

# Aszimmetrikus szalagtápvonal jellemzőinek mérési módszerei

Dr. MÁTAY GÁBOR

BME Mikrohullámú Híradástechnika Tanszók



## ÖSSZEFOGLALÁS

A cikk aszimmetrikus szalagtápvonal jellemzőinek mérési módszereit tárgyalja. Megállapítja, hogy a közvetlen mérési eljárásoknál a közvetett (tápvonalrezonátoros) módszerek nagyobb pontosságot szolgáltatnak. Összehasonlítja az egyenes-, gyűrű-, és tápvonalcsonk rezonátort alkalmazó módszereket. Meghatározza egy és kétkapus gyűrű rezonátor esetén a csillapítási tényező relatív mérési hibáját.

## 1. Bevezetés

Az 1960-as évek közepén elkezdődött, a mikrohullámú áramkörök miniaturizálására és gazdaságos gyártására irányuló törekvés tovább tart és a gyártási eljárások folyamatosan fejlődnek. Új anyagok és technológiák kerülnek bevezetésre, miközben a régi technológiák egy része gazdaságossági okokból továbbra is megmarad.

E folyamat során igen gyors a fejlődés a monolit mikrohullámú integrált áramkörök (MMIC) fejlesztése terén. Az MMIC-k kifejlesztése és gyártása csak igen nagy darabszámok esetén gazdaságos.

Gyors és látványos eredmények érhetők el a hibrid technológia alkalmazásával. A vastagréteg technológiát kb. 12 GHz felső frekvenciahatárig, a vékonyréteg technológiát pedig kb. 30 GHz-ig alkalmazzák.

A vastagréteg technológiában alkalmazott nemesfém vezető anyagok árának gyors növekedése szükségessé tette a lényegesen olcsóbb réz felhasználását [7]. A réz vastagréteg mikrohullámú vesztesége kisebb, mint a vastagréteg technológiával készült arany vezetőrétegeké és közel azonos a vékonyréteg technológiával készült arany vezetőrétegekével. A réz elterjedésének eddig gátat jelentő problémát, a rézréteg gyártásakor fellépő oxidációt, különböző technológiai eljárások kidolgozásával a technológusok megoldották. Kidolgozták a rézzel kompatibilis ellenállás- és szigetelő pasztákat. A réz vastagréteg áramkörök fejlesztése, illetve a nemesfémek kiváltása rézre jelenleg is folyamatban van. Ugyancsak folyik a kutatás világszerte a vastagréteg technológia rajzlati finomságát növelő szitanyomási és maratási eljárások továbbfejlesztésére.

Az áramkörtervezők ugyancsak gazdaságossági okokból a kisfrekvencián alkalmazott olcsó kétoldalon fólirozott nyomtatott áramköri lapokat az URH sávban és a mikrohullámú frekvenciasáv

## DB. MÁTAY GÁBOR

A Budapesti Műszaki Egyetemen szerzett villamosmérnöki diplomát 1967-ben, mikrohullámú szakmérnöki diplomát 1970-ben. Egyetemi doktori disszertációját 1975-ben védte meg, melynek témája „közepes teljesítményű URH teljesítményosztók tervezése különös tekintettel a geometriai méretek csökkentésére”. A BME Mikrohullámú Híradástechnika Tan-

szék oktatója 1967 óta egyetemi adjunktus. A Rádió rendszertechnikai ágazaton a „Méréstechnika” c. tárgy előadója. A szakmérnök oktatásban a „Mérés és műszer technika” c. tárgy előadójaként vesz részt.

Kutatási területei CATV-rendszerek, nagyfrekvenciás sugármérés, URH és mikrohullámú áramköri technológia, nagyfrekvenciás mérés-technika.

alsó részén (max. 2 GHz-ig) működő áramkörök-höz igyekeznek felhasználni.

A mikrohullámú integrált áramkörökben leggyakrabban alkalmazott tápvonal az aszimmetrikus szalagtápvonal (angol nevén asymmetrical strip line, rövidítése ASL, vagy más elnevezéssel microstrip). Az ASL tulajdonságai a geometriai méreteken kívül függenek a gyártásához felhasznált anyagok paramétereitől, de magától a gyártási eljárástól is. A felhasznált alapanyagok általában importanyagok, melyek beszerzése azonos anyagok esetén is gyakran különböző cégtől kerül a gyártóhoz. Ezért mind az alapanyag, mind a gyártási eljárás minősítése végett gyakori feladat az ASL jellemzőinek mérése.

E cikk az ASL jellemzőinek meghatározására alkalmas mérési eljárásokat foglalja és hasonlítja össze.

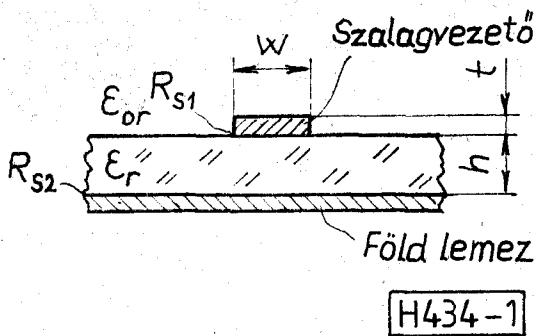
## 2. Az aszimmetrikus szalagtápvonal jellemzőinek rövid áttekintése

Az ASL keresztmetszetét a geometriai méretekkel az 1. ábra mutatja. A „ $h$ ” vastagságú hordozó egyik felén a földlemez, a másik felén a „ $w$ ” szélességű „ $t$ ” vastagságú szalagvezető található. Általános esetben a földlemez és a szalagvezető különböző anyagból készülhet, így a felületi ellenállásaik ( $R_{s1}$  és  $R_{s2}$ ) is különböznek.

Az ASL részletes vizsgálatát megtalálható az [1]–[5] és [7] szakirodalmakban. A legfontosabb tulajdonságai a következők:

- a leggyakrabban használt tápvonal mikrohullámú integrált áramkörökben,
- inhomogén tápvonal (kétféle dielektrikummal rendelkezik,  $\epsilon_r$  relatív dielektromos állandójú hordozó és levegő)

Beérkezett: 1988. II. 1. (\*)



1. ábra. Az aszimmetrikus szalagvonal keresztmetszete

— a domináns módus nem tisztán TEM, de „kvázi TEM”-nek tekinthető, mely esetén a két különböző dielektrikum hatása az effektív relatív dielektromos állandóval vehető figyelembe, melynek értéke az alábbi egyenlőtlenséggel egadott értékhatárok közé esik:

$$\frac{1 + \epsilon_r}{2} \leq \epsilon_{\text{reff}} \leq \epsilon_r \quad (1)$$

— a vonalon a fázissebesség és a hullámimpedancia frekvenciafüggő, azaz a tápvonal diszperzív.

