



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

SZAKDOLGOZAT

Időfelbontott mikrohullámú mérés technika fejlesztése ultragyors modulációs technikával

Sági Olivér

Témavezető: Simon Ferenc

Egyetemi tanár

BME Fizika Tanszék

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

2017

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés és motiváció	7
2. Elméleti alapok	9
2.1. Rezonátorok, mikrohullámú üreg	9
2.2. Mikrohullámú eszközök	11
2.2.1. Mikrohullámú mixer	11
2.2.2. PIN dióda	14
2.2.3. Kis-zajú erősítő(Low Noise Amplifier)	15
2.3. Nemlineáris effektusok	16
2.3.1. Gain Compression	17
2.3.2. Intermodulation distortion	18
2.4. Komplex Fourier transzformáció	19
2.5. Rezonátor tranziens	20
3. Korábban alkalmazott összeállítás az üreg paraméterek mérésére	23
4. Saját eredmények és értelmezésük	25
4.1. A javított mérési elrendezés	25
4.2. A transzmissziós, idődoménbeli mérés leírása	27
4.2.1. A kikapcsolási jelenség	28
4.2.2. A bekapcsolási jelenség	29
4.3. Az optimális mérési beállítás transzmissziós elrendezésre	30
4.4. Rezonátor paraméterek mérése és statisztikai vizsgálata	32
5. Összefoglalás	35
A Mérőkód	37

Ábrák jegyzéke

2.1.	Induktivitás viselkedése nagyfrekvencián. A menetek között kapacitások jelennek meg. Diszkrét elemekkel történő modellezés ez esetben túl bonyolult lenne. [9]	9
2.2.	Elektromágneses tér az üregben és a hullámvezetőben.(szaggatott vonal: mágneses tér, folytonos: elektromos tér)[6]	10
2.3.	Mixer áramköri jele. Egy mixerben három ág találkozik: LO (Local Oscillator) port, RF (Radio Frequency) port, IF (Intermediate Frequency) port. [2]	12
2.4.	Lekeverés és felkeverés sematikája mixerrel [4]	12
2.5.	IQ mixer blokkdiagramja [5]	13
2.6.	IQ detektálás szemléltetése [10]	14
2.8.	Noise Figure meghatározása [7]	16
2.9.	Az 1dB compression pont definíciója erősítőre [7]	17
2.10.	<i>Third order interception point</i> -ja egy nemlineáris elemnek [7]	18
2.11.	Mikrohullámú üreg környezetében létrejövő elektromágneses tér [2]	21
3.1.	A jelen munkát megelőző mérési összeállítás [1]	23
4.1.	Javított mérési elrendezés. Alkalmazástól függően az üreg után erősítőt rakunk be.	25
4.3.	A transzmissziós mikrohullámú üreg elrendezés sematikája	28
4.4.	A mérés kiértékelésének folyamata	32
4.5.	A mért Q eltérése az átlagos értéktől az átlagolások számának függvényében. Az átlagolások számát az R & S oszcilloszkópon állítottuk. A mérést 5MHz-re végeztük a rezonanciától, azaz $IF = 5\text{MHz}$.	33
4.6.	A rezonancia frekvencia változásából eredő IF (köztesfrekvencia) változása a mérés során.	34
B.1.	GaAl/AlGaAs alapú HEMT sávdigramja [11]. A szélesebb tiltott sávval rendelkező anyag dópolását a hátfelülettől távol végzik, így a szennyező atomok(pl. Si) potenciálja kevésbé zavarja az elektronok a mozgását 2DEG-ben.	40

Szakdolgozat kiírása

A mikrohullámú mérés technika fontos része a szilárdtestkutatásban használt eszköztárnak. A szóan forgó módszerek a mikrohullámú ellenállásmérés és az electron spin rezonancia. Mindkét módszerrel elmondható, hogy az ún. folytonos üzemi mérésekben a mérés technika jól kidolgozott. Nemrégiben vált lehetővé a ns időfelbontású mérések elvégzése, mivel ilyen gyors kapcsolási idejű vezérlő eszközök és ebben az időtartományban működő oszcilloszkópok váltak elérhetővé. A jelentkező feladata ezen eszközök segítségével a laborunkban működő mikrohullámú mérés technika fejlesztése különös tekintettel az ún. transzmissziós ESR mérések elvégzése céljából, amellyel fémekben a spin-diffúzió jelensége vizsgálható.

Önállósági nyilatkozat

Alulírott Sági Olivér, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem fizika Bsc szakos hallgatója kijelentem, hogy ezt a dolgozatot meg nem engedett segédeszközök nélkül, önállóan a témavezető irányításával készítettem, és csak a megadott forrásokat használtam fel.

Minden olyan részt melyet szó szerint, vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból vettem, a forrás megadásával jelöltem.

Budapest, 2017.05.26

Sági Olivér

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm témavezetőmnek, Simon Ferencnek, hogy a csoportjában dolgozhattam és, hogy felkeltette érdeklődésemet a mikrohullámú technika iránt. Tanácsai és szemléletes magyarázatai nagyban hozzájárultak a dolgozat elkészítéséhez.

