren des Adapters ermittelt, die Kalibrierung mit Kurzschluß und Widerstand modelliert den Adapter als komplexen „Innenwiderstand“  $\underline{R}_T$ , den er an den Quarz-Meßstoren zeigt (siehe Bild 4.6).





$$\underline{R}_T = \underline{R}_G' + \underline{R}_L'$$

Bild 4.6: Komplexes Ersatzschaltbild des Quarz-Meßadapters

Bei Verwendung eines s-Parameter-Meßplatzes kann die standardmäßig meist implementierte Fehlerkorrektur-Prozedur (12-Term-Fehlermodell für die Übertragungsmessung aller vier s-Parameter).

Die Meßpunkte liegen nicht notwendigerweise exakt bei der Resonanzfrequenz  $f$  bzw.  $f_s$ , sondern sind in geeigneter Form auf dem Admittanz-Ortskreis verteilt. Die (DIN) IEC 444-5 beschreibt mehrere Software-Algorithmen zur Berechnung der dynamischen Ersatzparameter aus den komplexen Impedanzwerten des Quarzes, die bei den Meßfrequenzen bestimmt wurden. An dieser Stelle wird nur das einfachste Verfahren nach Neuscheler (Lit.[17]) ausführlicher beschrieben.

## 4.2.1 Kalibrierung und Impedanzmessung

### 4.2.1.1 Einzelkalibrierung

Vor jeder Messung erfolgt eine Kalibrierung mit Kurzschluß, Leerlauf und Kalibrierwiderstand in der Umgebung der Nennfrequenz des Meßobjekts.

Kalibrierung mit Kurzschluß: Messung der Ausgangsspannung des B-Kanals:

$$\underline{U}_{BK} = |\underline{U}_{BK}| \angle \varphi_{BK} \quad (30)$$

Kalibrierung mit Leerlauf: Ausgangsspannung des B-Kanals:

$$\underline{U}_{BL} = |\underline{U}_{BL}| \angle \varphi_{BL} \quad (31)$$

Kalibrierung mit Kalibrierwiderstand  $\underline{R}_N = \text{Re}(\underline{R}_N) + j \text{Im}(\underline{R}_N)$  ergibt die B-Kanal-Spannung:

$$\underline{U}_{BN} = |\underline{U}_{BN}| \angle \varphi_{BN} \quad (32)$$

Eine unbekannte Impedanz  $\underline{R}_x = \text{Re}(\underline{R}_x) + j \text{Im}(\underline{R}_x)$  führt zu einer B-Kanal-Spannung:

$$\underline{U}_{Bx} = |\underline{U}_{Bx}| \angle \varphi_{Bx} \quad (33)$$

Daraus kann die Admittanz  $\underline{Y}_{\text{xtot}}$  bestimmt werden durch:

$$\underline{Y}_{\text{xtot}} = \frac{1}{\underline{R}_N} \frac{\frac{\underline{U}_{BK}}{\underline{U}_{BN}} - 1}{\frac{\underline{U}_{BK}}{\underline{U}_{Bx}} - 1} \quad (34)$$

In dieser Admittanz  $\underline{Y}_{\text{xtot}}$  ist noch die parallel geschaltete Übersprechkapazität  $C_c$  des  $\pi$ -Netzwerks enthalten. Die Übersprechadmittanz  $\underline{Y}_{Cc}$  kann aber mit derselben Formel aus der Kalibrierung bei Leerlauf berechnet werden, wobei  $\underline{U}_{Bx}$  durch  $\underline{U}_{BL}$  ersetzt wird. Der Imaginärteil des so ermittelten  $\underline{Y}_{Cc}$  wird dann von  $\underline{Y}_{\text{xtot}}$  subtrahiert und die unbekannte Impedanz  $\underline{R}_x$  ist schließlich

$$\underline{R}_x = \frac{1}{\underline{Y}_{\text{xtot}} - j \operatorname{Im}(\underline{Y}_{C_c})} \quad (35)$$

Die Übersprechkapazität  $C_c$  folgt aus dem Imaginärteil von  $\underline{Y}_{C_c}$  zu

$$C_c = \frac{\operatorname{Im}(\underline{Y}_{C_c})}{\omega}, \quad (36)$$

der sehr kleine Realteil kann vernachlässigt werden.

Geeignete Kalibrierwiderstände mit Daten für ein elektrisches Modell sind kommerziell erhältlich z.B. von Wandel & Goltermann. Das Modell besteht aus einer Parallelschaltung einer Kapazität mit einem reellen Widerstand und einer Induktivität in Serie. Typische Daten sind  $25\Omega$ ,  $0.4 \text{ nH} // 0.1 \text{ pF}$ .

#### 4.2.1.2 Grundkalibrierung

Die drei Kalibrierungen brauchen nicht bei jeder Messung komplett wiederholt werden, sondern können als Grundkalibrierung einmalig im gesamten Frequenzbereich in geeignet feinen Schritten (z.B. 1 MHz) durchgeführt werden. Aus der Leerlaufkalibrierung erhält man dann die Übersprechkapazität  $C_c$  (in Abhängigkeit der Frequenz), das Ergebnis der Kalibrierung mit einem Präzisions-Kalibrierwiderstand  $R_{\text{cal}}$  kann im (komplexen, frequenzabhängigen)  $\pi$ -Netzwerk-Widerstand der Quarz-Meßstore  $\underline{R}_T$  ausgedrückt werden ( $\underline{R}_T$  ideal =  $25 \Omega$  reell). Er ergibt sich aus Kalibrierung mit Kurzschluß ( $\underline{U}_{\text{BK}}$ ) und mit  $\underline{R}_{\text{cal}}$  ( $\underline{U}_{\text{cal}}$ ) zu

$$\underline{R}_T = \frac{\underline{R}_{\text{cal}}}{\frac{\underline{U}_{\text{BK}}}{\underline{U}_{\text{Bcal}}} - 1} \quad (37)$$

wobei von diesem Wert die parallel liegende Übersprechkapazität  $C_c$  nach obigem Verfahren abzuziehen ist.

Die  $\underline{R}_T$  - und  $C_c$  -Werte können tabellarisch gespeichert werden und Zwischenwerte bei Bedarf interpoliert werden.

Vor jeder Messung wird dann nur eine Kalibrierung mit einem Kalibrierwiderstand  $\underline{R}_N$  durchgeführt. Die unbekannte Impedanz  $\underline{R}_x$  ergibt sich dann aus der B-Kanal-Spannung  $\underline{U}_{\text{RN}}$  (mit  $\underline{R}_N$ ) und der Spannung  $\underline{U}_{\text{Bx}}$  (mit  $\underline{R}_x$ ) nach

$$\underline{R}_x = \underline{R}_T \left( \frac{\underline{U}_{\text{RN}}}{\underline{U}_{\text{Bx}}} - 1 \right) + \underline{R}_N \frac{\underline{U}_{\text{RN}}}{\underline{U}_{\text{Bx}}} \quad (38)$$

Wird für  $\underline{R}_N$  ein Kurzschluß ( $\underline{R}_N = 0$ ) verwendet (B-Kanalspannung  $\underline{U}_{\text{BK}}$ ), vereinfacht sich dies zu

$$\underline{R}_x = \underline{R}_T \left( \frac{\underline{U}_{\text{BK}}}{\underline{U}_{\text{Bx}}} - 1 \right) \quad (39)$$

wobei auch hier stets der Paralleleitwert von  $C_c$  zu subtrahieren ist.

### 4.2.2 Messung der Quarzparameter

#### 4.2.2.1 Messung der Kapazitäten $C_0$ , $C_p$

Neben der statischen Kapazität  $C_0$ , die bei 1 MHz mit einer Kapazitätsmeßbrücke gemessen wird, kann mit dem Verfahren direkt die bei der Quarzfrequenz wirksame Parallelkapazität  $C_p$  bestimmt werden.

Wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, wird der Quarz in das  $\pi$ -Netzwerk eingesetzt und bei der Frequenz  $f_c$  die komplexe Spannung  $\underline{U}_{\text{BC}}$  gemessen.  $C_p$  ergibt sich dann aus dem Imaginärteil der gemessenen Impedanz zu :

$$C_p = \frac{1}{j \omega \underline{R}_N} \frac{\frac{U_{BK}}{U_{BN}} - 1}{\frac{U_{BK}}{U_{BC}} - 1} - C_c \quad (40)$$

Für  $f_c$  werden mehrere Meßpunkte im Abstand von circa.  $\pm 1\% \dots \pm 5\%$  unterhalb und oberhalb der Resonanz ausgewählt und der Mittelwert der nahe beieinanderliegenden Ergebnisse verwendet. Ausreißer sind Meßfehler und/oder durch den Einfluß von Nebenresonanzen verfälschte Werte. Zur Erhöhung des Signal-Rauschabstands sollte - insbesondere bei tieferen Frequenzen - der Generatorpegel erhöht werden (getrennte Leerlauf-Kalibrierung!).

Bei der Auswertung des Realteils der gemessenen Impedanz ergibt sich rechnerisch ein zusätzlicher Parallelleitwert  $G_p$  parallel zu  $C_p$ . Dieser ist bei Frequenzen unterhalb 100 MHz durch Meßunsicherheiten (Phase nahe bei  $90^\circ$  !) so stark verfälscht, daß er nicht verwendet werden kann und in der Praxis auch bedeutungslos ist. Erst bei sehr hohen Frequenzen wird  $G_p$  signifikant und kann bei Bedarf mit berücksichtigt werden. Dieser virtuelle Wert repräsentiert die Verluste, die durch den Einfluß der endlichen Güte der Zuleitungsinduktivitäten hervorgerufen werden.

#### 4.2.2.2 Messung der dynamischen Parameter und der charakteristischen Frequenzen

Mit der in 4.2.1 beschriebenen Methode wird bei zwei Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  in der Nähe der Resonanz jeweils die Quarzimpedanz bestimmt und die Werte in Admittanzform dargestellt:

$$Y_{x1} = \frac{1}{R_{x1}(\omega_1)} = a_1 + j b_1 \quad (41)$$

$$Y_{x2} = \frac{1}{R_{x2}(\omega_2)} = a_2 + j b_2 \quad (42)$$

Die Generatorspannung bzw. der  $U_{BK}$ -Wert wird wie in Abschnitt 4.1.1 so eingestellt, daß die spezifizizierte Quarzbelastung (Quarzverlustleistung  $P_c$  bzw. Quarzstrom  $I_c$ ) bei der Resonanz erreicht wird, d.h.:

$$U_{BK} \text{ (mV)} = 5,18 (R_1 \text{ (}\Omega\text{)} + R_T \text{ (}\Omega\text{)}) \sqrt{\frac{P_c \text{ (mW)}}{R_1 \text{ (}\Omega\text{)}}} \quad (43)$$

$$U_{BK} \text{ (mV)} = 0,183 I_c \text{ (mA)} (R_1 \text{ (}\Omega\text{)} + R_T \text{ (}\Omega\text{)}) \quad (44)$$

Aus den Admittanzwerten können die dynamischen Quarzparameter explizit berechnet werden zu:

$$L_1 = \frac{\omega_1 b_1^* - \omega_2 b_2^*}{\omega_1^2 - \omega_2^2} \quad (45)$$

$$C_1 = \frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_2^2 \omega_1 b_1^* - \omega_1^2 \omega_2 b_2^*} \quad (46)$$

$$R_1 = \frac{a_1^* + a_2^*}{2} \quad (47)$$

mit

$$a_i^* + j b_i^* = \frac{1}{a_i + j (b_i - \omega_i (C_0 + C_c))} \quad (48)$$

Auch bei ungünstiger Lage der Meßfrequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  wird die aus  $L_1$  und  $C_1$  berechnete Serienresonanzfrequenz

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} \quad (49)$$

bereits sehr genau, so daß daraus gegebenenfalls günstiger liegende weitere Meßfrequenzen bestimmt werden können. Die optimalen Meßfrequenzen für  $C_1$  und  $L_1$  liegen bei  $\pm 45^\circ$  bezogen auf den Punkt  $f_s$ , d.h. beim „oberen“ und „unteren“ Scheitelpunkt des Ortskreises (Maximum und Minimum des Imaginärteils des Leitwertes  $\underline{Y}$ ).  $R_1$  wird am genauesten beim Punkt  $f_s$ , d.h. am „rechten“ Extrempunkt des Ortskreises (Maximum des Realteils von  $\underline{Y}$ ) bestimmt.

Alternativ kann eine Grobbestimmung von  $f_s$  auch dadurch erfolgen, daß im erwarteten Frequenzbereich schnell „nach plus“ und einmal „nach minus“ gewobbelt wird und der Mittelwert der sich ergebende Maximaladmittanzfrequenz als Startwert für  $f_s$  gesetzt wird.

Die übrigen charakteristischen Frequenzen  $f$  (Resonanzfrequenz),  $f_m$  (Maximaladmittanzfrequenz) usw. können aus den gemessenen Daten errechnet werden. Die Formeln sind in der Tabelle zusammengestellt:

	Verlustfrei	Phase Null	Maximal- /Minimaladmittanz
Frequenz	$f_s = \frac{1}{2p\sqrt{L_1 C_1}}$	$f_r = f_s \left( 1 + \frac{1}{4r} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4}{M^2}} \right) \right)$ $\approx f_s \left( 1 + \frac{r}{2Q^2} \right)$ für $M \geq 2$	$f_m \approx f_s \left( 1 - \frac{r}{2Q^2} \right)$
Phase	$j_s = \arctan\left(\frac{1}{M}\right)$	$j_r = 0$	$j_m = j_c = \arctan\left(\frac{2}{M}\right)$
Frequenz	$f_p = \frac{1}{2p\sqrt{L_1 \frac{C_0 \cdot C_1}{C_0 + C_1}}}$ $= f_s \sqrt{1 + \frac{1}{r}}$ $\approx f_s \left( 1 + \frac{1}{2r} \right)$	$f_q = f_p \left( 1 - \frac{1}{4r} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4}{M_2^2}} \right) \right)$ $\approx f_r \left( 1 - \frac{r}{2Q^2} \right)$ für $M \geq 2$	$f_n \approx f_p \left( 1 + \frac{r}{2Q^2} \right)$
Phase	$j_p = j_s = \arctan\left(\frac{1}{M}\right)$	$j_a = 0$	$j_n = j_m = \arctan\left(\frac{2}{M}\right)$

Tabelle: Zusammenhang der charakteristischen Frequenzen

Dabei sind  $M$  die Parallelgüte und  $r$  das Kapazitätsverhältnis

$$M = \frac{1}{\omega C_0 R_1} = \frac{Q}{r} \quad (50)$$

$$r = \frac{C_0}{C_1} \quad (51)$$

Die charakteristischen Frequenzen liegen

$$f_m < f_s < f_r < f_a < f_p < f_n \quad (52)$$

Bei  $M < 2$  schneidet der Ortskreis die reelle Achse nicht mehr, d.h.  $f$  und  $f_a$  existieren nicht mehr.