A hullámimpedancia és a fázissebesség frekvenciafüggésére az [5] alapján az alábbi egyszerű összefüggésekkel adható meg:

$$Z_0(f) = Z_{OL} \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{reffL}}}{\epsilon_{\text{reff}}(f)}} \quad (2)$$

$$V_g(f) = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}(f)}} \quad (3)$$

ahol

$Z_{OL}$  — a kisfrekvenciás hullámimpedancia

$\epsilon_{\text{reffL}}$  — a relatív effektív dielektromos állandó kisfrekvencián

$c$  — a fény vákuumban mért terjedési sebessége

$\epsilon_{\text{reff}}(f)$  — a relatív effektív dielektromos állandó  $f$  frekvencián, mely [4] alapján a következő módon számítható:

$$\epsilon_{\text{reff}}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{reffL}}}{1 + G \left( \frac{f}{f_p} \right)^2} \quad (4)$$

melyben

$$f_p = \frac{Z_{OL}}{2 \mu_0 h} \quad (5)$$

$\mu_0$  — a vákuum permeabilitása  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  H/m

$h$  — a hordozó vastagsága

$$G = 0,6 + 0,009 Z_{OL}, \text{ ha } f < f_p \quad (6)$$

A  $Z_{OL}$  és  $\epsilon_{\text{reffL}}$  értékeire zárt formában megadott hosszú kifejezések találhatók az [1]–[5] szakirodalmakban. A kifejezésekben a szalagvezető vastagságát oly módon vehetjük figyelembe, hogy  $t \neq 0$  esetén a „ $w$ ” szalagvezető szélesség helyett  $w_{\text{eff}} > w$  effektív szalagvezető szélességgel számo-

lunk. A [2], [3] és [5] irodalmakban szintézis formulák is találhatóak, mely azt jelenti, hogy adott  $Z_{OL}$  és hordozó paraméterek ( $s_r$  és  $h$ ) esetén a szalagvezető szélessége számítható.

Az ASL komplex terjedési állandója a következő jól ismert összefüggéssel írható fel:

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (7)$$

ahol

$\alpha$  — a csillapítási tényező Np/m

$\beta$  — a fázistényező rad/m, mely a (3) összefüggés felhasználásával a következő alakba írható:

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}(f)} \quad (8)$$

melyben

$\omega$  — a körfrekvencia,  $\omega = 2\pi f$

Az ASL vesztesége a vezetési, a dielektromos és a sugárzási veszteségekből tevődik össze, azaz a Np/m-ben megadott csillapítási tényezők összegeként számítható az eredő csillapítási tényező:

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_d + \alpha_r \text{ Np/m} \quad (9)$$

Az ASL terheletlen jósági tényezője a fázistényező és a viszonyszámban kifejezett csillapítási tényező felhasználásával az alábbi módon írható fel:

$$Q_u = \frac{\beta}{2\alpha} \quad (10)$$

Bevezetve a vezetési, dielektromos és a sugárzási veszteségekből számítható jósági tényezőket,

$$Q_{c, d, r} = \frac{\beta}{2\alpha_{c, d, r}} \quad (11)$$

a terheletlen jósági tényezőre az alábbi jól ismert összefüggés írható fel:

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_r} \quad (12)$$

A vezetési veszteségből adódó csillapítási tényező [5] alapján a következő:

$$\alpha_c = \frac{R_{\text{seff}}}{2\pi \cdot Z_{OL} \cdot h} \cdot P \cdot N \text{ Np/m} \quad (13)$$

melyben az egyszerűség kedvéért feltételeztük, hogy a földelőlemez és a szalagvezető azonos anyagból készült és azonos felületi érdességgel rendelkezik, azaz az effektív felületi ellenállásokra írható, hogy

$$R_{S1\text{eff}} = R_{S2\text{eff}} = R_{\text{seff}} \quad (14)$$

$$R_{\text{seff}} = k \cdot R_s \quad (15)$$

ahol

$k$  — a felületi érdességtől függő tényező

$R_s$  — a vezető rétegek felületi ellenállása

$$R_s = \frac{\rho}{\delta} = \sqrt{\pi f \mu \rho} \quad (16)$$

melyben

$\rho$  — a vezető rétegek anyagának fajlagos ellenállása

$\delta$  — a szkin mélység

$P, N$  — az ASL geometriai méreteitől függő tényezők

A (13)—16 összefüggések alapján belátható, hogy a vezetési veszteségből adódó csillapítási tényező függ a vezetőrétegek anyagától, a vezető felületek felületi érdességétől, az ASL geometriai méreteitől és a frekvenciától. Adott vezetőréteg tulajdonságok és geometria esetén értéke a frekvencia négyzetgyökével arányosan növekszik.

A dielektromos veszteségből adódó csillapítási tényező az alábbi összefüggéssel határozható meg:

$$\alpha_d = \frac{\pi \cdot \epsilon_r}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}(f)}} \cdot \frac{e_{\text{reff}}(f) - 1}{\epsilon_r - 1} \cdot \frac{\text{tg } \delta}{\lambda_0} \quad \text{Np/m} \quad (17)$$

ahol

$\text{tg } \delta$  — a hordozó veszteségi szögének tangense, értéke változik a frekvenciával

$\lambda_0$  — a szabadtéri hullámhossz,  $\lambda_0 = \frac{c}{f}$

A (17) összefüggésből látszik, hogy  $\alpha_d$  arányos a frekvenciával, de ez csak első közelítésben igaz, mert  $\epsilon_r$ ,  $\text{tg } \delta$  és  $e_{\text{reff}}$  is frekvenciafüggő. Az  $e_{\text{reff}}$  függvénye az ASL geometriai méreteinek [lásd (4)—(6) összefüggéseket], így az  $\alpha_d$  csillapítási tényező is geometria függő.

Végül a sugárzási veszteségből adódó jósági tényező:

$$Q_r = \frac{Z_0(f)}{480 \pi \cdot \left(\frac{h}{\lambda_0}\right)^2 \cdot D} \quad (18)$$

ahol

$D$  — az  $\epsilon_{\text{reff}}(f)$ -től függő tényező (a leíró összefüggés megtalálható az [5] szakirodalomban)

Az  $\alpha_r$  a (11) és (18) összefüggések felhasználásával határozható meg. Mindkét végén illesztetten lezárt ASL esetén a sugárzási veszteség elhanyagolható a vezetési és a dielektromos veszteség mellett.