Hálás vagyok Gyüre Baláznak, hogy bevezetett a mikrohullámú mérés technikába és, hogy minden segítséget megadott az alapok elsajátításához. Köszönöm Okvátovity Zoltánnak a mérőprogram fejlesztése során nyújtott segítségét.

A dolgozat elkészítését az MTA Lendület programja támogatta a PROSPIN kutatócsoport révén, ill. az NKFIH a K119442 szerződés szám alatt.

1. fejezet

Bevezetés és motiváció

Az elektromágneses sugárzás mikrohullámú tartományában speciális tulajdonságokkal rendelkező anyagok egyre nagyobb teret nyernek az alkalmazásokban a kommunikációtól kezdve az orvosi képalkotásig. Ezért az anyagok mikrohullámú tulajdonságainak tanulmányozása és funkcionális fejlesztése az anyagtudomány és a mikrohullámú elektronika egyik legaktívabban kutatott területe. A mindennapjaink során is használt gyors, nagyfrekvenciás eszközök fejlesztéséhez az anyagok mikrohullámú viselkedésének teljes körű megértésére van szükség. [3]

Az anyagok mikrohullámú tulajdonságainak mérésére az egyik legelterjedtebb módszer az ún. üregperturbációs technika, amely során az üregbe mintát helyezünk és az üreg jósági tényezőjét és rezonancia frekvenciáját mérjük. A módszer nagy előnye, hogy kontaktus mentes mérést tesz lehetővé, aminek köszönhetően olyan anyagok tulajdonságait is lehet vizsgálni, amelyek hagyományos kontaktusokat használó módszerekkel nem vizsgálhatók. Dielektrikumok komplex permittivitása, mágneses anyagok(pl. ferritek) komplex permeabilitása és fémek komplex vezetőképessége mérhető ily módon.

A módszer alkalmazásához szükségünk van egy olyan mérés technikára amellyel a jósági tényező és a rezonancia frekvencia pontosan mérhető. Arra törekszünk, hogy a jósági tényezőben (Q) minél kisebb változásokat tudjunk detektálni, így egyre kisebb minták is vizsgálhatóvá válnak.

A Q mérésre az egyik legelterjedtebb módszer az üregre érkező mikrohullámú sugárzás frekvenciájának folyamatos megváltoztatása (sweepelés). E módszer hátránya, hogy a sweepelés során nem kielégítő a frekvencia pontos változásának időbeni egyenletessége. Ráadásul a mérés nagy részében a rezonanciától távol eső, irreleváns részen vagyunk, ami jelentősen rontja a Q meghatározásának jel-zaj viszonyát. A kutatócsoportban ahol dolgozom nemrégiben egy teljesen új, idődoménbeli eljárásra tettem javaslatot. [1] [2]

A módszer lényege, hogy az üregre egy konstans frekvenciájú sugárzást küldünk, amit be-ki kap-

csolunk. A jósági tényezőt és a rezonancia frekvenciát az üreg tranziens válaszából határozzuk meg. A módszer nagy előnye a frekvencia-sweepelt módszerekkel szemben, hogy nagy pontosságú, mivel a Q és f_0 mérését is időmérésre vezeti vissza, ami pedig a legpontosabban kivitelezhető mérések közé tartozik.

Azonban a módszer eredeti implementálásának volt néhány korlátja. Nem lehetett tudni, hogy a besugárzó frekvencia kisebb vagy nagyobb, mint az üreg sajátfrekvenciája, csak a különbségi frekvencia abszolút értéke volt közvetlenül mérhető. Pulzus üzemmódban alapvető követelmény, hogy minden pulzust (azaz minden jelhez tartozó triggert) megmérjünk, de ez eddig nem volt így. A mérésben használt mikrohullámú jel teljesítmény szintje szűk határok között változott detektálási problémák miatt. A mérés automatizálása sem volt megoldott.

BSc szakdolgozatomban e négy limitáció megoldását tűztem ki célul. A dolgozatban bemutatom, hogy az ún. IQ mixer használatával a besugárzó és üreg különbségi frekvencia előjele meghatározható. Nagy sebességű digitális oszcilloszkóp jó megválasztásával minden pulzust meg tudunk mérni, ezáltal javítva a jel-zaj viszonyunkat. Kis-zajú mikrohullámú erősítő használatával a jelszintek tágabb határok között változhatnak, illetve bemutatom, hogy a mérést hogyan lehet automatizálni saját készítésű C# mérőkóddal.

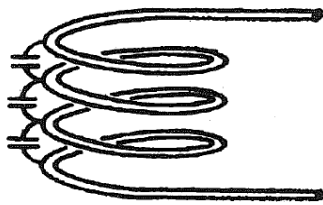
2. fejezet

Elméleti alapok

2.1. Rezonátorok, mikrohullámú üreg

Az ún. rezonátorok a nagyfrekvenciás áramkörök fontos elemei. A rezonátor egy olyan eszköz amely bizonyos frekvenciákon sokkal több energiát képes tárolni, mint a többin. Ezeket a kitüntetett frekvenciákat hívjuk a rendszer rezonanciafrekvenciáinak.