### 4.3 Messung der Lastresonanz

Die Messung der Lastresonanzfrequenz  $f_L$  mit dem Lastresonanzwiderstand  $R_L$  und den damit verbundenen Größen Lastresonanzfrequenzen-Offset  $\Delta$ , Ziehbereich  $D_{L1,L2}$  und Ziehpfeil  $S$  erfolgt traditionell im  $\pi$ -Netzwerk unter Verwendung eines Last-C-Vorstecker gemäß (DIN) IEC 444-4 (Lit. [4]). Die dabei auftretenden Meßfehler sind wesentlich größer als bei der Messung von  $f$  und  $R_1$ .

Bei einem moderneren Verfahren (siehe Lit. [27]) wird die Lastresonanzfrequenz direkt im normalen  $\pi$ -Netzwerk softwaremäßig gemessen, indem durch ein iteratives Suchverfahren die Frequenz  $f_L$  ermittelt wird, bei der der Schwingquarz die durch die Lastkapazität gegebene komplexe Impedanz besitzt.

Dieses neue Verfahren wurde durch umfangreiche Vergleichsmessungen bestätigt, die eine Verbesserung der Genauigkeit und Reproduzierbarkeit gegenüber der Vorsteckermethode um den Faktor 3 bis 5 nachweisen. Die Methode wird derzeit bei DIN und IEC als internationale Norm vorbereitet.

#### 4.3.1 Messung mit physikalischer Lastkapazität (Vorstecker)

Um eine ausreichende Genauigkeit zu erzielen, ist es erforderlich, daß die Lastkapazität  $C_L$  realisiert wird durch 2 Kondensatoren mit dem Wert  $2C_L$ , die als Vorstecker an den beiden Quarzanschlüssen zwischen  $\pi$ -Netzwerk und Quarz eingefügt werden, wie in Bild 4.7 gezeigt.

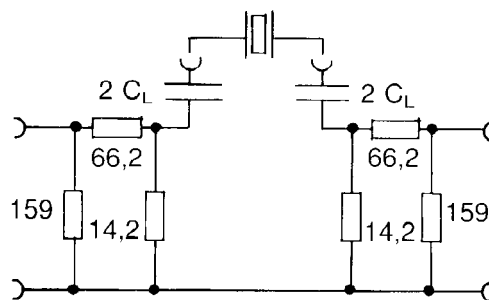


Bild 4.7:  $\pi$ -Netzwerk mit Lastkapazitäts-Vorstecker

Die Kalibrierung der Lastkapazitäts-Vorstecker erfolgt mit einer geeigneten Meßbrücke bei 1 MHz, wobei folgende Toleranzen unterschritten werden sollen:

bis	9,9 pF	Toleranz $\pm 0,15$ pF
10...	19,9 pF	Toleranz $\pm 0,2$ pF
20...	39,9 pF	Toleranz $\pm 0,25$ pF
40...	99,9 pF	Toleranz $\pm 0,3$ pF
ab	100 pF	Toleranz $\pm 0,4$ pF

Die Übersprechkapazität  $C_c$  bei eingefügtem Lastkapazitätsadapter (ohne Quarz) beträgt maximal 0,2 pF (s. Abschnitt 4.3.1.2).

Die durch die Zuleitungen hervorgerufene Serieninduktivität der Lastkapazität beträgt typisch 10 nH bis 20 nH und ist gegebenenfalls bei höheren Frequenzen zu berücksichtigen

Der Temperaturkoeffizient der Lastkapazität beträgt max. 30 ppm/K bei 25°C. Die Meßfehler des Vorstecker-Verfahrens sollen genauer betrachtet werden.

#### 4.3.1.1 Allgemeine Meßfehler bei der Bestimmung von $f_L$ und $R_L$

Aus der Formel für die Ziehempfindlichkeit  $S$  ergibt sich der relative Frequenzfehler infolge der Toleranzen der Lastkapazität zu

$$\frac{df_L}{f_s} = S \cdot dC_L \quad (53)$$

In Bild 4.8 ist der typische Verlauf der Ziehempfindlichkeit  $|S|$  für Grundwellen- und Obertonquarze in Abhängigkeit von der Lastkapazität grafisch dargestellt. Dabei wurde von folgenden typischen Quarzen ausgegangen:

	$C_1$ [fF]	$C_0$ [pF]
Grundwellenquarze (planparallel)	25	6
Grundwellenquarze (konvex)	10	5
Schwingquarze 3. Oberton	2,2	6

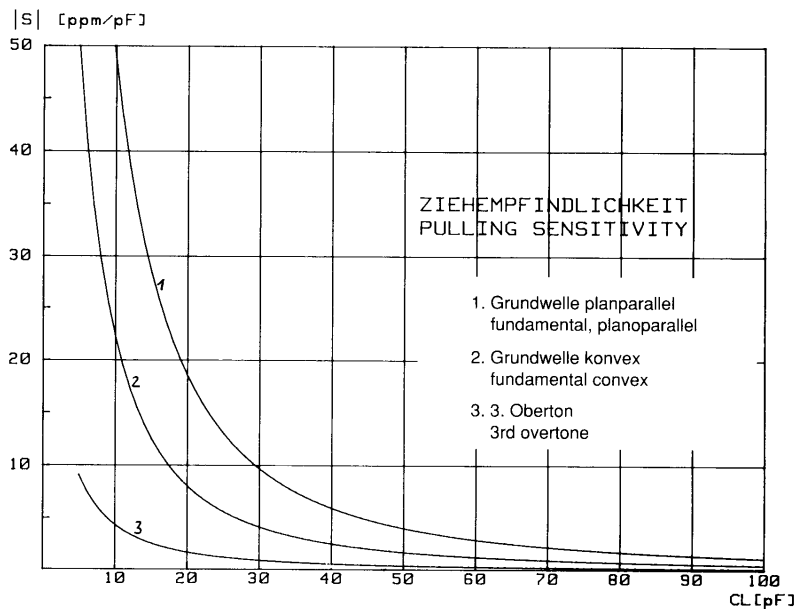


Bild 4.8: Typische Ziehempfindlichkeit verschiedener Schwingquarze

Mit den oben angegebenen Toleranzen für die Lastkapazität kann mit Hilfe von Gleichung (53) die Unsicherheit bei der Messung der Lastresonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Lastkapazität bestimmt werden. Bild 4.9 zeigt diese möglichen Frequenzfehler  $df_L$  für Grundwellenquarze sowie Quarze im 3. Oberton.

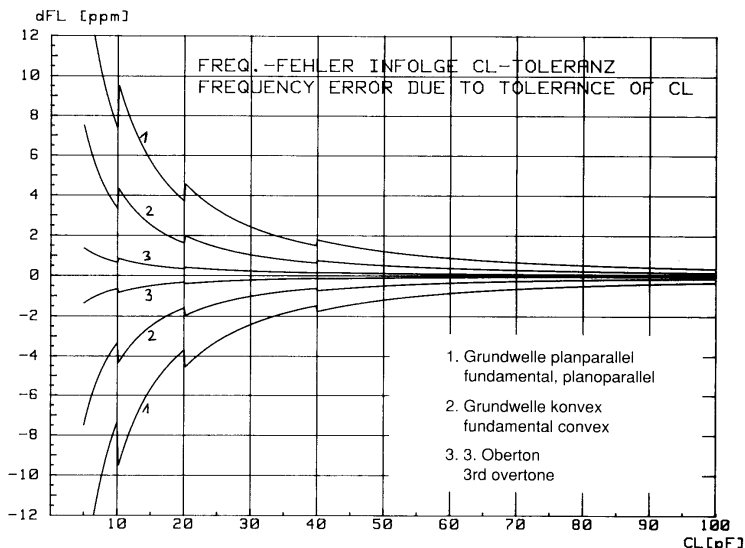


Bild 4.9: Typischer Fehler der Lastresonanzfrequenz infolge der  $C_L$ -Toleranz

Wie aus den Kurven ersichtlich ist, treten für Grundwellenquarze erhebliche Meßunsicherheiten insbesondere bei kleinen Lastkapazitäten auf, während dieser Fehler bei Obertonquarzen im allgemeinen vernachlässigbar ist.

Die Bestimmung des Lastresonanzwiderstandes  $R_L$  wird zum einen ebenfalls von dem Fehler der Lastkapazität bestimmt. Wesentlich größer ist jedoch in der Praxis der Einfluß der Streukapazitäten zwischen den Quarzanschlüssen und Masse (siehe Bild 4.10)

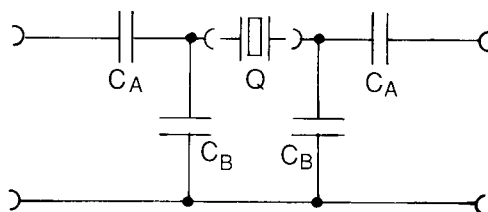


Bild 4.10: Streukapazitäten beim  $\pi$ -Netzwerk mit  $C_L$  - Vorstecker

In dieser Anordnung ergibt sich die frequenzbestimmende Lastkapazität zu

$$C_L = \frac{C_A + C_B}{2} \quad (54)$$

während der gemessene Lastresonanzwiderstand sich aus

$$R_L = R_1 \left( 1 + \frac{2 \cdot C_0 + C_B}{C_A} \right)^2 = R_1 \left( \frac{2(C_0 + C_L)}{C_A} \right) \quad (55)$$

berechnet, was einen höheren Wert ergibt, als wenn die Lastkapazität  $C_L$  voll in  $C_A$  konzentriert wäre.

#### 4.3.1.2 Zusätzliche Meßfehler bei höheren Frequenzen

Wie oben angeführt, wird die Lastkapazität bei 1 MHz kalibriert. Durch den praktischen Aufbau ergeben sich jedoch Zuleitungsinduktivitäten in der

Größenordnung von mehreren 10 nH, die in Reihe zur Lastkapazität liegen. Die effektive Kapazität einer derartigen Anordnung beträgt

$$C_{L,eff} = \frac{C_L}{1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \quad (56)$$

wobei  $f$  die Meßfrequenz und  $f_0$  die Eigenresonanzfrequenz von Zuleitungsinduktivität und Lastkapazität ist. Durch diesen Einfluß können sich insbesondere bei höherfrequenten Grundwellenquarzen (oberhalb 20 MHz) erhebliche Verfälschungen der Lastresonanzfrequenz ergeben.

Kann der dadurch hervorgerufene Meßfehler gegenüber der zulässigen Meß- (Abgleich-)toleranz nicht mehr vernachlässigt werden, dann muß dieser durch eine Korrektur berücksichtigt werden. Eine Methode hierzu wird im folgenden beschrieben:

#### A. Ermittlung der Zuleitungsinduktivität

Die Lastkapazität  $C_L$  wird bei einer tiefen Frequenz (z.B. 1 MHz) genau ermittelt. Bei zwei oder drei höheren Frequenzen (im Bereich 10 MHz - 40 MHz) wird mit Hilfe von geeigneten Grundwellenquarzen mit hohem  $C_1$  mit genau bekannten Ersatzdaten und Serienresonanzfrequenzen die Lastresonanzfrequenz  $f_{L,eff}$  mit dem Adapter gemessen und daraus die effektive Lastkapazität bei der entsprechenden Frequenz ermittelt:

$$C_{L,eff} = \frac{C_1 \cdot f_s}{2(f_{L,eff} - f_s)} - C_0 \quad (57)$$

Die Eigenresonanzfrequenz aus Lastkapazität und Zuleitungsinduktivität  $l_s$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_s \cdot C_L}} \quad (58)$$

ergibt sich nach Gleichung 54 zu:

$$f_0 = \frac{f}{\sqrt{1 - \frac{C_L}{C_{L,eff}}}} \quad (59)$$

wobei  $f$  die Meßfrequenz ist.

Nach der Thomsonschen Formel (58) erhält man schließlich die gesuchte Zuleitungsinduktivität  $L_s$  zu

$$L_s = \frac{1}{(2\pi f_0)^2 \cdot C_L} \quad (60)$$

In der Regel ist das hier zugrundegelegte Modell für den Lastkapazitätsadapter genau genug, so daß man bei allen Frequenzen etwa den gleichen Wert für  $l_s$  findet, von dem man den Mittelwert in der weiteren Rechnung verwendet.

Die effektive Lastkapazität ist dann bei einer beliebigen Frequenz

$$C_{L,eff} = \frac{C_L}{1 - \omega^2 C_L L_s} \quad (61)$$



## B. Korrektur der Lastkapazität

Der Fehler kann nun wie folgt korrigiert werden:

Die mit dem realen Last-C-Adapter (effektive Lastkapazität  $C_{L\text{eff}}$ ) an einem Quarz gemessene Lastresonanz  $f_{L\text{eff}}$  liegt um den Relativbetrag

$$D_{C_L, C_{L\text{eff}}} = \frac{C_1(C_{L\text{eff}} - C_L)}{2(C_0 + C_{L\text{eff}})(C_0 + C_L)} \quad (62)$$

neben der korrekten Lastresonanzfrequenz  $f_L$ , die sich mit einer idealen Lastkapazität  $C_L$  ergeben würde. Die korrigierte Lastresonanzfrequenz  $f_L$  ist daher

$$f_L = f_{L\text{eff}} \left( 1 + \frac{C_1(C_{L\text{eff}} - C_L)}{2(C_0 + C_{L\text{eff}})(C_0 + C_L)} \right) \quad (63)$$

Bild 4.11a zeigt die durch eine Zuleitungsinduktivität von insgesamt 10 nH (entspricht einem 1 mm Ø-Drahtstück von 8 mm Länge, d.h. 2 mm Zuleitung pro Kondensatoranschluß!) hervorgerufene Erhöhung der effektiven Lastkapazität. In Bild 4.11b ist das gleiche für  $L_S = 20$  nH dargestellt.