1. táblázat

Adatok	Számított értékek	
$Z_{0L} = 50 \text{ ohm}$	$f = 10 \text{ GHz}$	$\alpha_c = 6,662 \cdot 10^{-2} \text{ dB/cm}$
Hordozó: 99,6% $\text{Al}_2\text{O}_3$	$\frac{w_{\text{eff}}}{h} = 0,9657$	$Q_c = 360,7$
$\epsilon_r = 9,9$	$\epsilon_{\text{reff}}(10\text{GHz}) = 6,9773$	$\alpha_d = 0,4579 \cdot 10^{-2} \text{ dB/cm}$
$\text{tg } \delta = 2 \cdot 10^{-4}$		
$h = 0,635 \text{ mm}$	$Z_0(10\text{GHz}) = 48,867 \text{ ohm}$	$Q_d = 5247$
Vezető: réz	$\delta = 0,6715 \text{ } \mu\text{m}$	$\alpha = 7,112 \cdot 10^{-2} \text{ dB/cm}$
$\rho_{ca} = 1,78 \cdot 10^{-8} \text{ ohm} \cdot \text{m}$		$Q_u = 337,5$
$\Delta = 2 \text{ } \mu\text{m}^*$		
$k = 1,6 \left(\frac{\Delta}{\delta} = 3,24\right)$		

\* — a felületi érdesség négyzetes középértéke

Az elmondottak számszerű illusztrációjaként tekintünk az I. táblázatot, melyben egy  $Z_{0L} = 50 \text{ ohm}$  hullámimpedanciájú alumíniumoxid kerámián megvalósított ASL jellemző adatait foglaltuk össze.

### 3. Az ASL jellemző paramétereinek mérése

A mikrohullámú mérések a 2. fejezetben felsorolt jellemzők a kisfrekvenciás hullámellenállás, valamint a frekvenciafüggő csillapítási és fázistényező meghatározására irányulnak. Ez utóbbi ismeretében a (8) összefüggés felhasználásával  $\epsilon_{\text{reff}}(f)$  meghatározható, melynek segítségével a frekvenciafüggő hullámimpedancia (2) alapján számítható.

#### 3.1. A kisfrekvenciás hullámimpedancia mérése

A kisfrekvenciás hullámimpedancia mérése reflexiótényező mérésen alapul. A reflexiómérés mind a frekvenciatartományban (frequency domain reflectometry, vagy rövidítve FDR), mind pedig az időtartományban (time domain reflectometry, vagy rövidítve TDR) elvégezhető. Az időtartománybeli mérés feltétele, hogy a dielektromos állandó frekvenciafüggetlen legyen. Ez a feltétel az ASL effektív relatív dielektromos állandójára nem teljesül, ezért a TDR mérések eredményei csak első közelítésnek tekinthetők.

Az ASL kisfrekvenciás hullámimpedanciájának FDR méréssel történő meghatározása azon alapul, hogy kvázi TEM módust feltételezve,  $Z_{0L}$  a  $V_g$  fázissebességből és a  $C_1$  hosszegységre eső kapacitásból számítható:

$$Z_{0L} = \frac{1}{V_g C_1} \quad (19)$$

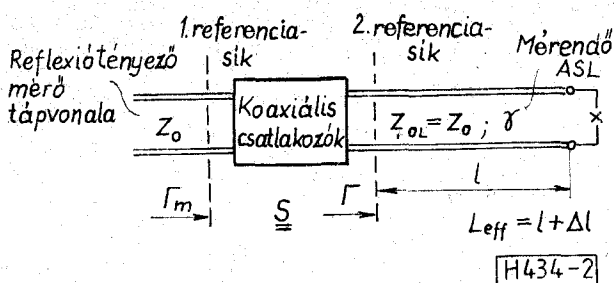
A  $C_1$  hosszegységre eső kapacitás az ASL szalagvezetője és a földlemez közötti kisfrekvenciás kapacitásmérésből határozható meg. Az ASL nyitott végén fellépő szórt kapacitás hatása kiejtendő, ha két azonos tulajdonságú de különböző hosszúságú ASL tápvonal kapacitását mérjük. A kapacitások különbségét elosztva a tápvonalhosszak különbségével éppen  $C_1$ -et kapjuk.

A  $V_g$  vázissebesség meghatározása a fázistényező mérése után a következő összefüggés alapján történik:

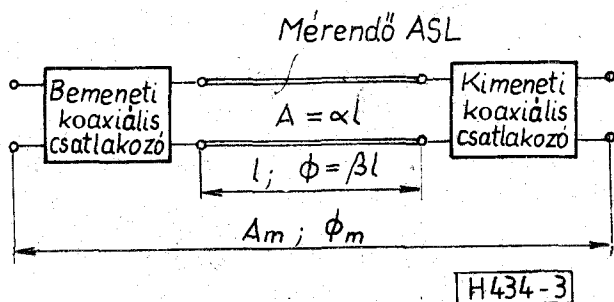
$$V_g = \omega / \beta \quad (20)$$

A  $\beta$  fázistényező az egyik végén nyitott szalagtápvonalból kialakított mérővonalon mért minimumhelyek távolságából, mely éppen  $\lambda_g/2$ , határozható meg. A mérés elvégzéséhez a mérési frekvencián kb.  $\lambda_g$  hosszúságú ASL-ből kialakított mérővonalra van szükség.

Rövidebb tápvonal, vagy kisebb mérési frekvencia esetén a fázistényezőt a 2. ábra szerinti összeállításban is mérhetjük. Az ábrán az 1-jelű referenciasík a koaxiális bemenetű, reflexiótényező mérésére alkalmas műszer csatlakozási síkja, 2-jelű referenciasík a koaxiális — ASL átmenet után a homogén ASL-en felvett sík. A két referenciasík között elhelyezkedő kétkaput az  $S$  szórás mátrixa jellemzi. A reflexiótényező mérésére alkalmas műszerhez csatlakozó jelforrás



2. ábra. Egykapus mérési elrendezés modellje az ASL jellemzőinek közvetlen módszerrel történő meghatározásához



3. ábra. Kétkapus mérési elrendezés modellje az ASL jellemzőinek közvetlen módszerrel történő meghatározásához

frekvenciáját változtatva, keressük azt a frekvenciát, melyen az arc  $\Gamma = \pi$ , azaz  $2\beta L_{\text{eff}} = \pi$ , melyből a fázistényező:

$$V_g = \frac{\omega}{\beta} \quad (20)$$

$$\beta = \frac{\pi}{2L_{\text{eff}}} \quad (21)$$

ahol

$$L_{\text{eff}} = l + \Delta l \quad (22)$$

A nyitott vég hatását leró  $\Delta l$  az [5] alapján a következő összefüggéssel adható meg:

$$\Delta l = \frac{1}{\beta} \arccot \left[ \frac{4E + 2w_{\text{eff}}}{E + 2w_{\text{eff}}} \cotg \beta E \right] \quad (23)$$

melyben

$$E = \frac{2h}{\pi} \cdot \ln 2 \quad (24)$$

$$w_{\text{eff}} = w + \frac{t}{\pi} \left[ 1 + \ln \left( \frac{2h}{t} \right) \right], \quad \text{ha } \frac{w}{h} \geq \frac{1}{2\pi} \quad (25)$$

Az utóbbi mérési eljárásnál két fontos probléma merül fel. Az egyik, hogy  $\Gamma$  nem mérhető közvetlenül, így a módszer igényli  $S$  pontos ismeretét. A másik az, hogy a  $\Delta l$ -et leíró összefüggésben  $\beta$  a  $\cotg$  függvény argumentumában is szerepel, így a  $\beta$  fázistényező a (21)–(24) összefüggéseket felhasználva, csak iterációval határozható meg.