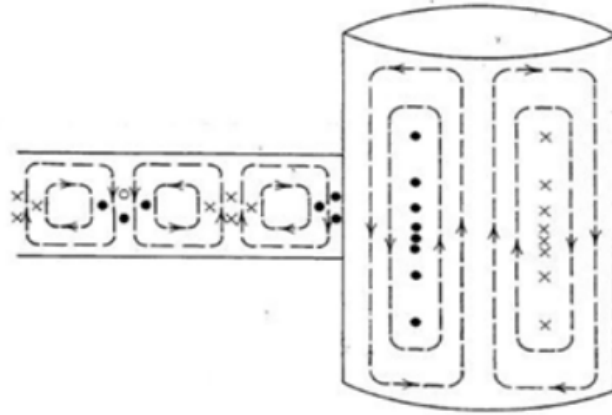
Egy diszkrét elemekből álló áramkör rezonátorként is használható ha kapacitív és induktív tagokat is tartalmaz(RLC-kör). Az RLC-körnél használt feltételezés, hogy az áramkör helyettesíthető ideális, diszkrét elemekkel csődöt mond ha az áramkör mérete összemérhető a hullámhosszal. Ilyenkor a kapacitív és induktív elemek nem tekinthetők ideálisnak, ezért hullámelméleti leírást kell alkalmazni. A hullámegyenletek segítségével megmutatható, hogy nagyfrekvencián az RLC-kör analógiája egy zárt fémdoboz.



2.1. ábra. Induktivitás viselkedése nagyfrekvencián. A menetek között kapacitások jelennek meg. Diszkrét elemekkel történő modellezés ez esetben túl bonyolult lenne. [9]

A mikrohullámú üreg egy jó vezetőképeségű fémből készült (pl. vörösréz) zárt fémdoboz,

melynek mérete összemérhető a mikrohullám hullámhosszával. Az üregnek megfelelő rezonancia frekvencián gerjesztve állóhullámokat képes fenntartani. Az üregbe csatolást egy apertúrával vagy egy hurokantennával valósítjuk meg. A veszteséget az üreg falának vezetőképessége és az üreget kitöltő dielektrikum abszorpciója határozza meg.



2.2. ábra. Elektromágneses tér az üregben és a hullámvezetőben.(szaggatott vonal: mágneses tér, folytonos: elektromos tér)[6]

Az üreg jósági tényezője szabja meg, hogy stacionárius állapotban mennyi az üregben egy periódus alatt tárolt energia. A terheletlen üreg jósági tényezőt a következőféleképpen definiáljuk:

$$Q_0 = 2\pi \frac{\text{üregben tárolt energia}}{\text{egy periódus alatt disszipált energia}} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (2.1)$$

ahol f_0 az üreg sajátfrekvenciája, Δf pedig a rezonanciagörbe szélessége.

A második definíció nem triviális, a két definíció ekvivalenciáját itt mutatjuk meg. A Q mérésére általában az utóbbi definíciót használjuk.

Az első definícióból kiindulva a következő differenciálegyenlet írható fel:

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{\omega_0 U}{Q_0} \quad (2.2)$$

ahol U az üregben tárolt energia. A differenciálegyenletet megoldva, és felhasználva, hogy elektromágneses hullám energiája arányos az elektromos térerősség négyzetével, a következő összefüggés kapható az elektromos térerősségvektor időfüggésére:

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{2Q_0}} e^{-i\omega_0 t} \quad (2.3)$$

Ha vesszük az elektromos térerősségvektor Fourier-transzformáltjának a négyzetét, akkor a teljesítmény körfrekvencia függésére az alábbi összefüggés jön ki:

$$|E(\omega)|^2 \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\omega_0}{2Q_0}\right)^2} \quad (2.4)$$

Az üregben tárolt energia a frekvencia függvényében Lorentz-görbe szerint változik, amelynek félértékszélessége ω_0/Q_0 . A Q az üreg fizikai tulajdonságain kívül függ a csatolástól és az üregbe helyezett mintától. [3]

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{csatolás}}} + \frac{1}{Q_{\text{minta}}} \quad (2.5)$$

A csatolóelem visszaveri a bejövő teljesítmény jelentős részét. Az energia disszipációhoz a csatolóelem nominálisan nem járul hozzá, de a jósági tényezőben figyelembe kell venni azt az elvesztett energiát ami a csatoláson keresztül távozik. A csatolás jellemzésére használjuk a $\beta = \frac{Q_0}{Q_c}$ tényezőt. A terhelt üreg (minta nélkül) jósági tényezője így:

$$Q = \frac{Q_0}{1 + \beta} \quad (2.6)$$

Mikrohullámú ellenállásmérésnél az a cél, hogy Q -ban mért változásokat Q_{minta} dominálja. A 2.5 képlet alapján:

$$\frac{\partial Q}{\partial Q_{\text{minta}}} = Q_{\text{minta}}^{-2} \cdot Q \quad (2.7)$$

Ez a derivált akkor lesz nagy ha Q nagy, ami pedig akkor teljesül ha $Q_{\text{csatolás}} \gg Q_0$.