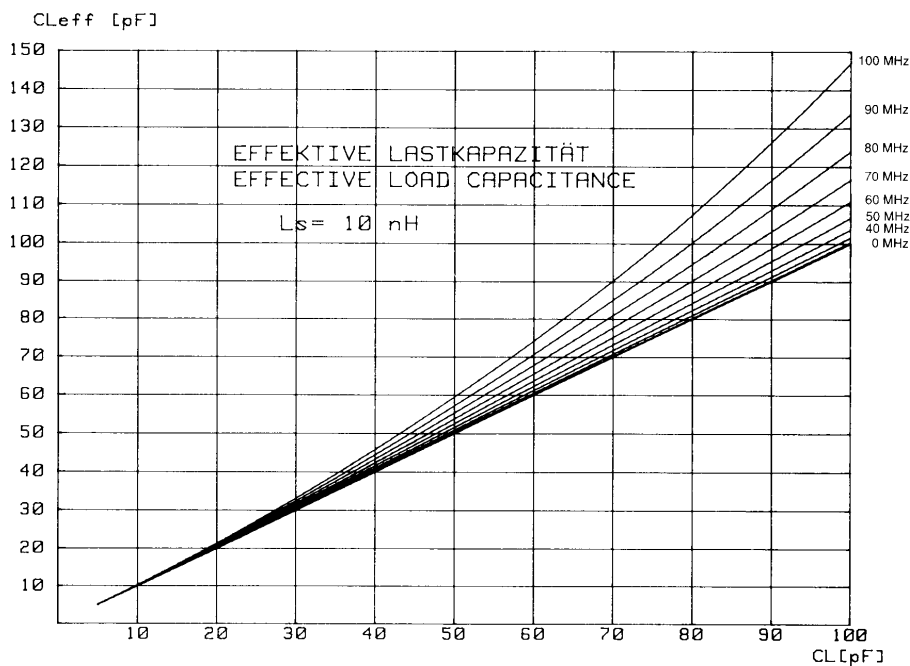


Bild 4.11a: Effektive Lastkapazität durch eine Serieninduktivität von 10 nH

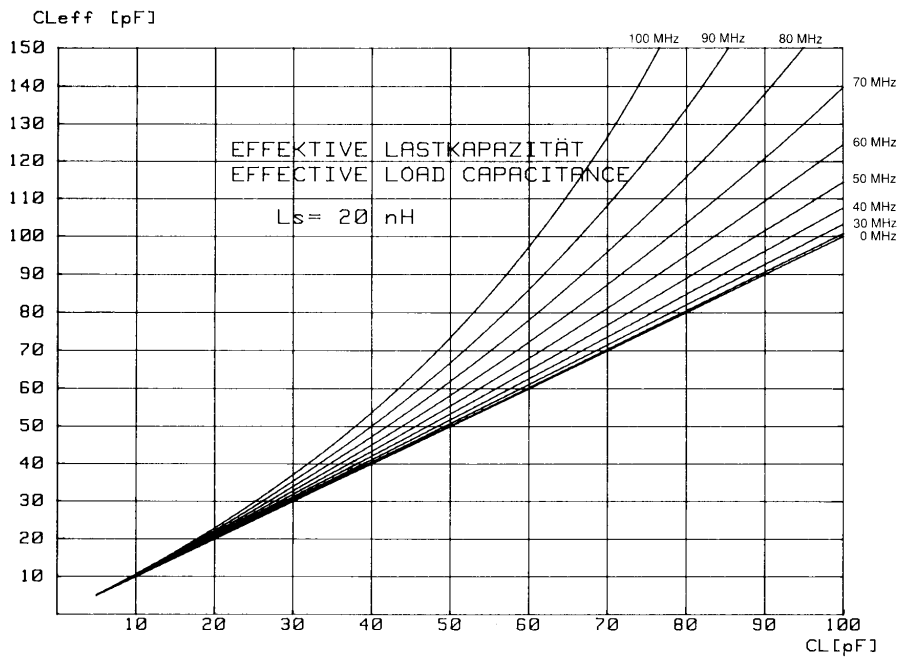


Bild 4.11b: Effektive Lastkapazität durch eine Serieninduktivität von 20 nH

Der dadurch hervorgerufene relative Frequenzfehler  $dF$  bei der Messung der Lastresonanzfrequenz ist in Bild 4.12a,b für den Grundwellenquarz (planparallel) und den 3. Obertonquarz in Abhängigkeit von der Frequenz für  $L_s$ -Werte von 10 nH und 20 nH dargestellt. Parameter ist dabei die Lastkapazität.

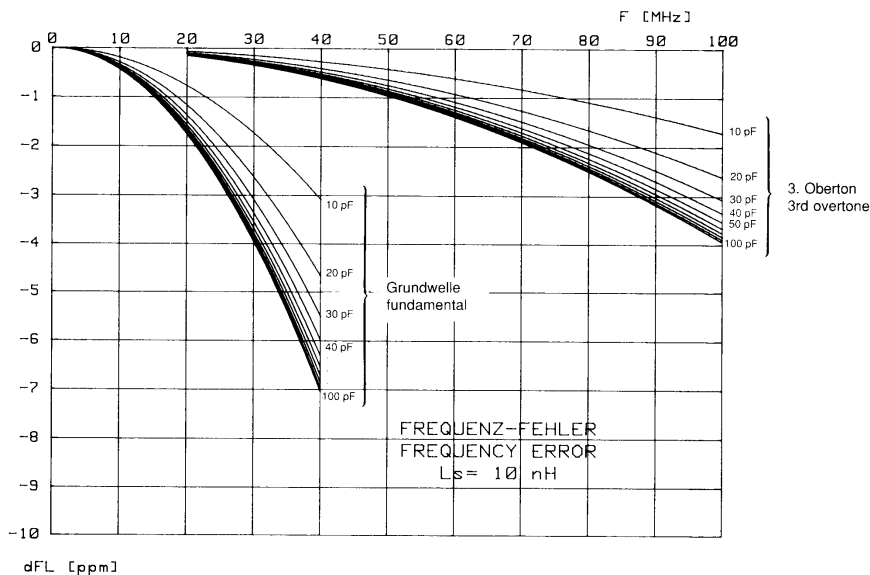


Bild 4.12a: Fehler der Lastresonanzfrequenz durch eine Serieninduktivität von 20 nH

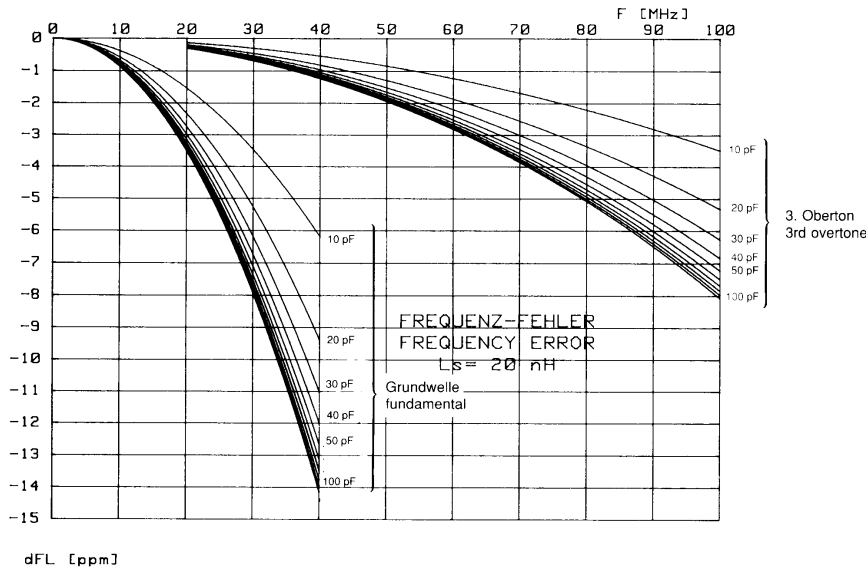


Bild 4.12b: Fehler der Lastresonanzfrequenz durch eine Serieninduktivität von 20 nH

Wie man erkennen kann, ergeben sich insbesondere bei hochfrequenten Grundwellenquarzen Abweichungen von 3 bis 10 ppm, im 3. Oberton bis 5 ppm.

### 4.3.2 Messung ohne physikalische Lastkapazität

#### 4.3.2.1 Meßprinzip

Diesem Verfahren, das in Lit. [27] veröffentlicht wurde, liegt die Ortskreismethode, wie sie in Abschnitt 4.2 ausführlich dargestellt ist, zugrunde. Zur Vereinfachung der Formeln wird die in 4.2.1.2 beschriebene Grundkalibrierung vorausgesetzt, bei der die  $\pi$ -Netzwerk - Impedanz  $\underline{R}_T$  (an den Quarztoren) und die Übersprechkapazität  $C_c$  bekannt sind und die Einzelmessung sich nur auf eine Kurzschluß-Kalibrierung  $\underline{U}_{BK}$  bezieht.

Die Ausgangsspannung  $\underline{U}_{Bx}$  am  $\pi$ -Meßkopf bei einem Meßobjekt mit der Admittanz  $\underline{Y}_x$  ist dann

$$\underline{U}_{Bx} = \frac{\underline{U}_{BK}}{\frac{1}{\underline{Y}_{xtot} \underline{R}_T} + 1} \quad (64)$$

wobei in  $\underline{Y}_{xtot}$  die Übersprechkapazität enthalten ist, d.h.

$$\underline{Y}_{xtot} = \underline{Y}_x + j \omega C_c. \quad (65)$$

Bei der Serienresonanzfrequenz  $f_s$  hat der Schwingquarz einen Leitwert von

$$\underline{Y}_s = \frac{1}{R_1} + j \omega C_0, \quad (66)$$

bei der Resonanzfrequenz  $f_r$  ist er

$$Y_r = \frac{1}{R_r}, \quad (67)$$

Bei der Lastresonanzfrequenz  $f_l$  ist der Blindwiderstand  $X_L$  des Schwingquarzes entgegengesetzt gleich dem Blindwiderstand  $X_{CL}$  der Lastkapazität  $C_L$ , d.h. die Quarzimpedanz  $Z_L$  beträgt

$$\underline{Z}_L = R_L + j X_L \quad (68)$$

mit

$$R_L = R_1 \left( 1 + \frac{C_0}{C_L} \right)^2 \quad (69)$$

$$X_L = \frac{1}{\omega C_L} \quad (70)$$

und der Leitwert ist entsprechend

$$\underline{Y}_L = \frac{1}{\underline{Z}_L} \quad (71)$$

Die Lastresonanzfrequenz  $f_L$  ist die Frequenz, bei der am B-Kanal die Spannung

$$\underline{U}_{BL} = \frac{\underline{U}_{BK}}{\frac{1}{(\underline{Y}_L + j \omega C_c) \underline{R}_T} + 1} \quad (72)$$

anliegt.

#### 4.3.2.2 Meßschritte

Zunächst wird nach der Ortskreismethode der (/Serien-) Resonanzwiderstand  $R$  bzw.  $R_1$  sowie  $C_0$  bestimmt. Daraus kann die Quarzimpedanz  $Z_L$  bei der Lastresonanzfrequenz  $f_L$  nach Gl. (68) und die zugehörige B-Kanalspannung  $\underline{U}_{BL}$  bei  $f_L$  nach Gl. (72) errechnet werden.

Bei Grundtonquarzen ist es ausreichend, hierbei nur den Imaginäranteil der Spannung zu betrachten, da dieser überwiegt. Wird als Meßgerät ein Netzwerkanalysator eingesetzt, kann die Spannung  $\underline{U}_{BL}$  mit Hilfe von "Marker - Suchfunktionen" sehr schnell ermittelt werden. Bei Einsatz eines Vektorvoltmeters und separatem Generator muß die Frequenz entweder durch schrittweises Erhöhen der Frequenz oder durch iteratives Suchen in der Nähe der erwarteten Frequenz ermittelt werden, wobei die Newton-Iteration wegen des monotonen Verlaufs von  $\underline{U}_{BL}(f)$  sehr schnell zum Ergebnis führt.

Bei der Lastresonanzfrequenz ist die Impedanz des Schwingquarzes sehr hoch und überwiegend induktiv, für die spezifizierte Quarzbelastung  $P_c$  muß daher die Ausgangsspannung des Generators gegenüber der  $f_s$ -Messung etwa um den Faktor

$$\sqrt{1 + \frac{X_L^2}{R_L^2}} \quad (73)$$

erhöht werden (Einfluß von  $C_c$  vernachlässigt).

Analog zu Abschnitt 4.1.1 Gln. (17) und (18) beträgt die  $U_{BK}$ -Spannung für die gewünschte Quarzbelastung

$$U_{BK} \text{ (mV)} = 5,18 (R_L \text{ (}\Omega\text{)} + R_T \text{ (}\Omega\text{)}) \sqrt{\frac{P_c \text{ (mW)}}{R_L \text{ (}\Omega\text{)}}} \quad (74)$$

$$U_{BK} \text{ (mV)} = 0,183 I_c \text{ (mA)} (R_L \text{ (}\Omega\text{)} + R_T \text{ (}\Omega\text{)}) \quad (75)$$

Kann der Generator nicht die notwendig hohe Ausgangsleistung liefern, werden die Messungen bei einer niedrigeren Quarzbelastung ausgeführt. Die Messung der Serienresonanz erfolgt dann bei dieser niedrigeren Belastung  $P_{c2}$  und bei Nennbelastung. Die Frequenzdifferenz  $f_s(P_{cenn}) - f_s(P_{c2})$  wird dann zur gemessenen Lastresonanzfrequenz addiert, um die Änderung der Frequenz in Abhängigkeit von der Quarzbelastung (DLD) zu berücksichtigen.

#### 4.3.2.3 Genauigkeit der Messung:

Da die Bestimmung der Lastresonanzfrequenz ohne physikalische Lastkapazität im Prinzip auf der Messung einer Spannungsamplitude beruht, ist mit folgenden Fehlereinflüssen zu rechnen.

##### (a) Rauschen am Meßkanaleingang

Aufgrund des Eigenrauschens des Meßgeräts entsteht ein gewisser Restfehler bei der Bestimmung der Lastresonanzfrequenz  $f_L$ . Eine Erhöhung der Meßgenauigkeit kann erreicht werden durch

- Verringern des Amplitudenrauschens durch Mittelwertbildung aus mehreren Meßwerten
- Erhöhung der Empfindlichkeit z.B. bei Netzwerkanalysatoren durch Reduzierung der ZF- und Video-Bandbreite
- Erhöhen der Generatorspannung. Hierbei muß allerdings die Frequenzverschiebung des Quarzes bei unterschiedlichen Quarzbelastungen berücksichtigt werden.

### **(b) Amplituden-Meßfehler**

Wegen des hohen Impedanzunterschieds zwischen Kurzschlußkalibrierung und der Lastresonanzimpedanz muß die Amplitudenmessung über einen relativen großen Dynamikbereich (bis zu 45dB) sehr genau und mit hoher Auflösung ( $< 0,025\text{dB}$ ) erfolgen. Am kritischsten sind die Abweichungen bei den Pegelbereichs-Umschaltungspunkten des Geräts. Dies ist bei der Meßgeräteauswahl und bei Vergleichsmessungen mit anderen Meßplätzen zu beachten.

### **(c) Genauigkeit der Kalibrierung**

Die Genauigkeit der bei der Kalibrierung bestimmten  $\pi$ -Meßkopf-Parameter  $R_T$  und  $C_c$  hat einen großen Einfluß auf die Meßgenauigkeit. Die Kalibrierung ist daher mit großer Sorgfalt durchzuführen (Kontaktübergangswiderstand usw.).

### **(d) Einfluß von Streukapazitäten gegen Masse**

Da der Quarz ohne Gehäuseerdung gemessen wird, haben Streukapazitäten des Gehäuses nach Masse insbesondere bei kleinen Lastkapazitätswerten einen merkbaren Einfluß und können zu einem systematischen Meßfehler führen.

## **4.4 Messung von Nebenresonanzen**

Unerwünschte oder Nebenresonanzen von Schwingquarzen werden im Ersatzschaltbild als zusätzliche Serienschwingkreise  $L_i, C_i, R_i$  ( $i = 2, \dots, N$  parallel zu  $L_1, C_1, R_1$ ) dargestellt. Das Verhältnis von Nebenresonanzwiderstand  $R_i$  zum Serienresonanzwiderstand  $R_1$  der Hauptwelle wird auch als „Schutzfaktor“ SF bezeichnet und häufig als Nebenwellendämpfung  $a_{NW}$  in dB spezifiziert:

$$SF = \frac{R_i}{R_1} \quad (76)$$

$$a_{NW} = 20 \lg \frac{R_i}{R_1} = 20 \lg SF \quad (77)$$

Für Oszillatorquarze sind typisch 3 dB bis 10 dB gefordert, bei Filterquarzen oft mehr als 40 dB.