A  $\beta$  fázistényező a kétkapunak kialakított ASL beiktatási fázistolásának és hosszának ismeretében is meghatározható (3. ábra). Ez esetben a nyitott vég hatása miatt felmerülő probléma el-

kerülhető, változatlanul jelentkeznek az a probléma, hogy az ASL-t koaxiális csatlakozókkal ellátva, „beágyazva” tudjuk csak mérni, és továbbra is szükség van a koax-ASL átmeneteket leíró  $S$  mátrix ismeretére.

### 3.2. A komplex terjedési állandó meghatározása

A komplex terjedési állandó meghatározása két mennyiség, a csillapítási tényező és a fázistényező meghatározását jelenti. A két mennyiség mérésére elvileg mind a közvetlen, mind a közvetett út szóba jöhet.

A közvetlen mérésnél számos probléma jelentkezik, melyek egy részét a fázistényező mérésével kapcsolatosan az előző pontban tárgyaltuk. A csillapítási tényező mérése kapcsán további problémák jelentkeznek.

A 2. ábra szerinti ún. egykapus mérés esetén az ábra jelöléseit felhasználva az ASL csillapítási tényezője az alábbi összefüggéssel számolható:

$$\alpha = \frac{1}{2l} \ln \frac{|\Gamma_L|}{|\Gamma|} \frac{Np}{m} \quad (26)$$

Feltéve, hogy  $|\Gamma_L| = 1$ ,  $\alpha l \geq 0,5$  dB esetén adódik a bemeneti reflexiótényezőre  $|\Gamma| \leq 0,891$ , mely az elfogadható pontosságú mérés miatt szükséges.

Hasonló eredményre jutunk, ha a csillapítási tényezőt a 3. ábra szerinti kétkapus beiktatási csillapításának mérése alapján kívánjuk meghatározni  $l$  ismeretében. Ha feltételezzük, hogy 0,05 dB pontossággal tudunk csillapítást mérni, akkor  $A \geq 0,5$  dB esetén lesz a mérési hiba 10%-nál kisebb. 1 GHz mérési frekvencia esetén  $\alpha \approx 0,02$  dB/cm melyből  $l \approx 25$  cm vonalhosszúság adódik. A szokásos méretű kerámia hordozókon (50,8 mm  $\times$  50,8 mm), ilyen hosszú tápvonal csak hullámvonal alakban helyezhető el. A hullámvonal alakú ASL esetén két zavaró hatás lép fel: a hajlításoknál jelentkező diszkontinuitás és a párhuzamosan futó szakaszok közötti csatolás.

A fenti problémán kívül változatlanul jelentkezik mindkét esetben, hogy a „beágyazás” miatt sem  $|\Gamma|$ , sem pedig  $A$  nem mérhető közvetlenül.

A felsorolt nehézségek miatt kedveltebbek a közvetett, vagy rezonátoros módszerek. Ezek alapelve az, hogy a mérendő ASL-ből egykapus, vagy kétkapus rezonátort hoznak létre. A rezonátor terheletlen jósági tényezőjéből a tápvonal csillapítási tényezője, a rezonanciafrekvenciákból és a rezonátor geometriai méreteiből pedig  $\lambda_g$  tápvonalmenti hullámhossz határozható meg, melyből  $\epsilon_{\text{eff}}$  és a  $\beta$  fázistényező számítható. A rezonátor  $f_0$  rezonanciafrekvenciájából és 3 dB-es sávzélességből a terheletlen jósági tényező:

$$Q_L = \frac{f_0}{B_3} \quad (27)$$

melyből a csatolási tényező, vagy tényezők mérése után a terheletlen jósági tényező kiszámítható.

Egykapus rezonátor esetén a jósági tényező mérése reflexió tényező abszolútérték (állóhullám-arány) mérésen alapszik. A leggyakrabban használt, ASL-ből kialakított rezonátorok szalag-

vezetőjének mintázatát mutatja a 4/a és 4/b. ábra. Mind az egyszerű tápvonalrezonátor, mind a gyűrű rezonátor esetén az energia becsatolása kapacitív úton történik. A bemeneti tápvonalnak az a síkja, melyben a rezonanciafrekvenciáról elhangolt rezonátor bemeneti impedanciája végtelen, az elhangolt szakadás síkja. Ebben a síkban a rezonátor a rezonanciafrekvencia környezetében egy soros rezgőkörrel helyettesíthető.

Mindkét rezonátor több frekvencián rezonál. Rezonancia azokon a frekvenciákon jön létre, melyeken az egyszerű tápvonalrezonátor effektív hossza  $m \cdot \lambda_g/2$ -vel, gyűrű rezonátor esetén a gyűrű átlagos effektív kerülete,  $m \cdot \lambda_g$ -vel ( $m = 1, 2, \dots$ ) egyenlő. Gyűrű rezonátor esetén ez a feltétel csak akkor igaz, ha a  $D_a \gg \omega$  feltétel teljesül. A gyűrű rezonátor egy pontosabb modellje, mely kis görbületi sugár esetén is pontosan írja le a viszonyokat, megtalálható például a [9] szakirodalomban. A több rezonanciafrekvencia lehetővé teszi az  $\epsilon_{\text{reff}}(f)$  és  $\alpha(f)$  függvények diszkrét pontokban, mérés útján történő meghatározását.

A 4/c és 4/d. ábra jelölései felhasználásával a terheletlen ( $Q_u$ ) és a terhelt jósági tényező ( $Q_L$ ) a következő módon írható fel:

$$Q_u = \frac{\omega_0 L}{R} \quad (28)$$

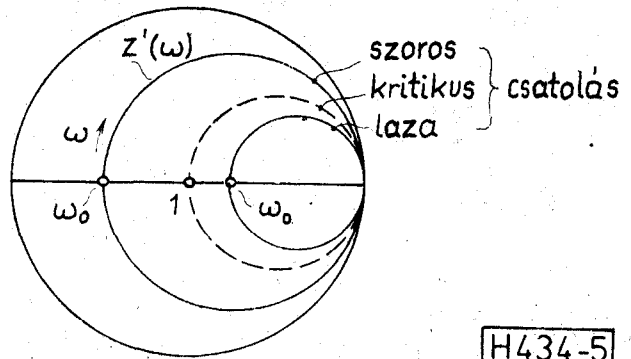
$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{R + n^2 Z_0} = \frac{Q_u}{1 + \kappa} \quad (29)$$

ahol  $\omega_0$  — a rezonancia körfrekvencia,  $\omega_0 = 2\pi f_0$

$\kappa$  — a csatolási tényező

$$\kappa = \frac{n^2 Z_0}{R} \quad (30)$$

A csatolási tényező értékétől függően háromféle esetet szokás megkülönböztetni:



H434-5

5. ábra. Az egykapus rezonátor normalizált bemenő impedanciája a frekvencia függvényében

- $\kappa < 1$  laza csatolás ( $n^2 Z_0 < R$ )
- $\kappa = 1$  kritikus csatolás ( $n^2 Z_0 = R$ )
- $\kappa > 1$  szoros csatolás ( $n^2 Z_0 > R$ )

A 4/e. ábra jelöléseivel az impedancia az  $A-A$  síkban a következő:

$$Z = \frac{R}{n^2} + j \left( \frac{\omega L}{n^2} - \frac{1}{\omega C n^2} \right) \quad (31)$$

mely az alábbi módon is felírható:

$$Z = \frac{R}{n^2} (1 + j Q_u \eta) \quad (32)$$

ahol  $\eta$  — a relatív elhangolás

$$\eta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \quad (33)$$

$\Delta\omega = \omega - \omega_0$

A normalizált impedancia az  $A-A$  síkban (32)-ből  $Z_0$ -val történő osztással kapható:

$$Z' = \frac{R}{n^2 Z_0} (1 + j Q_u \eta) = \frac{1}{\kappa} (1 + j Q_u \eta) \quad (34)$$

A  $Z'$  frekvenciafüggését, Smith diagramon ábrázolva, az 5. ábra mutatja.