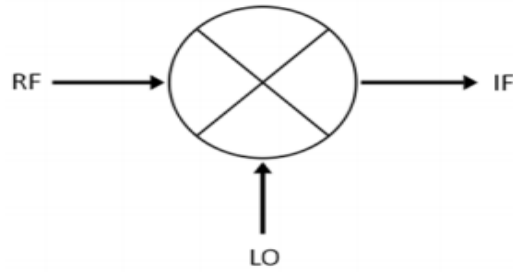
2.2. Mikrohullámú eszközök

Ebben a fejezetben a méréshez használt főbb mikrohullámú eszközök működését mutatom be.

2.2.1. Mikrohullámú mixer

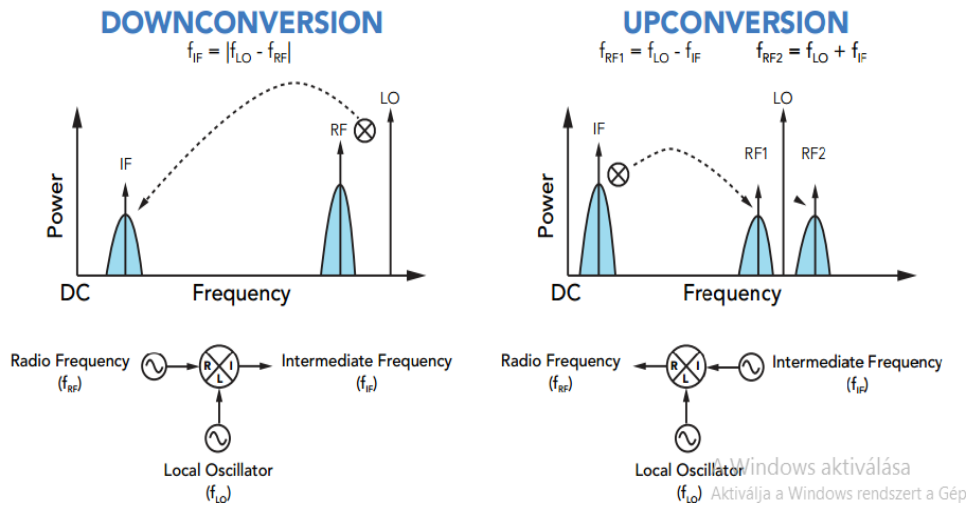
A mixer egy három portú eszköz ami egy nemlineáris vagy időfüggő elemet használ a frekvencia konvertáláshoz, ami a bejövő jelek összeszorzásán keresztül valósul meg. Nemlineáris elemként Schottky diódát, FET vagy CMOS tranzisztorokat használnak. Majdnem minden mikrohullámú vevőrendszer tartalmaz mixert, mert általában a bejövő jel túl gyors ahhoz, hogy egy általánosan használt A/D konverterrel direktben feldolgozzuk.

Az LO port egy kapuként viselkedik, ha elég nagy feszültség érkezik rá akkor kinyit. Ez a port csak bemenetként használható. A másik két port az alkalmazástól függően felcserélhető és lehetnek ki vagy bemenetek. Ha az elérni kívánt frekvencia kisebb mint a bemenő jel frekvenciája az RF portot



2.3. ábra. Mixer áramköri jele. Egy mixerben három ág találkozik: LO (Local Oscillator) port, RF (Radio Frequency) port, IF (Intermediate Frequency) port. [2]

használjuk bemenetként, az IF portot kimenetként. Azaz a mixert lekeverésre használjuk. Mi ezt az üzemmódot használjuk.



2.4. ábra. Lekeverés és felkeverés sematikája mixerrel [4]

Ideális esetben a kimenő IF jel az RF és LO jel szorzatával lesz arányos.

$$v_{LO}(t) = A_{LO} \cos(2\pi f_{LO}t) \quad (2.8)$$

$$v_{RF}(t) = a(t) \cos(2\pi f_{RF}t + \phi(t)) \quad (2.9)$$

$$v_{IF}(t) = K v_{RF}(t) v_{LO}(t) = \frac{K A_{LO}}{2} a(t) [\cos(2\pi (f_{RF} - f_{LO})t + \phi(t)) + \cos(2\pi (f_{RF} + f_{LO})t + \phi(t))] \quad (2.10)$$

Az összeg frekvenciától egy felül áteresztő szűrővel könnyedén megszabadulhatunk.

A lekeverés veszteségét a

$$\frac{P_{IF}}{P_{RF}} = \left(\frac{KA_{LO}}{2} \right)^2 \quad (2.11)$$

hányados határozza meg. A gyártók a veszteséget általában a *Conversion Loss*-szal jellemzik.