Manchmal findet man auch von dieser Definition abweichende dB-Angaben, die sich z.B. auf die dB-Werte beziehen, die an einem Meßgerät abgelesen werden. Diese sind jedoch abhängig vom verwendeten Meßadapter und sollten daher vermieden werden. Bietet der Meßadapter an den Quarzanschlußsternen eine Impedanz  $R$  an, dann sind die damit gemessenen Dämpfungswerte mit den Resonanzwiderständen über eine Beziehung der Form

$$a_{mess} = 20 \lg \frac{R_i + R_T}{R_1 + R_T} \quad (78)$$

verbunden. Beim  $\pi$ -Meßkopf nach (DIN) IEC 444 ist  $R_T = 25 \Omega$ , im 50- $\Omega$ -System ist  $R_T = 100 \Omega$ .

Bis zu  $a_{NW}$ -Dämpfungen von 20 ... 30 dB können Nebenresonanzen, die nicht auf der Flanke der Hauptresonanzkurve liegen, mit dem  $\pi$ -Netzwerk nach (DIN) IEC 444-1 gemessen werden. Bei höheren Dämpfungen muß die Messung mit einer physikalischen  $C_0$ -Kompensation erfolgen. Dies ist für Frequenzen unter 100 MHz mit einer Differential-Meßbrücke nach IEC 283 möglich, günstiger und reproduzierbarer ist die Verwendung eines 180°-Hybridleistungsteilers.

#### 4.4.1 Messung im p-Meßkopf

Für Frequenzen unter 100 MHz und Nebenresonanzen unter ca. 300 $\Omega$  kann die Messung nach (DIN) IEC 444-1 wie bei Hauptresonanzen erfolgen, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, sofern die Nebenresonanzen nicht auf der Flanke der Hauptresonanz liegen.

Infolge des durch  $C_0$  vorhandenen „Nebenschlusses“ werden schwache Nebenresonanzen in der Amplitude scheinbar angehoben oder sogar verdeckt. Ebenso werden Nebenresonanzen, die auf der Flanke der Hauptresonanz liegen, in der Amplitude - und damit bei der Bestimmung ihres Resonanzwiderstandes stark verfälscht.

Bessere Ergebnisse bringt die Anwendung der Ortskreismethode nach (DIN) IEC 444-5 (Abschnitt 4.2) in Verbindung mit dem in Lit. [29] zuerst beschriebenen und in [30] verbesserten Abspaltverfahren. Es ist auch auf schwächere Nebenresonanzen bis ca. 1 k $\Omega$  anwendbar und funktioniert auch noch bei Nebenresonanzen, die in der Nähe von stärkeren Resonanzen liegen.

Das Prinzip beruht darauf, daß das gemessene Nebenwellenspektrum zunächst umgerechnet wird in einen Datensatz des komplexen Leitwerts (Admittanz). Danach werden die Parameter (Ersatzdaten) der „herausgezoomten“ Hauptresonanz einschließlich  $C_0$  ermittelt werden, und dann rechnerisch deren Admittanzanteil im Frequenzbereich von dem Meßdatensatz subtrahiert (abgespalten). Das Prinzip soll an einem Rechenbeispiel veranschaulicht werden.

Folgendes Resonanzspektrum eines Schwingquarzes wird angenommen:

	Hauptres.	Nebenresonanzen				
i =	1	2	3	4	5	
$C_i$ (fF) =	25	0,25	2	0,25	4	
$R_i$ ( $\Omega$ ) =	10	1000	100	1000	50	
$f_i$ (kHz) =	10000	10008	10015	10100	10200	
$C_0$ (pF) =	6,0					

Tabelle: Spektrum von Haupt- und Nebenresonanzen

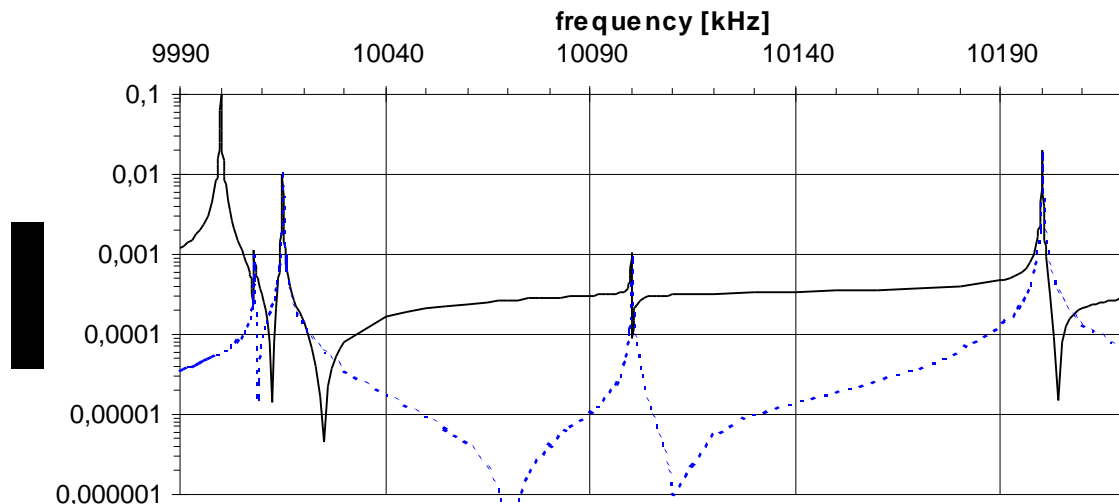


Bild 4.13: Sukzessives Abspaltverfahren zur Nebenwellenmessung

Bild 4.13 zeigt den Betrag des Leitwerts in logarithmischer Darstellung, wie er sich auf einem Impedanzanalysator darstellt. Die durchgezogene Kurve ist der Gesamtleitwert aller Resonanzen.

Wird von diesem Gesamtspektrum die Admittanz der Hauptresonanz und des  $C_0$  subtrahiert (abgespalten), verbleibt die gestrichelt gezeichnete Kurve. Sehr gut ist zu erkennen, wie sich die auf der Flanke der Hauptresonanz ursprünglich nur schwach herausgebildete 1. Nebenresonanz ( $i = 2$ ) und die durch den Leitwert des  $C_0$  teilweise zugedeckte Resonanz Nr.4 nun deutlich herausheben. Alle verbleibenden Resonanzen zeigen eine wesentlich symmetrischere Form.

Von dem so „bereinigten“ Datensatz der Restadmittanz werden nun die Ersatzdaten (ohne  $C_0$ ) der stärksten Nebenwelle (im Beispiel: Nr.5) ermittelt und der daraus berechnete Admittanzanteil wieder von dem „bereinigten“ Datensatz abgespalten. Dies wird schrittweise solange fortgesetzt, bis alle interessierenden Nebenwellen erfaßt sind.

Die Meß- und Auswerteprozedur ist wie folgt:

### 1. Kalibrierung wie in Abschnitt 4.2.1

- Kalibrierung mit Kurzschluß, Leerlauf und Referenzwiderstand  $R_N$  im Frequenzbereich der Haupt- und Nebenresonanzen
- Bestimmung der Übersprechkapazität  $C_c$
- Bestimmung der statischen Parallelkapazität  $C_p$

### 2. Übersichtssweep im Frequenzbereich

Schneller Sweep in ca. 0,5 ... 5 sec mit Messung von Spannung und Phase  $|U_B(f)|$  and Phase  $\varphi_B(f)$  bei mind. 501 Punkten

Umrechnung der Meßdaten  $\underline{U}_B(f) = |U_B(f)| \angle \varphi_B(f)$  in Admittanzwerte  $\underline{Y}_x(f) = |\underline{Y}_x(f)| \angle \varphi_x(f)$  und Subtrahieren des Leitwerts der Übersprechkapazität  $C_c$  und der statischen Parallelkapazität  $C_p$

$$\underline{Y}_x(f) = \frac{\left( \frac{U_{BK}}{U_{BN}} - 1 \right)}{R_N \cdot \left( \frac{U_{BK}}{U_B(f)} - 1 \right)} - j \omega (C_c + C_p) \quad (79)$$

Dieser Sweep dient nur zur Identifizierung der Resonanzen, nicht zur genauen Bestimmung der Ersatzdaten.

### 3. Identifizieren der Resonanzen

Zur Identifizierung der Resonanzen kann die in vielen Netzwerkanalysatoren eingebaute Funktion der Peaksuche verwendet werden. Steht diese nicht zur Verfügung kann dies nach dem folgenden Suchalgorithmus erfolgen:

(a) Vergleiche  $|Y_x(f_{i-1})|$  mit  $|Y_x(f_i)|$  and  $|Y_x(f_{i+1})|$  für alle Meßwerte  $i = 2 \dots 500$ .

Wenn

$$|Y_x(f_i)| > |Y_x(f_{i-1})| \text{ und } |Y_x(f_i)| > |Y_x(f_{i+1})| \quad (80)$$

dann ist der Datenpunkt  $f_i$  ein möglicher Resonanzpeak  $f_{\text{peak } i}$ .

(b) Unterscheiden der „echten“ Resonanzen von scheinbaren (Rauschspitzen etc.) anhand der halben Gütebandbreite

$$\Delta f_{\text{min}} = \frac{f_{\text{peak}}}{2 Q_{\text{max}}} \quad (81)$$

Richtwert  $Q_{\text{max}} = 1\,000\,000$

Jeder in (a) gefundene mögliche Resonanzpunkt wird in seinen Flanken  $f_{\text{peak}} \pm \Delta f_{\text{min}}$  geprüft, ob die Amplitude an der Flanke höchstens um den Faktor

$$\frac{|Y_x(f_{\text{peak}})|}{|Y_x(f_{\text{peak}} \pm \Delta f_{\text{min}})|} \leq \sqrt{2} \quad (82)$$

abgefallen ist.

(c) Ist Bedingung (b) erfüllt, erfolgt die Prüfung, ob der Peak schmalbandig genug ist. Die maximale Gütebandbreite ergibt sich aus der minimal realistischen Güte

$Q_{\text{min}}$ :

$$\Delta f_{\text{max}} = \frac{f_{\text{peak}}}{2 Q_{\text{min}}} \quad (83)$$

Richtwert  $Q_{\text{min}} = 10\,000$

Jeder in (b) gefundene mögliche Resonanzpunkt wird in seinen Flanken  $f_{\text{peak}} \pm \Delta f_{\text{max}}$  geprüft, ob die Amplitude an der Flanke mindestens um den Faktor

$$\frac{|Y_x(f_{\text{peak}})|}{|Y_x(f_{\text{peak}} \pm \Delta f_{\text{max}})|} \geq \sqrt{2} \quad (84)$$

abgefallen ist.

Dann wird der Peak endgültig als Resonanzstelle akzeptiert.

### 4. Zoomen der Resonanzen

Zur genauen Bestimmung der Daten wird die engere Umgebung  $f_{\text{peak}} \pm \Delta f_{\text{max}}$  jedes Resonanzpeaks mit 11 oder 21 Datenpunkten gemessen (langsamer Sweep). Zur Vermeidung von „Klingeln“ muß die Sweepzeit an die Güte der Resonanz angepaßt werden:

$$t_{\text{sweep}} > 10 \frac{Q_{\text{typ}}}{\omega_0} \quad (85)$$

Als typische Güte kann

$$Q_{\text{typ}} = \sqrt{Q_{\text{min}} Q_{\text{max}}} = 100\,000 \quad (86)$$

angesetzt werden.

Die Meßdaten von Amplitude und Phase werden nach der in Schritt 2 angegebenen Formel in Admittanzwerte umgerechnet.

### 5. Berechnen der Hauptresonanz



Der Peak mit der niedersten Frequenz ist normalerweise die Hauptresonanz. Die Ersatzdaten werden nach der Ortskreismethode (siehe oben) aus dem Meßwertesatz für den gezoomten Sweep ermittelt, von dem je ein Flankenpunkt unterhalb und oberhalb des Maximums und ein Punkt in der Nähe der daraus ermittelten Serienresonanzfrequenz verwendet werden. Gegebenenfalls können weitere Punkte des Datensatzes, die optimaler liegen, zusätzlich verwendet werden. Damit sind  $f_{s1}$ ,  $R_1$ ,  $C_1$  (sowie  $L_1$ ,  $Q_1$ ) bestimmt.

#### 6. Abspalten der Hauptresonanz

Der komplexe Leitwert (Admittanz) der Hauptresonanz kann mit den in Schritt 5 bestimmten Ersatzdaten ausgedrückt werden zu

$$\underline{Y}_1(f) = \frac{1}{R_1 + j \frac{1}{2\pi f C_1} \left( \frac{f^2}{f_{s1}^2} - 1 \right)} \quad (87)$$

Diese Admittanz wird nun bei allen in Schritt 4 gezoomten Intervallen von den dort errechneten Admittanzwerten subtrahiert. Es verbleibt jeweils das erste Residuum

$$\underline{Y}_{res}^{(1)}(f) = \underline{Y}_x(f) - \underline{Y}_1(f) \quad (88)$$

#### 7. Berechnen der zweiten Resonanz (1. Nebenwelle)

Es wird nun das Intervall mit der stärksten verbleibenden Resonanz, d.h. dem größten Leitwertbetrag  $|\underline{Y}_{res}^{(1)}|$  ausgewählt. Die Parameter dieser Resonanz werden nach dem gleichen Verfahren wie bei der Hauptresonanz gemäß Schritt 5 bestimmt, d.h. aus dem um die Hauptresonanz „bereinigten“ Datensatz werden zwei Punkte unterhalb und oberhalb des Maximums ausgewählt. Diese liegen in der Nähe der  $\pm 45^\circ$  Phasenpunkte. (Bei sehr schwachen Resonanzen sollten sie noch näher, z.B. bei  $\pm 20^\circ$  liegen).

Daraus ergeben sich die Daten der ersten Nebenresonanz (= zweite Resonanz),  $f_{s2}$ ,  $R_2$ ,  $C_2$  sowie  $L_2$ ,  $Q_2$ .

#### 8. Abspalten der Nebenresonanz

Der Leitwertbeitrag der Nebenresonanz

$$\underline{Y}_2(f) = \frac{1}{R_2 + j \frac{1}{2\pi f C_2} \left( \frac{f^2}{f_{s2}^2} - 1 \right)} \quad (89)$$

wird nun von der ersten Restadmittanz  $\underline{Y}_{res}^{(1)}(f)$  aus Schritt 6 subtrahiert, und zwar für alle verbleibenden gezoomten Meßintervalle. Dies liefert das zweite Residuum

$$\underline{Y}_{res}^{(2)}(f) = \underline{Y}_{res}^{(1)}(f) - \underline{Y}_2(f) \quad (90)$$

#### 9. Wiederholung für alle übrigen Nebenresonanzen

Das zweite Residuum ist der Ausgangspunkt für die Bestimmung der nächststärksten Nebenwelle wie in Schritt 7 und anschließend ihre Abspaltung wie in Schritt 8. Das Verfahren wird für alle verbleibenden Meßintervalle fortgesetzt.

#### 10. Bewertung der Meßgenauigkeit

Zum Schluß kann eine Bewertung der Genauigkeit der gesamten Meßprozedur vorgenommen werden, indem die Admittanz aller  $N$  gemessenen Resonanzen aufsummiert wird

$$\underline{Y}_{ges} = \sum \underline{Y}_i + j \omega (C_c + C_p) \quad i = 1 \dots N \quad (91)$$

und mit dem Meßdatensatz verglichen wird:

$$\underline{Y}_{\text{fehler}} = \underline{Y}_{\text{mess}} - \underline{Y}_{\text{ges}} \quad (92)$$

Dies ist identisch mit dem letztverbleibenden Residuum.