A reflexiótényező az elhangolt szakadás síkjában a (34) összefüggés felhasználásával a következő:

$$\frac{Z' - 1}{Z' + 1} = \frac{1 - \kappa + j Q_u \eta}{1 + \kappa + j Q_u \eta} \quad (35)$$

Rezonancia esetén a reflexiótényező abszolút értéke minimális és (35)-ből  $\eta = 0$  helyettesítés után kapjuk, hogy

$$|\Gamma|_{\min} = \left| \frac{1 - \kappa}{1 + \kappa} \right| \quad (36)$$

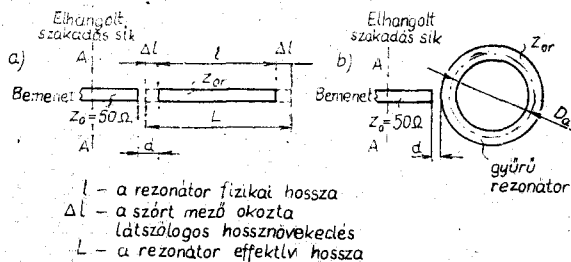
melyből laza csatolás esetén ( $\kappa < 1$ ) a csatolási tényező:

$$\kappa = \frac{1 - |\Gamma|_{\min}}{1 + |\Gamma|_{\min}} \quad (37)$$

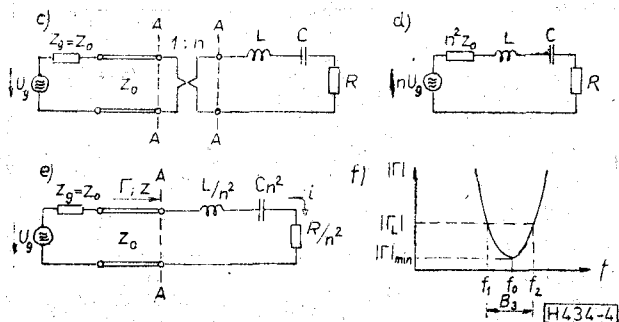
szoros csatolás esetén ( $\kappa > 1$ ), pedig a következő:

$$\kappa = \frac{1 + |\Gamma|_{\min}}{1 - |\Gamma|_{\min}} \quad (38)$$

A 4/e. ábrán feltüntetett áramkörben rezonanciafrekvencián az áram értéke maximális. A 3 dB-es áramérték csökkenéshez tartozó elhangolás az



$l$  — a rezonátor fizikai hossza  
 $\Delta l$  — a szórt mező okozta látszólagos hossznövekedés  
 $L$  — a rezonátor effektív hossza



4. ábra. ASL-ből kialakított egykapus rezonátorok és áramköri helyettesítő képek

$\eta Q = 1$  feltételből számítható. A reflexiótényező a (35) és a (29) összefüggések felhasználásával a következő módon írható fel:

$$\Gamma = \frac{1 - \kappa + j(1 + \kappa)\eta Q_L}{1 + \kappa + j(1 + \kappa)\eta Q_L} \quad (39)$$

melyből a terhelt jósági tényező meghatározásához szükséges reflexiótényező abszolútértéke  $\eta Q_L = 1$  helyettesítéssel kapható, így

$$|\Gamma_L| = \sqrt{\frac{(1 - \kappa)^2 + (1 + \kappa)^2}{(1 + \kappa)^2 + (1 + \kappa)^2}} \quad (40)$$

A (40) és a (36) felhasználásával  $|\Gamma_L|$ -re következő végeredményt kapjuk:

$$|\Gamma_L| = \sqrt{\frac{|\Gamma|_{\min}^2 + 1}{2}} \quad (41)$$

A fentiek alapján a mérést mindkét rezonátor esetében a következő módon kell végrehajtani, illetve kiértékelni:

- a) a jelforrás frekvenciájának változtatásával meg kell keresni az első ( $m=1$ ) rezonanciafrekvenciát ( $|\Gamma|$  minimális),
- meg kell határozni a csatolás jellegét (szoros csatolás esetén a Smith diagram középpontja a  $Z'(\omega)$  kör belsejében található) és a (37), vagy a (38) összefüggéssel ki kell számítani  $\kappa$  értékét,
- a mért  $|\Gamma|_{\min}$  ismeretében a (41)-gyei ki kell számítani  $|\Gamma_L|$ -et, melynek segítségével a pontonként felvett, vagy felrajzoltatott  $|\Gamma(f)|$  görbéből  $B_3$  meghatározható (lásd 4/f. ábrát),
- $B_3$  segítségével ki kell számítani (27) alapján  $Q_L$ -et, majd  $\kappa$  és  $Q_L$  ismeretében  $Q_u$ -t,
- a rezonanciafrekvencia és a módusszám ( $m$ ) segítségével a II. táblázatban található, a rezonátor típusától függő összefüggésekkel ki kell számítani  $\lambda_g$ -t, vagy  $\epsilon_{\text{reff}}$  értékét, majd  $Q_u$  ismeretében a csillapítási tényezőt a következő

2. táblázat

Rezonátor típusa	Egyszerű tápvonal rezonátor	Gyűrű rezonátor
Rezonancia feltétele	$L = m \cdot \frac{\lambda_g}{2}$	$D_{\text{eff}} = m \cdot \lambda_g$
Effektív hossz (átmérő)	$L = l + 2\Delta l^*$	$D_{\text{eff}} = \xi \cdot D_a^{**}$
Rezonancia frekvencia	$f_{0m} = \frac{mc}{2L\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}(f)}}$	$f_{0m} = \frac{mc}{\pi D_{\text{eff}} \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}(f)}}$
$\epsilon_{\text{reff}}(f)$	$\epsilon_{\text{reff}}(f) = \left(\frac{mc}{2f_{0m}L}\right)^2$	$\epsilon_{\text{reff}}(f) = \left(\frac{mc}{f_{0m} \cdot \pi \cdot D_{\text{eff}}}\right)^2$

\* — a (23) és (24) összefüggésekkel adott

\*\* —  $\xi = 1 + \sqrt{\frac{Z_{0r}}{Z_0} \cdot \frac{\kappa}{8\pi \cdot m \cdot Q_u}}$

összefüggéssel,

$$\alpha = \frac{8,686 \cdot \pi \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}(f)}}{Q_u \lambda_0} \cdot \frac{\text{dB}}{m} \quad (42)$$

és a fázistényezőt az alábbi módon:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}(f)} \quad (43)$$

ahol  $\lambda_0$  — a szabadtéri hullámhossz  $\lambda_0 = \frac{c}{f}$

f) az a)–f) pontokat meg kell ismételni a második ( $m=2$ ) a harmadik ( $m=3$ ) stb. rezonancia esetén.