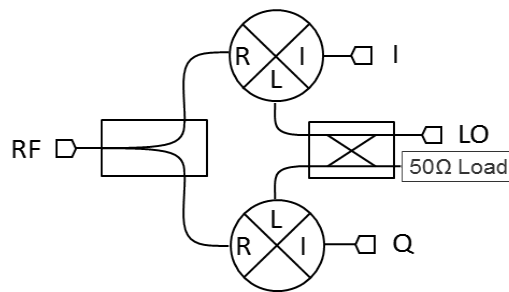
$$\text{Conversion Loss [dB]} = -10 \log \left(\frac{P_{IF}}{P_{RF}} \right) \quad (2.12)$$

A *Conversion Loss* tipikus értéke 4.5 és 9 dB között van.

Ha nem DC-re keverünk le, semmit nem tudunk az RF jel fázisáról. Ezt a problémát oldja meg az IQ mixer. Az IQ mixer két mixerből és egy 90° fázistolást megvalósító ún. hibridcsatlóából épül fel.

$$|RF| = \sqrt{IF_I^2 + IF_Q^2} \quad (2.13)$$

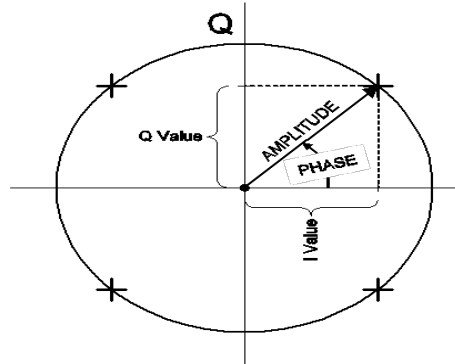
$$phase = \arctan(IF_I/IF_Q) \quad (2.14)$$



IQ Mixer

2.5. ábra. IQ mixer blokkdiagramja [5]

Az IQ mixer segítségével a valós jelünkből egy komplex jelet tudunk előállítani. Az I porton mért jelet tekintjük a jel valós részének, a Q porton mértet pedig a képzetes résznek. Így a frekvencia előjele Komplex Fourier Transzformáció segítségével már egyértelműen meghatározható. Szemléletesen ez azt jelenti, hogy a a 2.6 ábrán meg tudjuk mondani, hogy a nyíl merre forog.

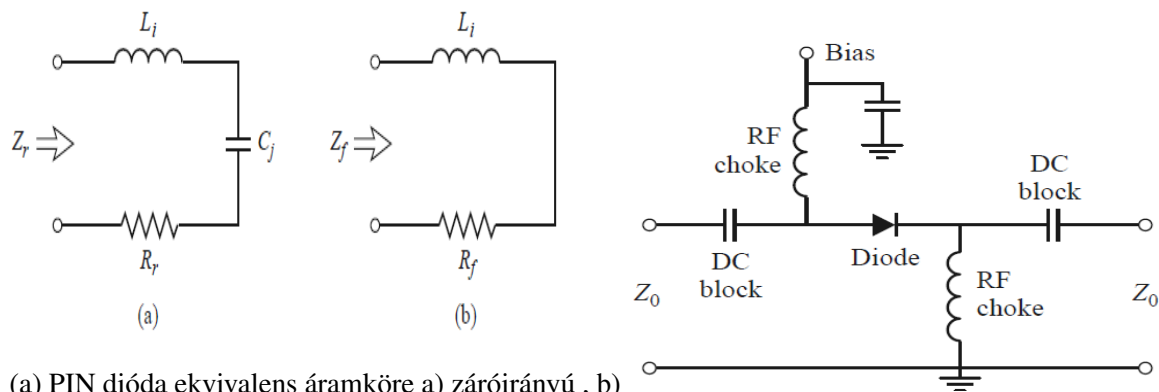


2.6. ábra. IQ detektálás szemléltetése [10]

2.2.2. PIN dióda

A mérések során olyan tranzienseket vizsgáltam amelyeknek a karakterisztikus időskálája $0.5 - 1 \mu\text{s}$. Ezért egy elektromechanikus relénél gyorsabb kapcsolóra volt szükség.

A PIN dióda egy olyan félvezető eszköz ahol a p-n átmenet között egy széles dőpólatlan(intrinsic) réteg van. A diódára adott előfeszítés határozza meg a kiürített réteg vastagságát, így a kapacitását. Záróirányú előfeszítés esetén már számottevő az átmenetek kapacitása ami megnöveli a dióda impedanciáját, emiatt nem engedi át a bejövő RF jelet. Nyitóirányú előfeszítés esetén ez a kapa-



(a) PIN dióda ekvivalens áramköre a) záróirányú , b) nyitóirányú előfeszítés esetén [7]

(b) Egypólusú PIN dióda kapcsoló [7]

citás eltűnik, így lecsökken a dióda impedanciája. A PIN dióda megfelelő meghajtó áramkörrel nagyfrekvenciás kapcsolóként használható. Az általunk használt PIN diódák reflektívek tehát a bejövő teljesítmény visszaverődik ha a diódára záróirányú előfeszítést kapcsolunk, ezért a dióda elé mindig egy ún. izolátort helyeztünk ami a visszavert mikrohullámú teljesítményt elnyeli.