Die normierte Fehlerquadratsumme davon kann als Maß für die Qualität der Messung herangezogen werden.

#### 4.4.2 Nebenwellen-Meßbrücke nach IEC 283 (DIN 45105 Teil 4)

Dieses klassische Verfahren zur Nebenwellenmessung verwendet einen Differentialübertrager, bei dem in einen Zweig der zu messende Quarz und im Gegenzweig ein variabler Kondensator geschaltet wird (siehe Bild 4.14)

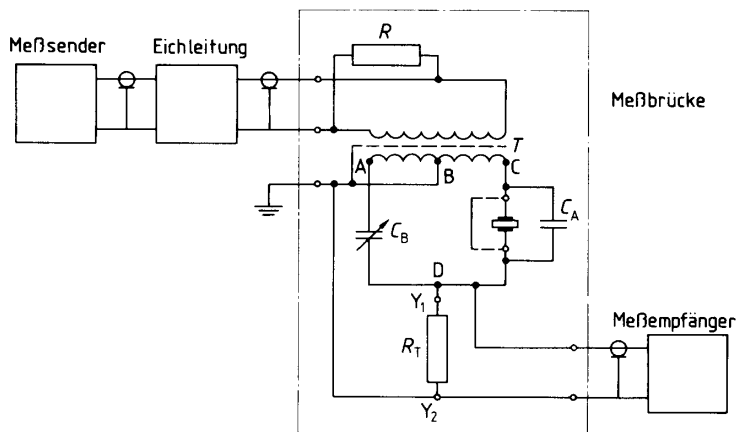


Bild 4.14: Nebenwellenmessung mit Meßbrücke nach IEC 283 /DIN 45105 T.4 (aus [13])

Am Eingang der Meßbrücke ist ein Widerstand  $R$  zum Abschluß der Eichleitung (Dämpfungsglied) vorgesehen, z.B. 50 bzw. 75  $\Omega$ . Die Meßbrücke wird am Ausgang mit einem Abschlußwiderstand  $R_T$  abgeschlossen, der in der Norm wie folgt definiert ist:

$$R_T = \frac{1}{2\pi f_r (2 C_B + C_{BD})} \quad \text{oder} \quad R_T = 220 \text{ k}\Omega \quad (93)$$

(der kleinere der beiden Werte ist zu verwenden)

mit  $C_{BD} = (8 \pm 1) \text{ pF}$

Die Meßanordnung wird zwischen Sender und Empfänger eines Netzwerkanalysators geschaltet, wobei der Empfängereingang an  $R_T$  angepaßt werden muß. Der Kondensator  $C_B$  wird so eingestellt, daß die statische Kapazität  $C_0$  des Quarzes kompensiert wird, wodurch auch schwache Nebenresonanzen gemessen werden können.  $C_A = 3,5 \text{ pF}$  ist zugeschaltet, damit auch  $C_0$ -Werte kleiner als die minimale Kapazität von  $C_B$  kompensiert werden können. Aus der Amplitude der Resonanzspitze  $U$  wird der Resonanzwiderstand  $R_i$  durch Vergleich mit einem Kurzschluß  $U_K$  anstelle des Quarzes bestimmt

$$R_i = R_T \left( \frac{U_K}{U_i} - 1 \right) \quad (94)$$

Die Lage des Amplitudenmaximums wird als Frequenz der Nebenwelle definiert. Zur Vermeidung von Meßfehlern durch das sog. „Klingeln“ der schmalbandigen Resonanzen darf das Frequenzspektrum nur langsam durchgewobbelt werden bzw. sind die einzelnen Peaks manuell anzusteuern. Der Kompensationskondensator wird bei breitbandiger Betrachtung des Frequenzspektrums so eingestellt, daß sich

eine symmetrische „Glockenform“ um die Hauptresonanz ergibt. Diese Einstellung entspricht der  $C_0$ -Kompensation. Zur Messung einzelner - insbesondere schwacher - Resonanzen ist eine Einstellung empfehlenswert, bei der bei der Resonanz ein Dämpfungspol (Notch) entsteht. Die zu messende Resonanz hat dann eine symmetrische Form und der Pegel ist abgesenkt, womit die Widerstandsmessung genauer wird.

Diese Meßmethode ist relativ einfach und wird sehr häufig eingesetzt, hat aber eine Reihe von Nachteilen, weshalb die Norm künftig durch ein neues Verfahren ersetzt werden soll.

Nachteile:

- Der Differentialübertrager muß selbst hergestellt werden, da der in der Norm definierte nicht mehr kommerziell erhältlich ist. Dies erfordert ein hohes Maß an speziellem know-how und Erfahrung.
- Nichtideale elektrische Symmetrie, unzureichende Kopplung der beiden Wicklungshälften, Streuinduktivitäten und Wicklungskapazitäten beeinträchtigen die erzielbare Genauigkeit und Reproduzierbarkeit.
- Je nach Konstruktion ist der Differentialübertrager nur für einen begrenzten Frequenzbereich (maximal zwei Dekaden) einsetzbar.
- Der Wert des Abschlußwiderstands ist je nach Quarzfrequenz und  $Q$  unterschiedlich und kann recht hochohmig werden, was in einem  $50\Omega$  - Meßsystem zu einer hohen Grunddämpfung führt, wodurch die Meßdynamik eingeschränkt ist. Die Frequenzmessung ist ungenau, da die Lage des Amplitudenmaximums vom Wert des Abschlußwiderstands abhängt.
- Die Frequenzmessung ist ungenau, da die Lage des Amplitudenmaximums vom Wert des Abschlußwiderstands abhängt.
- Eine genaue Kalibrierung ist wegen des Einflusses der Stellung des Kompensationskondensators prinzipiell nicht möglich, was insbesondere bei höheren Frequenzen zu größeren Meßfehlern bei der Widerstandsmessung führt.
- Die Kompensationseinstellung ist nicht genau definiert und ist bedienerabhängig.

Es wird daher empfohlen, diese Methode nur zur Abschätzung zu verwenden. Für stärkere Nebenresonanzen mit einem Resonanzwiderstand kleiner  $1\text{ k}\Omega$  wird die Messung direkt im  $\pi$ -Glied mit der Abspaltmethode nach 4.4.1 empfohlen. Für die Bewertung schwächerer Nebenresonanzen liefert die Hybridmeßbrücke nach 4.4.3 die am besten reproduzierbaren Ergebnisse.

#### 4.4.3 Hybridmeßbrücke

Dieses Verfahren ist eine Verbesserung der Differentialbrückentechnik nach 4.4.2.. Anstelle des kritischen Übertragers wird ein kommerzieller  $180^\circ$ -Hybridkoppler in  $50\Omega$  - Technik verwendet, wie er von vielen Hersteller angeboten wird. Dieses auch als  $180^\circ$ -Powersplitter oder  $180^\circ$ -Leistungsteiler bezeichnete Bauelement ist für eine Impedanz von  $50\Omega$  optimiert und in einem sehr breiten Frequenzbereich einsetzbar. Um die Breitbandigkeit auszunützen, werden seine Ausgangstore mit  $50\Omega$  - Dämpfungsgliedern abgeschlossen. Die beiden Signalzweige werden am Ausgang elektrisch aufsummiert, womit der Strom durch den  $180^\circ$ -Zweig vom Strom im Quarzzweig subtrahiert und damit eine  $C_0$ -Kompensation erreicht wird. In Bild 4.15 ist eine Version mit einem Kapazitätsdiodenpaar in Antiserie anstelle des Trimmkondensators gezeigt. An den Mittenanschluß der beiden Dioden wird über einen hochohmigen Widerstand (ca.  $100\text{ k}\Omega$ ) die Abstimmspannung angelegt. Die

übrigen Widerstände summieren die Ströme durch die beiden Brückenarme. Zur Vereinfachung können die Summierwiderstände auch entfallen, d.h. die beiden Zweige werden dann am Ausgang zusammengeschaltet. Zur Vermeidung von Kabelrückwirkungen der Zuleitungen empfiehlt es sich in diesem Fall, zwischen Summierpunkt und Ausgang des Adapters ein weiteres Dämpfungsglied (3 dB ... 10 dB) zu schalten.

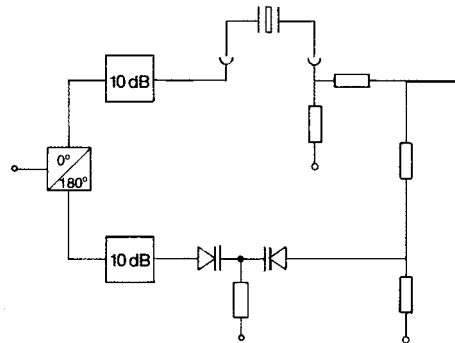


Bild 4.15: Nebenwellenbrücke mit 180°-Hybrid

Die Nachteile des nichtidealen Übertragers werden in dieser Schaltung weitgehend vermieden. Der Hybridkoppler ist exakt in einem 50 Ω - System definierbar und damit die Reproduzierbarkeit gewährleistet. Die Kompensation selbst ist wesentlich breitbandiger als in der Schaltung mit Differentialübertrager nach 4.4.2. Die zwei in 4.4.2 letztgenannten Nachteile bleiben jedoch auch hier erhalten. Damit erlaubt auch dieses Verfahren lediglich eine Widerstands-Abschätzung aufgrund der Amplitude und ergibt nur bedingte Aussagen bei Resonanzen, die sehr nahe auf der Flanke der Hauptresonanz liegen.

Der Widerstand der Resonanzen läßt sich nach dem folgenden Verfahren abschätzen:

- Einfügen eines Kalibrierelements von  $100\ \Omega // x\ \text{pF}$  ( $x = 3 \dots 7\ \text{pF}$ ) anstelle des Quarzes und Einstellen des Kompensationskondensators auf  $x\ \text{pF}$ . Der Ausgangspegel ist der Referenzpegel  $a_{00}$  (in dBm) für  $R_{\text{kal}} = 100\ \Omega$ .
- Einsetzen des Quarzes und Einstellen des Kompensationskondensators auf Kompensation bei der Frequenz der zu bestimmenden Nebenwelle
- Pegeldifferenz (in dB)  $\Delta a = a_{100} - a_{R_i}$  zwischen der Kalibrierung und der minimalen Dämpfung der zu messenden Resonanz bestimmen (langsames Sweepen bzw. manuelles Einstellen).
- Widerstand der Resonanz bestimmen nach der Formel

$$R_i = 200\ \Omega \cdot 10^{\frac{\Delta a}{20}} - 100\ \Omega \quad (95)$$

#### 4.5 Messung der Belastungsabhängigkeit (DLD)

Der DLD-Effekt äußert sich in der Abhängigkeit des Resonanzwiderstands und der Resonanzfrequenz von der Quarzbelastung (Leistung  $P_c$  bzw. Quarzstrom  $I_c$ ). Genauere Untersuchungen (Lit. [28]) zeigen, daß sich dabei die gesamte Resonanzkurve „verbiegt, d.h. der Phasenverlauf  $\varphi(f)$  und damit auch der Blindwiderstand  $X(f)$  in der Umgebung von  $f_s$  nicht mehr geradlinig sind, d.h. sich auch  $C_1$  bzw.  $L_1$  ändern. In der Praxis stören in den meisten Fällen vor allem die Widerstandsänderungen mit der Quarzbelastung.

Die Messung des DLD-Effekts erfordert einige Sorgfalt, da dieser Effekt von der „Vorgeschichte“ des Quarzes abhängt. Da ein DLD-behafteter Quarz unmittelbar nach dem Betrieb bei höherer Quarzbelastung ( $>100\mu\text{W}$ ) oft für eine gewisse Zeit „ausheilt“, d.h. die Belastungsabhängigkeit des Widerstandes vorübergehend verschwindet, muß sichergestellt werden, daß der Quarz mehrere Stunden nicht betrieben wurde. Zur Rekonditionierung in den „Grundzustand“ wird eine längere Vorlagerung - möglichst bei erhöhter Temperatur - dringend empfohlen. In der (DIN) IEC 444-6 (siehe Lit [6]) ist eine Vorlagerung von einer Woche bei Raumtemperatur oder einem Tag bei  $+105^\circ\text{C}$  mit anschließend 2 Stunden Angleichung an die Raumtemperatur vorgesehen. Die Messung muß danach grundsätzlich zuerst bei der niedrigsten Quarzbelastung (Quarzstrom) erfolgen.

Die (DIN) IEC 444-6 unterscheidet zwischen dem passiven und dem aktiven Meßverfahren. Das passive Verfahren erlaubt eine Quantifizierung des DLD-Effekts, nachteilig ist aber, daß die Untergrenze der Quarzbelastung wegen des Eigenrauschens der Meßgeräte begrenzt ist und daß der Quarzstrom nur in diskreten Schritten eingestellt werden kann. Beim aktiven Verfahren mit Testoszillator wird der Quarzstrom beim Anschwingvorgang praktisch von „Null“ erhöht und steigt kontinuierlich bis zur eingestellten Obergrenze an. Allerdings ist nur eine GO / NO GO - Aussage möglich.