A (42) összefüggéssel számolt csillapítási tényező a vezetési dielektromos és sugárzási veszteségeket is magában foglalja. A sugárzási veszteségek egyszerű tápvonalrezonátorok esetén számottevőbbek (az ASL nyitott végei sugároznak). A sugárzási veszteségek elkülönítésére szolgáló mérési eljárást ismerteti a [10] szakirodalom.

*Kétkapus rezonáns körök* esetén az ASL rezonátorok egy bemeneti és egy kimeneti tápvonallal rendelkeznek. A terhelt jósági tényező meghatározása a beiktatási veszteség frekvenciafüggésének mérésén alapszik. Egyszerű kétkapustápvonal-rezonátor és gyűrűs rezonátor szalagvezetőjének mintázata, valamint a rezonátorokra érvényes helyettesítő kép látható a 6. ábrán.

A kétkapus rezonátor terhelt jósági tényezője a 6/d. ábrán feltüntetett jelölések felhasználásával a következő:

$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{R + n_1^2 Z_0 + n_2^2 Z_0} \quad (44)$$

mely a terheletlen jósági tényező és a csatolási tényezők bevezetésével a következő módon írható fel:

$$Q_L = \frac{Q_u}{1 + \kappa_1 + \kappa_2} \quad (45)$$

ahol

$$\kappa_i = \frac{n_i^2 Z_0}{R}; \quad i = 1, 2 \quad (46)$$

Ha az elrendezés szimmetrikus, akkor  $n_1 = n_2$  és a be- és kimeneti csatolási tényezők azonosak, azaz

$$\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa \quad (47)$$

Ebben az esetben  $Q_L$ -re a következő összefüggés adódik (45)-ből:

$$Q_L = \frac{Q_u}{1 + 2\kappa} \quad (48)$$

A csatolási tényező a rezonanciafrekvencián mért beiktatási veszteség alapján határozható meg. A beiktatási veszteség a 6./e ábra jelöléseivel:

$$T = \frac{P_2}{P_1} \quad (49)$$

ahol

$$P_i = \frac{U_i^2}{Z_0}; \quad i = 1, 2 \quad (50)$$

A rezonátor kiiktatása esetén mért feszültség  $Z_g = Z_0$  és  $Z_L = Z_0$  esetén a 6/e. ábra jobboldali helyettesítő képe alapján:

$$U_1 = \frac{U_g}{2} \quad (51)$$

Rezonátor beiktatása után a  $Z_L = Z_0$  lezáráson felépő feszültség a következő:

$$U_{20} = \frac{U_g Z_0}{2Z_0 + \frac{R}{n^2}} \quad (52)$$

A (48)—(52) összefüggések felhasználásával a (46) és (47) figyelembevételével  $2\kappa$ -ra a következő végeredmény adódik:

$$2\kappa = \frac{\sqrt{T_0}}{1 - \sqrt{T_0}} \quad (53)$$

Az (53)-ban szereplő „0” index a rezonanciafrekvenciára utal. A beiktatási veszteség a rezonanciafrekvencián a legkisebb.

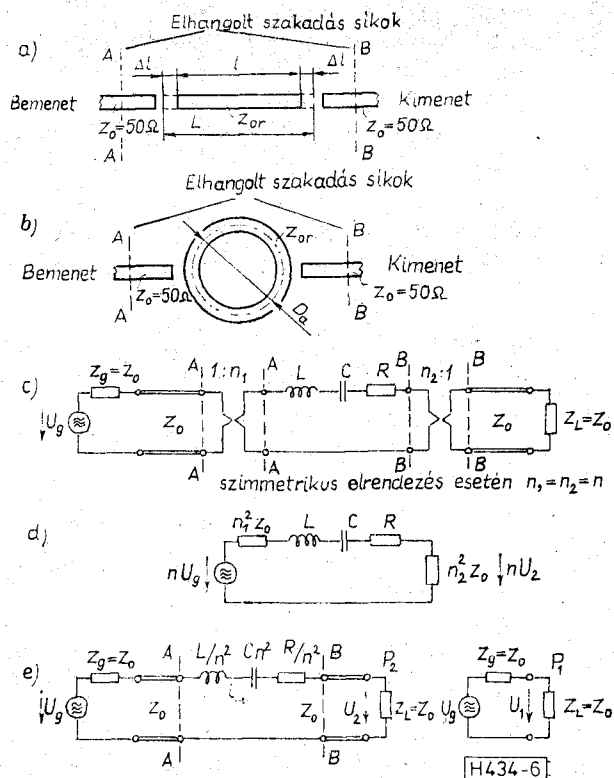
A fentiek alapján a mérést mindkét rezonátor esetében a következőképpen kell elvégezni, illetve kiértékelni:

- a jelforrás frekvenciájának változtatásával meg kell keresni az első ( $m=1$ ) rezonanciafrekvenciát (a lezárásra ekkor maximális teljesítmény jut),
- a rezonanciafrekvenciából és a 3 dB-es teljesítménycsökkenéshez tartozó sáv szélességből a (27) összefüggés segítségével  $Q_L$  számítható,
- a rezonátor sávközöpi beiktatási veszteségét megmérve, az (53)-ból  $2\kappa$  meghatározható,
- a  $Q_L$  és  $2\kappa$  ismeretében a  $Q_u$  terheletlen jósági tényező (48) felhasználásával kiszámítható,
- a rezonanciafrekvencia és a módusszám ( $m$ ) segítségével a II. táblázatban található összefüggésekkel ki kell számítani  $\lambda_g$ -t, vagy  $\epsilon_{\text{reff}}(f)$  értékét, majd a csillapítási tényezőt  $Q_u$  értékének felhasználásával a (42) összefüggéssel, valamint a fázistényezőt a (43) összefüggéssel.
- az a.)—f.) pontokat meg kell ismételni a többi rezonanciára és, így a rezonátort alkotó tápvonaljellemzők frekvenciafüggése meghatározható.