2.2.3. Kis-zajú erősítő(Low Noise Amplifier)

A mikrohullámú mérés technikában kiemelten fontos a kis jelszintek detektálása. Ezt általában kis-zajú erősítőkkal érjük el. A legkisebb detektálható jelszintet egy adott sáv szélesség mellett az határozza meg, hogy a vevőrendszerünk mennyire rontja le a jel-zaj szintet. Ennek jellemzésére használjuk a *Noise Factor*-t és *Noise Figure*-t. A *Noise Factor* a kimenő és a bemenő jel-zaj viszonytal van kapcsolatban. Definíció szerint:

$$F = \frac{S_{in}/N_{in}}{S_{out}/N_{out}} \quad (2.15)$$

Ahol S_{in} a bemenő jel teljesítménye N_{in} pedig definíció szerint egy $T_0 = 290K$ hőmérsékletű megfelelően csatolt ellenálláson mért zajteljesítmény. N_{in} értéke 1 Hz sáv szélesség mellett $-174dBm$. A *Noise Figure* definíció szerint:

$$NF [dB] = 10 \log(F) \quad (2.16)$$

A zajtényező mellett gyakran használjuk az ekvivalens zajhőmérséklet (*Equivalent Noise Temperature*) fogalmát. Amely azt mondja, meg hogy milyen hőmérsékletű ellenállás produkál ugyanakkora termikus zajteljesítményt mint a vizsgált zajforrás. Ezt a zajforrást nevezzük John-Nyquist zajnak is.

$$T_e = \frac{N_0}{k_B B} \quad (2.17)$$

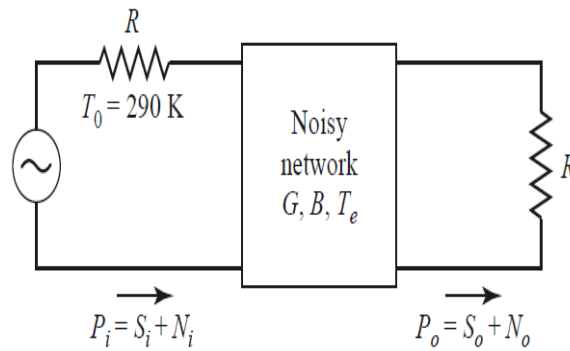
ahol B a sáv szélesség, N_0 pedig a bemenő zajteljesítmény.

A zajhőmérséklet fogalma csak széles sávú zajforrás esetén értelmes. A következőkben megmutatom hogy a zajhőmérséklet milyen kapcsolatban van a *Noise Factor*-ral.

A 2.8 ábrán látható rendszerben a bemenő zajteljesítmény $N_i = kT_0 B$, F definíciójának megfelelően. A bemenő jelszint S_i . A kimenő zajteljesítmény a felerősített bemenő és a rendszer által generált zajteljesítmény összege: $N_o = k_B B G (T_0 + T_e)$, $S_o = G S_i$.

$$F = \frac{S_i}{k_B T_0 B} \frac{k_B G B (T_0 + T_e)}{G S_i} = 1 + \frac{T_e}{T_0} \geq 0 \quad (2.18)$$

$$T_e = (F - 1) T_0 \quad (2.19)$$



2.8. ábra. Noise Figure meghatározása [7]

Passzív áramköri elemek *Noise Factor*-ja:

$$F = 1 + (L - 1) \frac{T}{T_0} \quad (2.20)$$

Ahol L az attenuálás lineáris egységben, T az eszköz fizikai hőmérséklete, $T_0 = 290$ K.

A mikrohullámú vevőrendszerek általában több elemből állnak, ezért fontos ismerni összetett rendszer zajtényezőjét. Összetett rendszer eredő zajtényezőjét az alábbi, ún. Friis-formula [7] adja meg.

$$F_{\text{eredő}} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \frac{F_4 - 1}{G_1 G_2 G_3} + \dots \quad (2.21)$$

Ahol G_i az i . elem erősítése lineáris egységben. A képlet impedancia illesztett rendszerre vonatkozik. Látszik, hogy $F_{\text{eredő}}$ és így a legkisebb detektálható teljesítmény szempontjából az első elem a legkritikusabb. Emiatt a stabilitás és az erősítés mellett a *Noise Figure* az egyik legfontosabb szempont amit a mérnökök az erősítők tervezésénél figyelembe vesznek. Mai modern eszközökben az $NF = 0.2$ dB tipikusnak mondható, amit az ún. high electron mobility transistor (HEMT) révén érnek el. A HEMT technológiát a B függelékben mutatom be .