#### **4.5.1 Passivmessung**

Es wird das Passiv-Meßverfahren nach (DIN) IEC 444-1 mit  $\pi$ -Netzwerk verwendet. Die niedrigste Quarzbelastung beträgt bei Verwendung eines Vektorvoltmeters  $50\text{ nW}$ , mit einem selektiven Netzwerkanalysator kann bereits ab  $0,1\text{ nW}$  gemessen werden. Die Norm sieht eine Messung von Resonanzfrequenz und -widerstand bei der minimalen Quarzbelastung ( $P_{\min}$  bzw.  $I_{\min}$ ), danach bei der maximalen Quarzbelastung  $P_{\max}$  ( $I_{\max}$ ) (üblicherweise der Nennbelastung) und abschließend wieder bei der minimalen Belastung vor. Wesentliches Prüfkriterium ist die zulässige maximale relative Änderung  $\gamma$  des Resonanzwiderstandes. Hierzu ist in (DIN) IEC 444-6 eine Grenzwertkurve in Abhängigkeit vom Wert des Resonanzwiderstandes angegeben (siehe Bild 4.16)

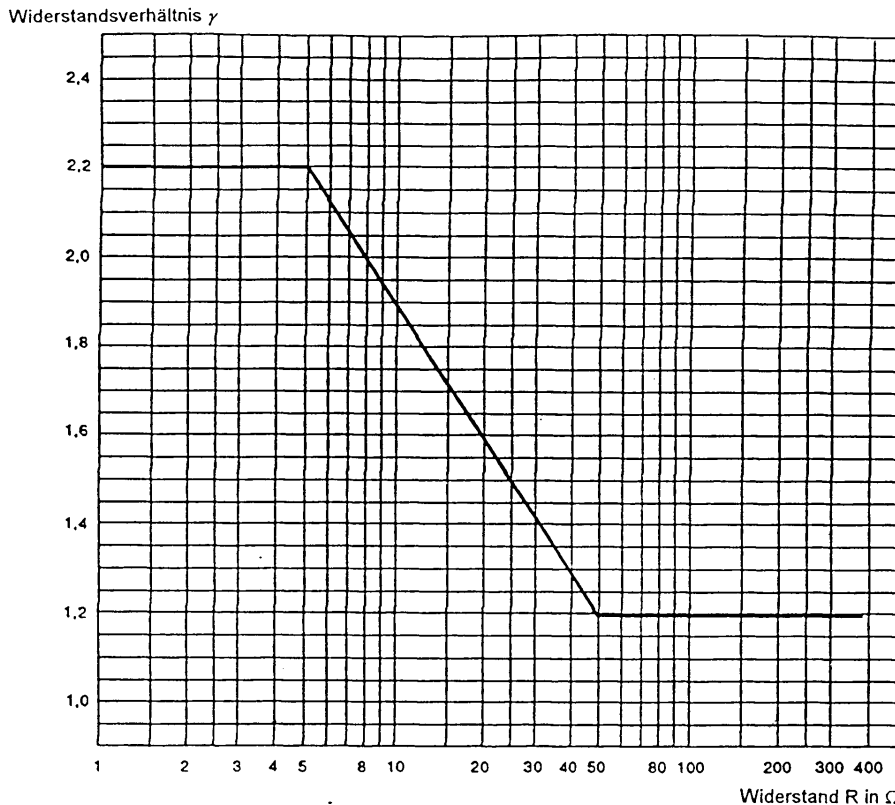


Bild 4.16: Maximal zulässige Widerstandsänderung in Abhängigkeit vom Resonanzwiderstand nach DIN IEC 444-6 (aus [6])

Dieses Meßverfahren ist einfach zu implementieren, die Aussagefähigkeit reicht aus, um damit den weitaus größten Teil an „suspekten“ Quarzen herauszufinden. Quarze mit einem „schmalbandigen“ DLD-Effekt, der nur in einem schmalen Leistungsbereich auftritt, erfordern aber mehr Meßpunkte. Mit einem programmierbaren oder rechnergesteuerten Netzwerkanalysator kann eine geeignete Meßsequenz realisiert werden, bei der mit kleiner Schrittweite die Generatorleistung aufwärts gesweept wird und dabei Resonanzfrequenz und -widerstand gemessen werden. Empfohlen wird der Bereich 50 nW bis 200  $\mu$ W mit 3 Meßpunkten pro Dekade, d.h. bei 50 nW, 100 nW, 200 nW, 500 nW usw. Bei niedrigen Belastungen muß zur Reduzierung des Fehlers durch Rauschen eine Mehrfachmessung erfolgen. Höhere Belastungen als 200  $\mu$ W können in den Bereich führen, bei dem die Schwingung des Quarzes nicht mehr harmonisch (d.h. sinusförmig) ist, der nicht mehr zum eigentlichen DLD-Effekt gerechnet wird. Bild 4.17 zeigt das Ergebnis einer Mehrpunktemessung bei einem Quarz mit deutlichem DLD-Effekt.

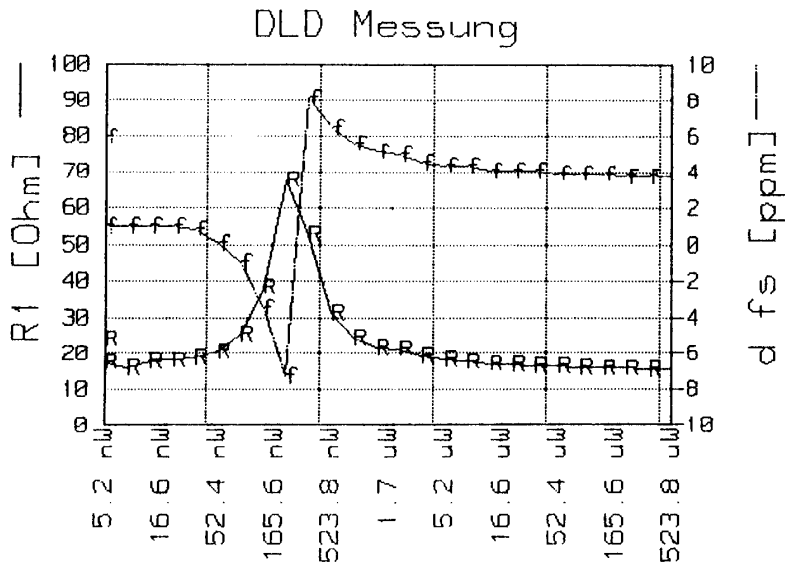


Bild 4.17: Passive DLD-Messung nach der Mehrpunktmethode

Die in vielen Netzwerkanalysatoren implementierte CW-Amplitudensweep-Funktion ist für eine DLD-Messung nicht brauchbar, da diese bei fester Frequenz arbeitet, die Resonanzfrequenz von Quarzen sich aber bei steigender Quarzbelastung ändert, wodurch der Meßpunkt auf der Resonanzkurve entlangwandert und falsche Ergebnisse liefert.

#### 4.5.2 Aktivmessung mit Testoszillator

In (DIN) IEC444-6 wird die Schaltung eines Testoszillators angegeben, der für AT-Grundwellenquarze geeignet ist. Der Oszillator hat einen negativen Innenwiderstand von  $R_G = -200 \Omega$ . In Reihe zum Quarz wird ein variabler Widerstand geschaltet, der auf den Wert  $|R_G| - R_{max}$  eingestellt wird, wobei  $R_{max}$  der maximal zulässige Resonanzwiderstand infolge DLD ist. Bei Überschreiten des  $R$ -Grenzwertes während des Anschwingvorgangs - d.h. im gesamten Quarzbelastungsbereich - setzt die Oszillatorschwingung auf, was von der nachfolgenden Detektorschaltung detektiert und mit LED o.ä. angezeigt werden kann (Bild 4.18).

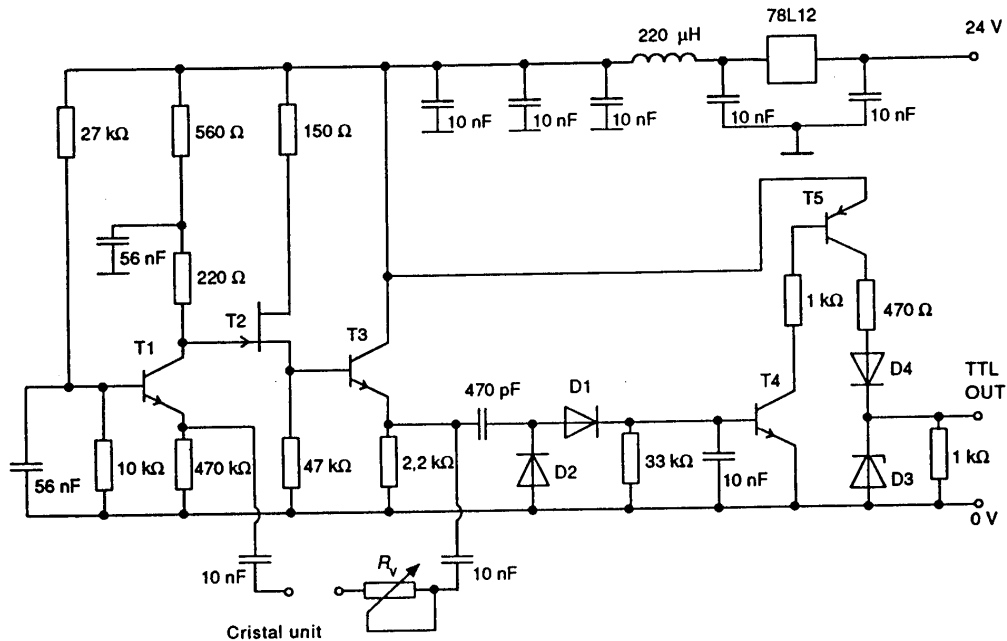


Abb. 4.18: Testschaltung für aktive DLD-Prüfung (aus [6])

Die Schaltung eignet sich insbesondere für die Serienprüfung größerer Stückzahlen. Für Obertonquarze etc. ist eine andere Schaltung erforderlich. Die Prüfung erfolgt lediglich gegen einen Grenzwert. Quarze für Anwendungen, bei denen auch die Größe der Änderung des Resonanzwiderstands (bzw. der Resonanzfrequenz) wesentlich ist, können damit nicht selektiert werden.

Eine aktive DLD-Messung im Oszillator mit einstellbarem Quarzstrom ist durch eine Steuerung des Arbeitspunkts des Oszillatortransistors möglich. Beispiele dafür werden in Lit. [31] bis [33] beschrieben. Die Prinzipschaltung zur Messung der Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Belastungsänderung ist in Bild 4.19 wiedergegeben.

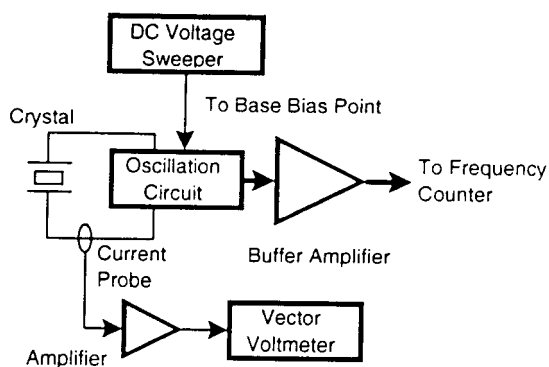


Bild 4.19: Blockschaltbild zur DLD-Messung mit kontinuierlicher Variation des Quarzstroms (aus [32])

Die Stromänderung ist hiermit nur in gewissen Grenzen (im Verhältnis von ca. 10:1) einstellbar, womit nur schmalbandige DLD-Effekte meßbar sind. Derartige Schaltungen erlauben daher nicht den Test des Anschwingverhaltens bei extrem niedriger Quarzbelastung selbst, können aber Dips identifizieren, die mit Frequenzdiskontinuitäten über Zeit oder über Temperatur korrelieren.



## 4.6 Messung des Temperaturgangs von Frequenz und Widerstand

### 4.6.1 TK-Meßtechnik

Die Messung des Temperaturgangs von Frequenz und Widerstand („TK-Messung“) ist bei der Nennbelastung des Quarzes durchzuführen. Die Quarzmeßtechnik basiert üblicherweise auf der Passiv-Meßtechnik nach (DIN) IEC 444-1, -2 oder -5. Für geringere Genauigkeit werden gelegentlich Meßsysteme mit Testoszillatoren verwendet. Geeignete komplette Meßsysteme für die TK-Messung von Schwingquarzen sind kommerziell erhältlich.

Wegen des Einflusses der Lastkapazität sind Grundwellenquarze unbedingt und Obertonquarze möglichst bei der spezifizierten Lastresonanz zu messen. Dies kann mit physikalischen Lastkapazitäten in Serie zum Quarz (siehe Abschnitt 4.3.1) oder durch die in Abschnitt 4.3.2 beschriebene softwarebasierte Methode erfolgen. Die (physikalischen) Lastkondensatoren sollten außerhalb der Temperaturkammer angebracht sein und einen ausreichend kleinen Temperaturkoeffizienten besitzen. In den meisten Fällen, d.h. zur Bestimmung des regulären TK-Verlaufs, ist eine Messung bei drei bis fünf Temperaturen ausreichend. Da Schwingquarze auch dynamische thermische Effekte aufweisen, sollte die Temperatur vor der Messung ausreichend lange stabilisiert sein (mindestens 3...5 min.) und die Änderungsgeschwindigkeit beim Wechsel zur nächsten Meßtemperatur sollte nicht mehr als 10 K/min betragen. Um schmalbandige TK-Einbrüche (sog. Frequenzdips durch gekoppelte Moden) messen zu können, ist eine quasi kontinuierliche Messung im Abstand von 1°C bis 5°C oder eine kontinuierliche Messung mit einer Temperaturrampe von ca. 1 K/min erforderlich. Derartige Messungen ergeben eine Verschiebung der TK-Kurve in Richtung des zeitlichen Temperaturgradienten. Die Meßdaten der Frequenz werden auf eine Referenztemperatur bezogen, üblicherweise 25°C, und als Frequenzabweichung in ppm angegeben. Zur Prüfung der Einhaltung der TK-Forderung im gesamten Arbeitstemperaturbereich werden die ppm-Werte mathematisch an ein Polynom 3. oder 4. Ordnung angepaßt („gefittet“). Die Meßgenauigkeit und sogenannte TK-Einbrüche (Frequenzdips durch gekoppelte Moden) werden durch die Abweichung der Meßdaten von der gefitteten Kurve charakterisiert. (siehe 4.6.2, Bild 4.20). Die TK-Hysterese wird üblicherweise bestimmt durch die Frequenzdifferenz bei einer zweiten Ansteuerung der Referenztemperatur.

Die Meßdaten des Widerstands werden auf Überschreiten des maximal zulässigen Wertes geprüft. In Sonderfällen wird der Widerstandsverlauf über Temperatur durch Geraden bzw. Geradenstücke approximiert.

### 4.6.2 Auswertung von TK-Daten

Grundlage ist die TK-Kurve von AT-Schwingquarzen, die mit ausreichender Genauigkeit durch die sogenannte Bechmann-Formel beschrieben werden kann:

$$\frac{\Delta f}{f} = A_1 (T - T_{\text{ref}}) + A_2 (T - T_{\text{ref}})^2 + A_3 (T - T_{\text{ref}})^3 \quad (96)$$

mit den Koeffizienten

$$A_1 = -0,08583 \Delta\varphi$$

$$A_2 = 0,39 \cdot 10^{-3} + 0,07833 \cdot 10^{-3} \Delta\varphi$$

$$A_3 = 109,5 \cdot 10^{-6} - 0,033 \cdot 10^{-6} \Delta\varphi$$

Wenn die Bezugstemperatur  $T_{ref}$ , bei der  $\Delta f=0$  gesetzt ist, weit von  $25^\circ\text{C}$  entfernt ist, kann ein Glied 4. Ordnung der Form  $A_4 (T - T_{ref})^4$  hinzugefügt werden. Dies wird im folgenden vernachlässigt.

Die Bechmannformel vereinfacht sich, wenn das Polynom statt auf ein beliebiges  $T_{ref}$  auf die Wendepunktstemperatur  $T_{inv}$  bezogen wird:

$$\frac{\Delta f}{f} [\text{ppm}] = a_1 (T - T_{inv}) + a_3 (T - T_{inv})^3 \quad (97)$$

wobei

$$a_3 = 1,05 \cdot 10^{-4} (\pm 10\%)$$

$$a_1 = -0,085 \Delta\varphi$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{zz'} - \varphi_0 \text{ (Winkeloffset in Minuten zum „Nullwinkel“ } \varphi_0)$$

Die Formel ist mit geänderten Werten von  $a_1$ ,  $a_3$  und  $T_{inv}$  auch auf SC-Quarze anwendbar.

Bei der grafischen Auswertung wird üblicherweise die mathematisch an die Meßwerte angepaßte TK-Kurve dargestellt, in der die Meßwerte als Punkte markiert sind. Ein besseres Bild über die Qualität der Kurvenanpassung und über eventuelle TK-Diskontinuitäten (TK-Dips) gibt eine grafische Darstellung der Differenz zwischen der gefitteten TK-Kurve und den Meßwerten. Bild 4.20 gibt ein Beispiel wider.