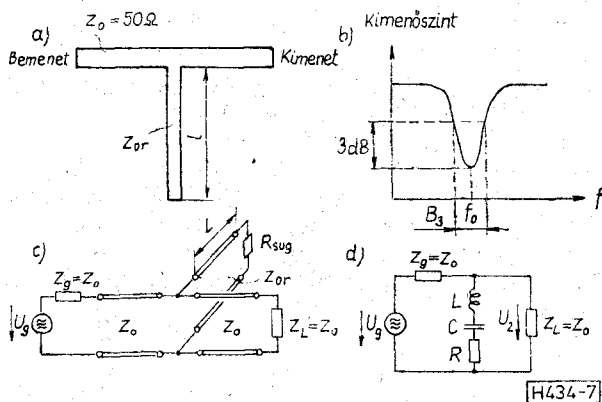
A 4. és a 6. ábrákon kialakított rezonátorok hátránya a kapacitív csatolás nehéz reprodukálhatósága több minta mérése esetén. Ezért a [6] szakirodalom a 7/a. ábra szerinti elrendezést javasolja. Ennél az elrendezésnél egy 50 ohm hullámimpedanciájú tápvonalat egy „l” hosszúságú  $Z_{or}$  hullámimpedanciájú végén nyitott tápvonalcsonttól a T-elágazás síkjában. Azokon a frekvenciákon, melyeken a tápvonalcsont effektív hossza  $\lambda_g/4$  páratlan számú többszöröse, azaz

$$L = (2k+1) \frac{\lambda_g}{4}; \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (54)$$

a csontból kialakult rezonátor energiát „szív el” az 50 ohmos tápvonalból, így e tápvonal beiktatási vesztesége megnő. A rezonanciafrekvenciából  $\lambda_g$ , illetve  $\epsilon_{\text{reff}}(f)$ ,  $f_0$ -ból és  $B_3$ -ból a terhelt



6. ábra. ASL-ből kialakított kétkapus rezonátorok és áramkörti helyettesítő képük



7. ábra. Nyitott végű tápvonalcsont rezonátor és egyszerűsített helyettesítő képe

jósági tényező  $Q_L$ , majd az elrendezésre érvényes összefüggések felhasználásával  $Q_u$  kiszámítható és végezhetül ezek ismeretében a (42) segítségével a csontot alkotó tápvonal csillapítási tényezője, (43)-mal pedig fázistényezője határozható meg a mindenkor rezonanciafrekvencián.

A 7/d. ábra jelöléseivel a terhelt jósági tényező a következő módon írható:

$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{R + \frac{Z_0}{2}} = \frac{Q_u}{1 + \kappa} \quad (55)$$

ahol a  $\kappa$  csatolási tényező ebben az esetben:

$$\kappa = \frac{Z_0}{2R} \quad (56)$$

Az  $U_2$  feszültség a rezonanciafrekvenciától néhányszor  $B_3$ -nyi elhangolás esetén (a soros rezgőkör szakadást mutat) a következő:

$$U_2 = \frac{U_g}{2} \quad (57)$$

és a rezonanciafrekvencián (a rezgőkör impedanciája  $B$  ellenállás):

$$U_{20} = \frac{U_g}{Z_0 + (R \times Z_0)} (R \times Z_0) = \frac{U_g}{2} \frac{1}{1 + \kappa} \quad (58)$$

A beiktatási veszteség a rezonanciafrekvencián definíciószerűen:

$$T_0 = \frac{P_{20}}{P_2} \quad (59)$$

ahol

$$P_2 = \frac{U_2^2}{Z_0} \quad \text{és} \quad P_{20} = \frac{U_{20}^2}{Z_0} \quad (60)$$

Az (57)–(60) összefüggések felhasználásával a csatolási tényezőre az alábbi kifejezés írható:

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{T_0}} - 1 \quad (61)$$

A rezonanciafrekvenciák az (54)-gyel megadott feltételből határozhatók meg:

$$f_{0k} = \frac{(2k+1)c}{4L\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}(f)}}; \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (63)$$

melyből az effektív relatív dielektromos állandó a következő

$$\epsilon_{\text{reff}}(f) = \left[ \frac{(2k+1)c}{4f_{0k}L} \right]^2; \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (64)$$

Az analízis során az egyszerűség kedvéért nem vettük figyelembe a tápvonalelágazásnál fellépő magasabb módusok hatását. Ez megtehető, ha a [7] szakirodalomban az ASL tápvonalelágazásokra érvényes helyettesítő képet a 7/e és 7/d. ábrán látható kapcsolásba beépítjük, de ezáltal modellünk is és a mérési eredmények kiértékelése is igen bonyolulttá válik.

A tápvonalcsomók rezonátoros mérés igen jól használható azonos hordozón azonos méretben, de különböző technológiával előállított ASL vonalak jóságai tényezőjének összehasonlítására, ilyen módon a technológia értékelésére.

### 3.3. A gyűrű rezonátoros csillapítási tényező mérés pontossága

Az ASL jellemzők mérési pontossága függ a választott mérési módszertől. Gyűrű rezonátoros méréssel határozható meg a legpontosabban  $\epsilon_{\text{reff}}$ , mert a diszkontinuitások rezonanciafrekvenciát befolyásoló hatása ez esetben a legkisebb, feltéve, ha a  $D_a \gg w$ .

A mérés pontosságát a csillapítási tényező mérése esetén vizsgáljuk, mert talán ez tekinthető az alkalmazás szempontjából a legfontosabb jellemzőnek.

Egykapus gyűrű rezonátoros mérés esetén laza csatolást feltételezve a (27), (29), (37) összefüggéseket, valamint a II. táblázatban  $\epsilon_{\text{reff}}(f)$ -re talál-

ható kifejezést (42)-be helyettesítve, egyszerűsítések után a csillapítási tényezőre az alábbi végeredményt kapjuk:

$$\alpha = 8,686 \frac{m}{D_{\text{eff}}} \frac{B_3}{f_{0m}} \frac{i + |\Gamma|_{\min}}{2} \frac{\text{dB}}{m} \quad (65)$$

Bevezetve az  $\alpha$  kifejezésében található változók, érzékenységét a csillapítási tényező relatív mérési hibája a következő módon írható fel:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = S_{B_3}^{\alpha} \frac{\Delta B_3}{B_3} + S_{f_{0m}}^{\alpha} \frac{\Delta f_{0m}}{f_{0m}} + S_{|\Gamma|_{\min}}^{\alpha} \frac{\Delta |\Gamma|_{\min}}{|\Gamma|_{\min}} \quad (66)$$

ahol például

$$S_{B_3}^{\alpha} = \frac{B_3}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial B_3} \quad (67)$$

Képezve  $\alpha$  parciális deriváltjait a különböző változók szerint, az érzékenységekre a következő eredményeket kapjuk:

$$S_{B_3}^{\alpha} = 1; \quad S_{f_{0m}}^{\alpha} = -1; \quad S_{|\Gamma|_{\min}}^{\alpha} = \frac{|\Gamma|_{\min}}{i + |\Gamma|_{\min}} \quad (68)$$

Ahhoz, hogy a csillapítási tényező mérési pontosságára számszerű adatokat kapjunk tegyük fel, hogy a mért gyűrű rezonátor első rezonanciafrekvenciája  $f_{01} = 1100$  MHz, 3 dB-es sávzsélessége  $B_3 = 2,5$  MHz, sávközépi reflexiótényezője  $|\Gamma|_{\min} = 0,9$ , a frekvenciamérés pontossága  $\leq 0,2$  MHz és a rezonátor bemeneti reflexiótényezőjét reflektométerrel mértük, melynek irányhatása  $D \geq 30$  dB, mérőkapujának reflexiótényezője  $|\rho_M| \leq 0,1$ . A fenti adatokkal

$$\frac{\Delta f_{0m}}{f_{0m}} \leq 0,02\%, \quad \frac{\Delta B_3}{B_3} \leq 8\% \text{-ra}$$

adódik.