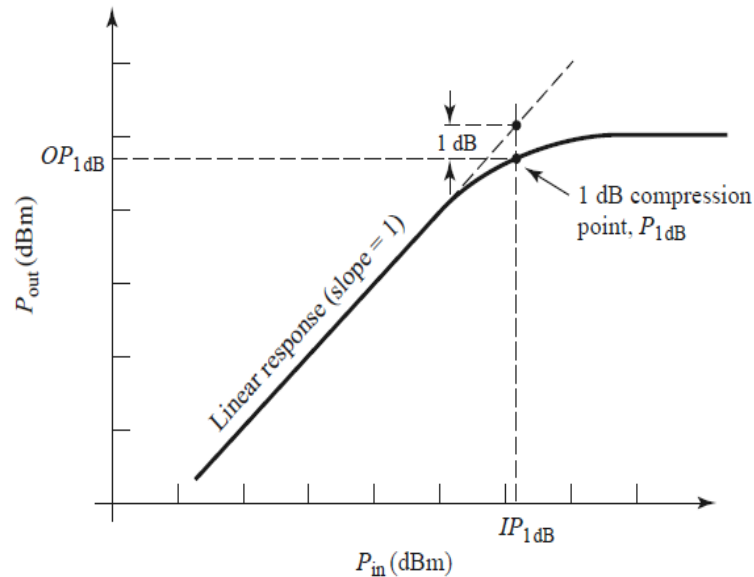
2.3. Nemlineáris effektusok

Eszközeink nemlineáris karakterisztikájú elemekből épülnek fel mint, diódák és tranzisztorok. Ezt a nemlinearitást használjuk fel erősítésnél, detektálásnál és keverésnél. Sajnos az ilyen jellegű viselkedés nem kívánatos effektusokhoz is vezethet mint a szaturáció (*Gain compression*) és a köztes felharmonikus generálás (*Intermodulation Distortion*). Ezek a jelenségek növelhetik a veszteséget, jeltorzulást okozhatnak és esetlegesen interferálhatnak külső elektromágneses jelekkel.

2.3.1. Gain Compression

Nagy bemenő teljesítménynél egy erősítő *Gain*-je már nem állandó. A kimenő feszültség nem lehet a tápfeszültség egy bizonyos részénél nagyobb, ezért a *Gain* le fog csökkenni. Ezt az *1 dB compression point*-tal jellemzik. Ez az pont ahol a kimenő teljesítmény 1 dB-vel eltér az ideális, lineáris karakterisztikától. Ez a pont a bemenő (IP_{1dB}) és a kimenő (OP_{1dB}) is jellemezhető.

$$OP_{1dB} = IP_{1dB} + G - 1 \text{ dB} \quad (2.22)$$



2.9. ábra. Az 1dB compression pont definíciója erősítőre [7]

A szaturáció hatása könnyen megérthető, ehhez modellezzük az erősítő karakterisztikáját a következőképpen:

$$V_{out} = a_1 V_{in} - a_3 V_{in}^3 \quad (2.23)$$

A következő bemenő jelet tételezzük föl

$$V_{in} = V_0 \sin(\omega t) \quad (2.24)$$

Megfelelő trigonometrikus átalakítások után a következőt kapjuk:

$$V_{out} = V_0 \left(a_1 - a_3 \frac{3V_0^2}{4} \right) \sin(\omega t) + \frac{a_3 V_0^3}{4} \sin(3\omega t) \quad (2.25)$$

A levezetésből két fontos dolog látszik. Az erősítés csökken a bemenő teljesítmény növelésével és a telítődő erősítő magasabb felharmonikusokat generál.

2.3.2. Intermodulation distortion

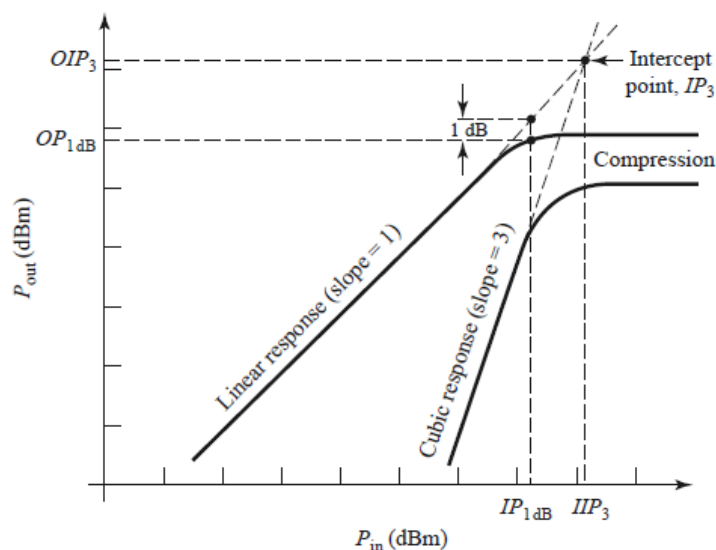
Láttuk, hogy a telítődő erősítő felharmonikusokat generál. Ezek frekvencia térben távol lesznek egymástól, ezért egy alkalmas szűrővel megszabadulhatunk tőlük. A helyzet azonban nem ilyen egyszerű ha nem csak egy bemenő jelünk van.

$$V_{in} = V_1 \sin(\omega_1 t) + V_2 \sin(\omega_2 t) \quad (2.26)$$

A 2.23 képletbe most a 2.26-t helyettesítjük be.