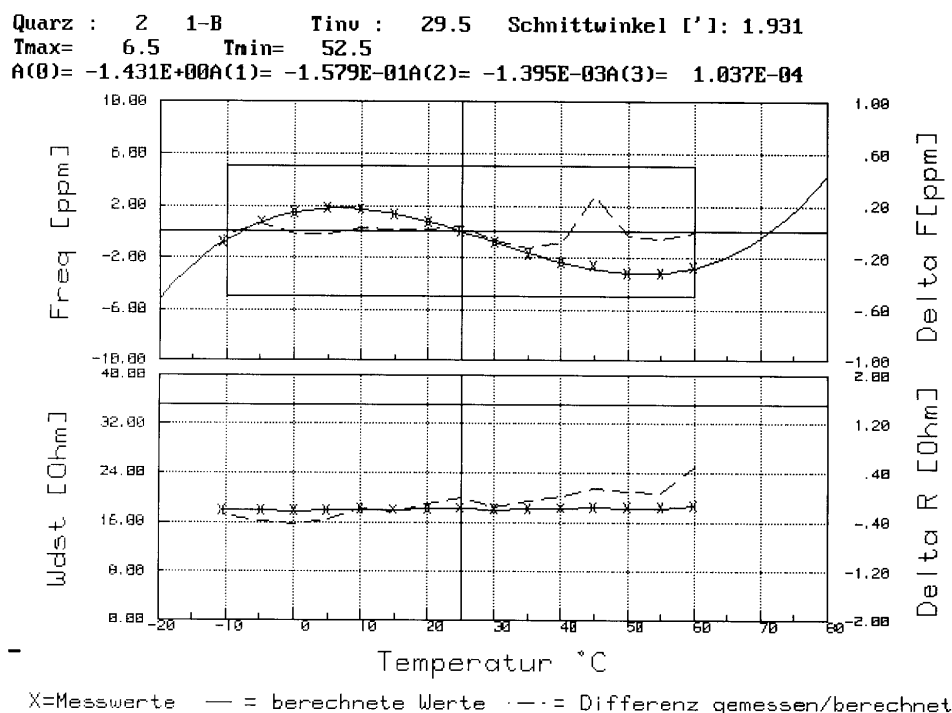


Bild 4.20: TK-Verlauf von Resonanzfrequenz und -widerstand über Temperatur

#### 4.6.2.1 Messung bei 2 Temperaturen

Eine Messung bei zwei Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  liefert als Meßwert eine Frequenzdifferenz, d.h. es kann nur ein Koeffizient ( $a_1$ ) in der Formel bestimmt werden, die übrigen zwei ( $a_3$  und  $T_{inv}$ ) müssen vorausgesetzt werden:

$$a_3 = 1,05 \cdot 10^{-4}$$

$$T_{inv} = 25^\circ \dots 28^\circ\text{C} \text{ für planparallele Quarze}$$

$$T_{inv} = 28^\circ \dots 35^\circ\text{C} \text{ für Konvexquarze.}$$

Aus der relativen Frequenzdifferenz

$\Delta f = \frac{f_2 - f_1}{f_1}$  [ppm] zwischen den beiden Meßtemperaturen erhält man

$$a_1 = \frac{\Delta f}{T_2 - T_1} - a_3 (T_2 - T_1) (T_2 - T_{inv}) \quad (98)$$

Damit kann dann der gesamte TK-Verlauf nach der obigen Formel berechnet werden.

#### 4.6.2.2 Messung bei 3 Temperaturen

Drei Meßtemperaturen ergeben zwei Frequenzdifferenzen, d.h. es können damit zwei der drei Konstanten frei bestimmt werden. Es wird daher  $a_3 = 1,05 \cdot 10^{-4}$  fest vorgegeben. Aus den Frequenzdifferenzen bei den Temperaturen  $T_1$  und  $T_3$  bezogen auf die Messung bei der mittleren Temperatur  $T_2$  berechnen sich dann die gesuchten Koeffizienten zu

$$a_1 = \frac{1}{N} (\Delta T_3^2 (\Delta f_1 - a_3 \Delta T_1^2) - \Delta T_1^2 (\Delta f_3 - a_3 \Delta T_3^2)) \quad (99)$$

$$a_2 = \frac{1}{N} (\Delta T_1 (\Delta f_3 - a_3 \Delta T_3^3) - \Delta T_3^2 (\Delta f_1 - a_3 \Delta T_1^3)) \quad (100)$$

mit

$$\Delta f_1 = \frac{f_1 - f_2}{f_2} \text{ [ppm]} \quad \Delta f_3 = \frac{f_3 - f_2}{f_2} \text{ [ppm]} \quad (101)$$

$$\Delta T_1 = T_1 - T_2 \quad \Delta T_3 = T_3 - T_2 \quad (102)$$

$$N = \Delta T_1 \Delta T_3 (T_3 - T_1) \quad (103)$$

Die Inversionstemperatur erhält man dann aus

$$T_{inv} = T_2 - \frac{a_2}{3 a_3} \quad (104)$$

Daraus kann nun die gesamte TK-Kurve entsprechend der obigen Formel berechnet werden. Die Umkehrpunkte (falls vorhanden) errechnen sich dann aus

$$T_{max} = T_{inv} - \frac{\sqrt{a_2^2 - 3 a_1 a_3}}{3 a_3} \quad (105)$$

$$T_{min} = T_{inv} + \frac{\sqrt{a_2^2 - 3 a_1 a_3}}{3 a_3} \quad (106)$$

#### 4.6.2.3 Messung bei 4 und mehr Temperaturen

Bei vier Meßtemperaturen können alle drei Koeffizienten der TK-Parabel exakt berechnet werden, ohne daß zusätzliche Annahmen gemacht werden müssen. Liegen die Meßtemperaturen ungünstig, d.h. sind sie stark asymmetrisch zum Wendepunkt oder beinhaltet ihr Intervall nicht die beiden Umkehrpunkte  $T_{max}$  und  $T_{min}$ , dann ergeben sich trotz guter mathematischer Anpassung ungenaue Koeffizientenwerte, insbesondere für  $a_3$  und  $T_{inv}$ . In solchen Fällen sollte z. B.  $a_3$  auf Plausibilität überprüft - und bei stärkerer Abweichung dann fest vorgegeben werden (siehe 4.6.2.1).

Bei fünf und mehr Meßtemperaturen wird eine Kurvenanpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate („least-square fitting“) durchgeführt. Dies kann relativ einfach z.B. mit Hilfe des SOLVERS des Tabellenkalkulationsprogramms EXCEL oder mit speziellen Programmen erfolgen. Auch hier gelten die gleichen Gesichtspunkte bezüglich der Genauigkeit je nach Lage der Meßtemperaturen.

## 4.7 Messung der zeitlichen Stabilität

### 4.7.1 Kurzzeitstabilität (Phasenrauschen)

Die Messung der Kurzzeitstabilität im Zeitbereich (Allan-Varianz) und im Frequenzbereich (Phasenrauschen) erfolgt für Schwingquarze meistens in Testoszillatoren. Diese entsprechen entweder der endgültigen Anwenderschaltung oder sind speziell entworfene Oszillatoren mit einem möglichst geringen Eigenbeitrag zum Phasenrauschen. Die Meßmethoden hierfür sind in Kapitel 7 beschrieben. Bei der Verwendung von Testoszillatoren können die Beiträge von Resonator und Oszillatorschaltung meßtechnisch nicht getrennt werden, es gilt nur die allgemeine Faustregel, daß das trägernaher Rauschen - d.h. innerhalb der Gütebandbreite - wesentlich durch den Quarz bestimmt wird und das trägerferne Grundrauschen (Abstand  $> 1 \dots 10$  kHz) vorwiegend durch die Schaltung verursacht wird.

Es ist aber auch eine passive Messung des dem Schwingquarz inhärenten Phasenrauschens (englisch: „residual noise“) ohne Testoszillator möglich (siehe Lit. [34]). Der Meßaufbau ist in Bild 4.21 gezeigt. Das Signal einer möglichst rauscharmen Quelle (Synthesizer) wird nach der Verstärkung auf einen ausreichend hohen Pegel (ca. +27dBm) über einen Leistungsteiler in den Meßkanal und den Referenzkanal aufgeteilt. Das Meßobjekt (DUT - device under test) kann - wie hier besprochen - ein Quarz sein, aber auch andere aktive und passive Bauelemente wie Verstärker usw. können mit dem gleichen Aufbau getestet werden. Im Referenzkanal befindet sich ein Phasenschieber, mit dem  $90^\circ$  Phasendifferenz der beiden Signale (Phasenquadratur) eingestellt wird.

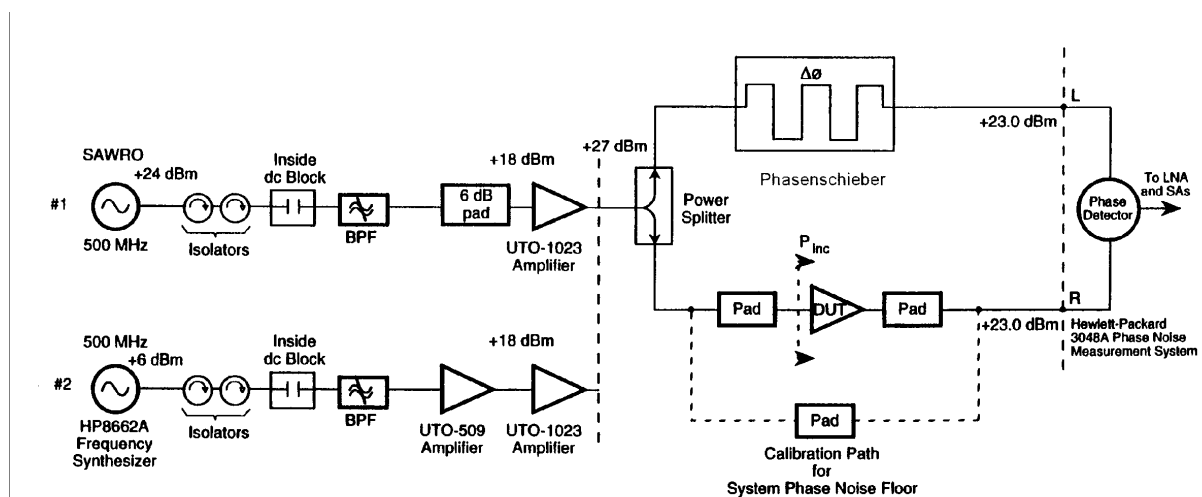


Bild 4.21: Passive Messung des Phasenrauschens („residual phase noise“) (aus [34])

Der Phasenschieber ist bei niederen Frequenzen als L-C-Glied wie z.B. gemäß Abb. Bild 4.22 ausgeführt, bei höheren Frequenzen ( $> 100$  MHz) kann es als variable Leitung realisiert werden.

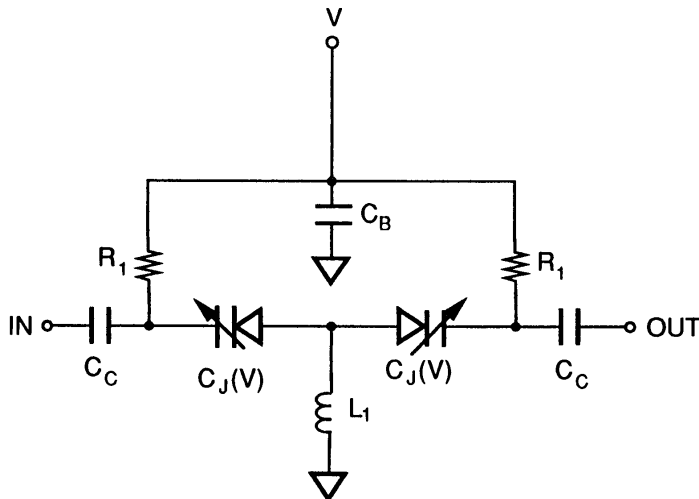


Bild 4.22: L-C-Phasenschieberschaltung

Beide Kanäle werden auf einen rauscharmen Phasendetektor geleitet und das Ausgangssignal im Frequenz- oder Zeitbereich analysiert, z.B. mit einem handelsüblichen Phasenrausch-Meßplatz wie z.B. dem faktischen „Industriestandard“ HP 3048A.

Diese Meßmethode arbeitet im Unterschied zu einem Oszillator mit offener Schleife. Im trägernahen Bereich innerhalb der Gütebandbreite besteht hier im Idealfall reines  $1/f$  - Funkelrauschen. Dies muß bei der Interpretation des  $\mathcal{L}_R(f)$  - Verlaufs beachtet werden (siehe Bild 7.10 in Kap. 7). Aus dem absoluten Niveau der  $\mathcal{L}_R(f)$  - Kurve in Trägernähe (z.B. bei 1 Hz) kann dann das Eigenrauschen des Quarzes klassifiziert werden. Die Abweichung von der idealen Geraden mit  $-10\text{dB/Dekade}$  Steigung ist ein Maß für irreguläres Rauschverhalten des Resonators. Aus dem gemessenen inhärenten Resonatorrauschen  $\mathcal{L}_R(f)$  im trägernahen  $1/f$ -Bereich kann dann gemäß dem Leeson Modell (Kapitel 7) der Koeffizient  $\alpha_R$  in der Leeson Formel (Kapitel 7, Gleichung (14)) berechnet werden:

$$\alpha_R = \frac{1}{(2 Q_L f_0)^2} f^2 10^{\frac{\mathcal{L}_R(f)}{10}} \quad (107)$$

Die Messung ist recht kritisch und muß sehr sorgfältig und möglichst mehrmals durchgeführt werden. Vorher sollte das Eigenrauschen des Meßsystems (Rauschflur) ohne Resonator ermittelt werden.

#### 4.7.2 Langzeitstabilität (Alterung)

Es ist zu unterscheiden zwischen der normalen Alterungsprüfung, die üblicherweise als passiver Test über 30 Tage bei  $+85^\circ\text{C}$  durchgeführt wird, und der sog. erweiterten Alterungsprüfung über 1000 bis 8000 Stunden bei  $+85^\circ\text{C}$  (siehe Lit. [7]). Beschleunigte Alterungsprüfungen werden bei  $+105^\circ\text{C}$  oder  $+125^\circ\text{C}$  über 168 Stunden ausgeführt. Erweiterte und beschleunigte Alterungsprüfungen dienen nur zu Informationszwecken. Bei diesen Meßverfahren wird üblicherweise vor Beginn des Alterungstests und am Ende des Tests Resonanzfrequenz und Widerstand gemessen und die Änderung mit dem zulässigen Grenzwert verglichen.

Die Messung der Langzeitstabilität von Präzisionsquarzen mit sehr niedriger Alterungsrate (deutlich kleiner als 1 ppm/Jahr) wird üblicherweise als sog. aktive

Messung in speziellen Testoszillatoren bei konstanter Umgebungstemperatur oder besser in temperaturstabilisierten Oszillatoren (OCXOs) ausgeführt. Wesentlich ist, daß die Oszillatorschaltung und die Umgebungsbedingungen einen deutlich kleineren Einfluß auf die Frequenz haben als die zu messende Frequenzalterung beträgt.