A reflektométer relatív mérési hibáját leíró összefüggés a [11] szakirodalom alapján:

$$\frac{\Delta \Gamma}{\Gamma} = \frac{1}{D\Gamma} + \frac{\rho_M \Gamma}{1 - \rho_M \Gamma} \quad (69)$$

melyből a felvett adatokkal  $\frac{\Delta |\Gamma|_{\min}}{|\Gamma|_{\min}} < 9,9\%$ -ot kapunk.

A fenti értékekkel a csillapítási tényező relatív mérési hibája  $\leq 12,7\%$ , mely tipikus értéknek mondható.

Kétkapus gyűrű rezonátoros mérés esetén a (27), (48), (53) és II. táblázatban  $\epsilon_{\text{reff}}(f)$ -re található kifejezés (42)-be történő helyettesítésével kapjuk a csillapítási tényezőt:

$$\alpha = 8,686 \frac{m}{D_{\text{eff}}} \frac{B_3}{f_{0m}} (1 - \sqrt{T_0}) \frac{\text{dB}}{m} \quad (70)$$

Ebben az esetben a csillapítási tényező relatív hibája a következő:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = S_{B_3}^{\alpha} \frac{\Delta B_3}{B_3} + S_{f_{0m}}^{\alpha} \frac{\Delta f_{0m}}{f_{0m}} + S_{T_0}^{\alpha} \frac{\Delta T_0}{T_0} \quad (71)$$

A (70) felhasználásával az egyes változók szerinti érzékenységek a következők:



$$S_{B_3}^* = 1; S_{f_{0m}}^* = -1; S_{T_0}^* = -\frac{\sqrt{T_0}}{1 - \sqrt{T_0}} \quad (72)$$

Ha feltesszük, hogy az előző példában felvett egykapus rezonátorral megegyező adatú kétkapus rezonátort mértünk, ugyanolyan frekvenciamérési hibával, valamint a beiktatási veszteség  $T_0 = -20$  dB volt, melyet  $\leq 0,2$  dB pontossággal mértünk, akkor  $\Delta T_0/T_0 \leq 4,7\%$ . A kapott adatokkal a csillapítási tényező relatív hibája  $\leq 13,11\%$ , mely ugyanolyan nagyságrendű, mint az egykapus mérés esetén. A mérési pontosság mindkét esetben a frekvenciamérés pontosságának növelésével javítható.

#### 4. A mérési módszerek összehasonlítása

Az ASL jellemzőinek mérését áttekintettük. Megállapítható, hogy a közvetlen mérési módszerek-nél a közvetett, vagy rezonátoros módszerek nagyobb pontossággal rendelkeznek.

A rezonátoros módszerek közül, az egyszerű egyenes rezonátor könnyen elkészíthető, de a nyitott végek kapacitása jelentős diszkontinuitás, hatásuk csak számítással vehető figyelembe.

A legpontosabb adatokat a nagy görbületi sugárral rendelkező gyűrű rezonátor szolgáltatja. Az egy és kétkapus elrendezés közel azonos mérési bizonytalansággal rendelkezik, de a kétkapus rezonátor egyszerűbb eszközökkel gyorsabban mérhető (nincs szükség a csatolási tényező meghatározására).

Mind az egyszerű egyenes, mind a gyűrű rezonátoroknál közös gondként jelentkezik a csatoló rés méretének pontos tartása, ha több, különböző technológiával előállított rezonátort kívánunk mérni. Erre a célra a nyitott tápvonalakon rezonátor alkalmasabb, bár ezzel a rezonátorral a  $\beta$  fázistényezőt az elágazás- és a nyitott vég diszkontinuitása miatt kevésbé pontosan lehet mérni.

A fentiekből kitűnik, hogy a mérési feladattól függően a felsorolt rezonátorok bármelyike szóba-

jöhet az ASL paraméterek meghatározására, ezért a BME Mikrohullámú Híradástechnika Tanszéken olyan számítógép program készült [12], mely bármely a cikkben felsorolt rezonátor-típus mérési adataiból képes meghatározni az ASL jellemzőit. A program ASL analízisére és szintézisére (tervezésére) is alkalmas.

A programot különböző technológiával készült ASL-ből kialakított rezonátor mérésekor felhasználtuk.

#### IRODALOM

- [1] H. A. Wheeler: Transmission-line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet, IEE Trans. on MTT 1965. pp. 172—185.
- [2] H. A. Wheeler: Transmission-line properties of a strip on a dielectric sheet on a plane, IEEE Trans. on MTT, August, 1977. pp. 631—642.
- [3] M. V. Schneider: Microstrip lines for microwave integrated circuits, Bell System Technical Journal, May—June, 1969. pp. 1421—1444.
- [4] W. J. Getsinger: Microstrip dispersion model, IEEE Trans. on MTT, January, 1973. pp. 34—39.
- [5] J. D. Woermbeke: Soft substrates conquer hard designs, Microwaves, January, 1982. pp. 89—98.
- [6] J. P. Ramy, M. T. Cotte, J. P. Bolloch, R. Schnitzler, J. J. Guena and G. Thebaull: Optimization of the thick- and thin-film technologies for microwave circuits on alumina and fused silica substrates IEEE Trans. on MTT, October 1978. pp. 814—820.
- [7] T. C. Edwards: Foundations for microstrip circuit design, John Wiley and Sons Ltd., New York 1981.
- [8] Dr. Mátay Gábor: Réz vastagrétegek mikrohullámú alkalmazása, Tématanulmány-részlet, BME Elektronikai Technológiai Tanszék 1986.
- [9] I. Wolff, N. Knopik: Microstrip ring resonator and dispersion measurement on microstrip lines, Electronics Letters, 30th December, 1971. Vol. 7. No. 26. pp. 779—781.
- [10] L. Accatino, A. Angelucci: Differential measurement, technique for evaluating microstrip line attenuation, Electronics Letters, 22nd May, 1980. pp. 427—429.
- [11] Pintér A., Mátay G.: Mikrohullámú mérések és műszerek II. Egyetemi jegyzet (J5-1296), Tankönyvkiadó, Budapest, 1982. 24—27. old.
- [12] Laky I. G., Megyeri P.: Számítógép program ASL jellemzőinek mérésére, Témalabor feladat, BME Mikrohullámú Híradástechnika Tanszék 1987.