Durch eine Verfeinerung der Passivmeßtechnik zu sehr hoher Präzision läßt sich auch eine passive Alterungsmessung realisieren, bei der Quarz nur zum Zeitpunkt der Messung elektrisch angeregt wird.

#### *4.7.2.1 Aktive Alterungsmessung*

Die Testoszillatoren mit den zu prüfenden Schwingquarzen werden in einer Temperaturkammer mit einer Stabilität im Bereich  $1/100\text{ K} \dots 1/10\text{ K}$  untergebracht und schwingen kontinuierlich. Für hohe Genauigkeit im ppb- ( $10^9$ ) Bereich werden temperaturstabilisierte Oszillatoren (OCXOs) verwendet, die auf dem Umkehrpunkt des Quarzes betrieben werden.

Ausgewertet wird die zeitliche Änderung der Oszillatorfrequenz. Die Stabilität der Oszillatorsschaltung beeinflusst unmittelbar das Meßergebnis, die frequenzbestimmenden Bauelemente müssen daher eine hohe Langzeitstabilität aufweisen, ebenso muß die Quarzbelastung konstant sein. Ferner muß die Temperatur des Quarz-Heizblocks sehr stabil sein. In gewissen Fällen kann der Einfluß der Testoszillatorschaltung und des Quarzes meßtechnisch separiert werden, ein Verfahren und experimentelle Ergebnisse sind in Lit. [35] beschrieben.

#### *4.7.2.2 Passive Alterungsmessung*

Jedes Entnehmen der Quarze aus der Alterungskammer für Zwischenmessungen führt zu Frequenzverschiebungen infolge des thermischen Streß und verfälscht somit das Meßergebnis. Besser ist es, die Quarze über die ganze Alterungsperiode in der Temperaturkammer zu belassen.. Temperaturschwankungen der Kammer haben direkten Einfluß auf die Meßgenauigkeit, weshalb für höhere Genauigkeit die Quarze in der Nähe des Umkehrpunkts gemessen werden sollten. Vor jeder Messung ist das Meßsystem sehr sorgfältig zu kalibrieren. Außerdem ist zu beachten, daß die Messung bei der spezifizierten Quarzbelastung durchgeführt wird, wobei mehrere aufeinanderfolgende Messungen bis zum Erreichen des inneren Gleichgewichts erfolgen sollten.

Vorteil der passiven Alterungsmessung ist, daß neben der Frequenz auch die Änderung der übrigen Quarzparameter - insbesondere des Resonanzwiderstands - über Zeit überprüft werden kann. Außerdem werden die Messungen nicht durch Einflüsse des Testoszillators verfälscht. Nachteilig kann der intermittierende Betrieb sein, da der Quarz nur zur Messung kurzzeitig angeregt wird.

Geeignete Verbesserungen der IEC444-Methode zum Erreichen einer Frequenzgenauigkeit von  $10^8 \dots 5 \cdot 10^9$  werden in Lit. [36] geschildert, E. Hafner hat seine Mikrobrückenmethode soweit perfektioniert, daß mit seinem (kommerziell erhältlichen) System in Verbindung mit einer hochstabilen Temperaturkammer mit einer Stabilität von  $1\text{ mK}$  eine Frequenzgenauigkeit von besser  $10^{10}$  erreicht werden kann (Lit. [37]). Die Ergebnisse einer Passivalterung in diesem System werden mit der Aktivalterung in Lit. [38] und [39] verglichen, wobei trotz der verschiedenen Betriebsbedingungen eine gute Korrelation beobachtet wurde.

#### 4.7.2.3 Auswertung von Alterungsdaten

Prinzipiell ist bei Alterungsmessungen zwischen der Einlaufperiode in den ersten ein bis zwei Tagen und der darauf folgenden Alterungsperiode zu unterscheiden. Quarze mit vergleichbarer Langzeitalterung können unterschiedlich starkes Einlaufverhalten zeigen. Zur Bewertung der Alterung werden deshalb z.B. in MIL-C-49468 (Lit. [16]) nur die Alterungsdaten nach einem Einlauf von 48 Stunden herangezogen.

Die Zuverlässigkeit von Alterungsprognosen hängt sehr stark von der Zahl der Meßpunkte und der Länge der Alterungsmessung ab. Für genauere Aussagen bei Präzisionsquarzen ist eine Alterungsdauer von ca. 2 - 4 Wochen mit mindestens einmal täglichen Messungen sinnvoll.

Für die Alterungsprognose werden die Meßdaten der Frequenzalterung an eine mathematische Funktion gefittet. In der Literatur werden hierfür verschiedene Funktionen verwendet, die für unterschiedlichen Alterungsprozesse stehen oder rein mathematisch ohne physikalischen Hintergrund sind (Lit. [39] und [41]). Die gebräuchlichste Alterungsformel ist eine logarithmische Funktion der Form

$$\Delta f/f_0 = A_0 + A_1 \log(1 + A_2 t) \quad (108)$$

die auch in den MIL-Standards für „normale“ Quarze (MIL-C-3098, Lit. [15]) und für Präzisionsquarze (MIL-C-49468, Lit. [16]) verwendet werden. Der Koeffizient  $A_2$  hat die Dimension  $s^{-1}$ , das heißt  $A_2^{-1} = \tau_2$  entspricht einer Zeitkonstante für den Alterungsprozeß.

Die Anpassung der Meßdaten an diese Funktion erfolgt nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (least-square-fitting), wofür bei Filler in Literaturreferenz [40] ein geeignetes Auswerteprogramm beschrieben wird. Ebenso können einschlägige Programmmodule oder z.B.: der EXCEL-SOLVER verwendet werden.

Die Alterungsprognose wird bei Präzisionsquarzen üblicherweise auf einen Punkt nach 30 Tagen Einlauf bezogen, von dem ab die Alterung pro Monat und Jahr errechnet wird. Für die Alterung pro Tag wird die Steigung der Alterungskurve am 30. Tag errechnet.

Zu beachten ist, daß die tatsächliche Langzeitalterung auch durch ausgefeilte mathematische Verfahren nicht exakt vorausgesagt werden kann, eine Unbestimmtheit der Alterungsrate von bis zu Faktor 2 ist nicht außergewöhnlich, selbst bei konstanten Testbedingungen. Experimentelle Vergleiche der beobachteten Langzeitalterung mit der aus einer Voralterung über 30 Tage prognostizierten Alterung werden für verschiedene Quarztypen in Lit. [39] berichtet. Bei realistischen Betriebsbedingungen mit wechselnden Temperaturen, Ein- und Ausschaltzyklen usw. kommen weitere Unsicherheitsfaktoren dazu.

#### 4.8 Literaturliste

- [1] DIN IEC 444 Messung von Schwingquarz-Kennwerten  
Teil 1: Verfahren zur Messung der Resonanzfrequenz und des Resonanzwiderstandes nach der Null-Phasenmethode in einem  $\pi$ -Netzwerk
- [2] DIN IEC 444 Messung von Schwingquarz-Kennwerten  
Teil 2: Messung der dynamischen Kapazität von Schwingquarzen nach der Phasenoffsetmethode
- [3] DIN IEC 444 Messung von Schwingquarz-Kennwerten  
Teil 3: Verfahren zur Messung der Zweipol-Parameter von Schwingquarzen bis 200

- MHz nach der Phasenmethode in einem  $\pi$ -Netzwerk mit Kompensation der Parallelkapazität  $C_0$
- [4] DIN IEC 444 Messung von Schwingquarz-Kennwerten  
Teil 4: Verfahren zur Messung der Lastresonanzfrequenz  $f_l$ , des Lastresonanzwiderstandes  $R_l$  und Berechnung anderer hergeleiteter Werte von Schwingquarzen bis 30 MHz
  - [5] DIN IEC 444 Messung von Schwingquarz-Kennwerten  
Teil 5: Meßverfahren zur Bestimmung der elektrischen Ersatzschaltungsparameter von Schwingquarzen mit automatischer Netzwerkanalysatortechnik und Fehlerkorrektur.
  - [6] DIN IEC 444 Messung von Schwingquarz-Kennwerten  
Teil 6: Messung der Belastungsabhängigkeit (DLD)
  - [7] DIN EN 168000 (CECC 68000): Fachgrundspezifikation: Schwingquarze
  - [8] DIN EN 168100 (CECC 68100): Rahmenspezifikation. Schwingquarze
  - [9] DIN EN 169101 (CECC 68101): Vordruck für Bauartspezifikation: Schwingquarze
  - [10] DIN EN 168200 (CECC 68200): Rahmenspezifikation. Schwingquarze (Bauartzulassung)
  - [11] DIN EN 169201 (CECC 68201): Vordruck für Bauartspezifikation: Schwingquarze (Bauartzulassung)
  - [12] DIN 45105 Teil 4: Meßverfahren für Schwingquarze: Messung der Frequenz und des Resonanzwiderstandes der Nebenresonanzen von Filterquarzen
  - [13] IEC 283: Methods for the Measurement of Frequency and Equivalent Resistance of Unwanted Resonances of Filter Crystal Units
  - [14] IEC 302: Standard Definitions and Methods of Measurement for Piezoelectric Vibrators operating over the Frequency Range up to 30 MHz
  - [15] MIL-C-3098, Military Specification, General Specification for Quartz Crystal Units
  - [16] MIL-C-49468, Military Specification, General Specification for Precision Quartz Crystal Units
  - [17] Neuscheler, F.: Schwingquarz-Daten - mit Netzwerk-Analysatoren gemessen; Elektronik, H.19 (18.9.1987), S.155-162
  - [18] Neubig, B.: Measurement of Quartz Crystal Units up to 500 MHz and Above by the Use of a Pi-Network with Error Correction; Proc. 11<sup>th</sup> Quartz Devices Conference (1989), Vol.1, S.60-68
  - [19] Neubig, B.: Fortschritte auf dem Gebiet der Schwingquarz-Meßtechnik bis 500 MHz; Tagungsdokumentation ZVEI-Symposium Schwingquarze '89; Fachverband Bauelemente der Elektronik im ZVEI (1989), S.107-126
  - [20] Neubig, B, Zimmermann, R.: Recent Advances on the Measurement of Quartz Crystal Units up to 500 MHz and Above by the Use of a Pi-Network with Error Correction; Proc 2<sup>nd</sup> International Conf. on Frequency Control and Synthesis, Leicester/UK (1989), IEE Conference Publ. No. 303, S. 11-17
  - [21] Neubig, B., Schulzke, L.: Improved PI-Network Measurement of All Quartz Crystal Parameters by Appropriate Modelling of the Test Fixture; Proc. 6<sup>th</sup> European Frequency and Time Forum (1992), S 111-117
  - [22] Rademaker, S.: Determination of Crystal Electrical Parameters With the Direct Transmission Method (IEC 444-5) Using the SNA-120A Crystal Test Setup; Rapid Measurement of LF Quartz Resonators; Proc. 15<sup>th</sup> Piezoelectric Devices Conference (1993); S.41-53
  - [23] Smith, W.L.: An Overview of a Proposed Standard Method for the Measurement of the Equivalent Electrical Circuit Parameters of Quartz Crystal Units up to 1 GHz; Proc. 6<sup>th</sup> Quartz Devices Conference (1984), S.1-41
  - [24] Peach, R.C., Morris, S.E.: A System for Precision Measurement on Quartz Crystal Resonators, And Bipoles; Proc. 39<sup>th</sup> Annual Symposium on Frequency Control (1985), S.527-534
  - [25] Smith, W.L.: Summary Report of Working Group 6 [Measurements] Activities During the TC/49 Meeting in Brighton, England 7/3 - 7/7, 1989; Proc. 1<sup>st</sup> Quartz Devices



- Conference (1989), S.82-85
- [26] Smith,W.L.: EIA Standard 512: Some Further Discussion and Comments; Proc. 7<sup>th</sup> Quartz Devices Conference (1985); S.13-51
- [27] Neubig,B.: PI-Network Measurement of the Load Resonance frequency Without Load Capacitor; Proc. 4<sup>th</sup> European Frequency and Time Forum (1990), S.481-486  
Neubig,B.: Error Analysis for Load Resonance Measurements Without a Load Capacitor; Proc. 12<sup>th</sup> Piezoelectric Devices Conference (1990), S.75-83
- [28] Saunders,J.L.: Drive Level Effects on Transmission Measurement of „AT“ Overtone Resonators; Proc. 5<sup>th</sup> Quartz Crystal Conference (1983), S. 154-161
- [29] Neubig,B.: Measurement of Spurious Resonances of Crystal Units Using Network Analysers with Error Correction; Proc. 8<sup>th</sup> European Frequency and Time Forum (1994), S.103-109
- [30] Neubig,B.: Recent Advances In The Measurement of Spurious Resonances Of Crystal Units; Proc. 9<sup>th</sup> European Frequency and Time Forum (1995), S.469-472
- [31] Koyama,M., Watanabe,Y. ,Sekimoto,H., Oomura,Y.: A Novel Technique for Measuring Drive Level Dependence of Quartz Unis; Proc. 9<sup>th</sup> European Frequency and Time Forum (1995), S.16-19
- [32] Koyama,M., Watanabe,Y. ,Sekimoto,H., Oomura,Y.: An experimental Study of Long Term Aging of Quartz Oscillators; Proc1995 IEEE International Frequency Control Symp.(1995), S.620-622
- [33] Koyama,M., Watanabe,Y. ,Sekimoto,H., Oomura,Y.: An Improved Method for Measuring the DLD-Characteristics of Quartz Resonators; 1996 IEEE International Frequency Control Symp. (1996)
- [34] Montress,G.K.,Parker,T.E.: Introduction to High Stability SAW Oscillators, Part II: Residual Phase Noise Measurements on Components; Tutorial at 1995 IEEE International Frequency Control Symp. (1995)
- [35] Weaver,G., Hanson,W., Wickard,T.: An Insitu Technique for the Resolution of Aging Contributions between Quartz Resonators and Oscillator Circuits; Proc. 1996 IEEE International Frequency Control Symp. (1996)
- [36] Popovic,V.,Dabic,J.,Popovic-Milovanovic,V.: Precise Measurements of Quartz Crystals in a PI-Network; Proc. 9<sup>th</sup> Quartz Devices Conf. (1987), S.21-29
- [37] Hafner,E., Jackson,H.W.: Aging Measurements on Quartz Crystals in the Batch Mode; Proc. 40<sup>th</sup> Annual Frequency Control Symposium (1986), S.306-312
- [38] Neubig,B.: Comparison of Passive and Active Aging of SC-Cut and AT-Cut Crystals; Proc 10<sup>th</sup> European Frequency and Time Forum (1996), S.37-43
- [39] Neubig,B.: Comparison of Passive and Active Aging of SC-Cut and AT-Cut Crystals; Proc. 1996 IEEE International Frequency Control Symp. (1996)
- [40] Filler,R.L.: Aging Specification, Measurement, and Analysis; Proc. 7<sup>th</sup> Quartz Devices Conf. (1985), S.93-104
- [41] Miljkovic,M.R., Trifunovic,G-Lj., Brajovic,V.C.: Aging Prediction of Quartz Crystal Units; Proc. 42<sup>nd</sup> Annual Frequency Control Symposium (1988), S.404-411