$$\begin{aligned} V_{out} = & V_1 \left(a_1 - \frac{3}{4} a_3 V_1^2 \right) \sin(\omega_1 t) + V_2 \left(a_1 - \frac{3}{4} a_3 V_2^2 \right) \sin(\omega_2 t) + \frac{a_3 V_1^3}{4} \sin(3\omega_1 t) + \frac{a_3 V_2^3}{4} \sin(3\omega_2 t) - \\ & - \frac{3V_1^2 V_2 a_3}{3} \left\{ \sin(\omega_2 t) - \frac{1}{2} [\sin((2\omega_1 - \omega_2)t) - \sin((2\omega_1 + \omega_2)t)] \right\} - \\ & - \frac{3V_1 V_2^2 a_3}{3} \left\{ \sin(\omega_1 t) - \frac{1}{2} [\sin((2\omega_2 - \omega_1)t) - \sin((2\omega_2 + \omega_1)t)] \right\} \end{aligned} \quad (2.27)$$

A felharmonikusok mellett megjelentek a $2\omega_1 - \omega_2, 2\omega_2 - \omega_1, 2\omega_2 + \omega_1, 2\omega_1 + \omega_2$ frekvenciák.



2.10. ábra. *Third order interception point*-ja egy nemlineáris elemnek [7]

Ezeket hívjuk *intermodulation products*-nak. Közele ω_1 és ω_2 esetén a különbségi kereszttagok nagyon közel eshetnek az eredeti frekvenciákhoz amit már nehéz kiszűrni. A bemenő jelszint növelésével a feszültség köbével arányos tagok egyre dominánsabbá válnak. Egy bizonyos pontban a köbös tagok erőssége meg fog egyezni a lineáris tagok erősségével. Ezt hívjuk *third order interception point*-nak. A *gain compression*-höz hasonlóan ez is jellemezhető a ki, illetve bemenő teljesítménnyel.

2.4. Komplex Fourier transzformáció

A szakdolgozatban bemutatandó mérések analízise során kiterjedten használtam a Komplex Fourier transzformációt, amit itt ismertetek. Egy $F(t)$ függvény különböző frekvenciájú komponensekre bontását a Fourier-transzformáció segítségével végezzük:

$$\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.28)$$

A definíció alapján látjuk, hogy a Fourier-spektrum komplex mennyiség. Különböző frekvenciájú komponensek más fázissal rendelkezhetnek, ezért szükséges komplex mennyiségek használata. Amennyiben csak az egyes komponensek erősségére vagyunk kíváncsiak akkor elég a valós és képzetes rész négyzetösszegének a gyökét venni. (*Magnitude*)

A komplex jelölésmód másik fontos szerepe, hogy kódolja a frekvencia előjelét. Önmagában egy \sin vagy \cos függvény nem adja meg a harmonikus rezgés frekvenciájának előjelét. Méréstechnikai szempontból ez akkor lehet például fontos ha egy mixerrel lekevert IF jel előjelére vagyunk kíváncsiak, azaz, hogy a bejövő jel frekvenciája az LO-nál kisebb vagy nagyobb.

A mért valós jelekből komplex, időfüggő mennyiséget kell előállítanunk. A bejövő időfüggő $F(t)$ jelet eltoljuk 90° -kal: $G(t)$, és az így kapott két adatsort tekintjük a bejövő jel valós és képzetes részének.

$$\tilde{F}(t) = F(t) + iG(t) \quad (2.29)$$

$$\operatorname{Re} \tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) \cos(\omega t) dt + \int_{-\infty}^{+\infty} G(t) \sin(\omega t) dt \quad (2.30)$$

$$\operatorname{Im} \tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} -F(t) \sin(\omega t) dt + \int_{-\infty}^{+\infty} G(t) \cos(\omega t) dt \quad (2.31)$$

Az FT után szintén egy komplex spektrumot aminek magnitúdója már előjelhelyesen mutatja a különböző frekvenciájú komponensek erősségét.

A méréseink során gyakran szükségünk van a

$$F(t) = \theta(t) e^{-\frac{t}{\tau}}$$

függvény Fourier transzformáltjára.

$$\tilde{F}(\omega) = \int_0^{\infty} e^{-t(\frac{1}{\tau} + i\omega)} dt = \left[-\frac{e^{-t(\frac{1}{\tau} + i\omega)}}{\frac{1}{\tau} + i\omega} \right]_0^{\infty} = \frac{\frac{1}{\tau}}{\frac{1}{\tau} + i\omega} = \frac{\frac{1}{\tau}}{\frac{1}{\tau^2} + \omega^2} - i \frac{\omega}{\frac{1}{\tau^2} + \omega^2} \quad (2.32)$$

$$|\tilde{F}(\omega)|^2 = \frac{1}{\frac{1}{\tau^2} + \omega^2} \quad (2.33)$$

A Fourier-transzformált abszolút érték négyzete egy nem normált Lorentz-függvény, amelynek félértékszélessége a τ paramétertől függ. Látható, hogy a valós rész viszont egy π faktortól eltekintve egy normált területű Lorentz-függvény. A félértékszélesség ω egységben:

$$\Delta \omega = \frac{2}{\tau} \quad (2.34)$$

Spektrumanalízisre használt szoftverek a használják a *Power* és *Magnitude* fogalmakat.

$$Power = \frac{FFT(A) \cdot FFT^*(A)}{N^2} \quad (2.35)$$

Ahol $FFT(A)$ az A jel diszkrét Fourier transzformáltja, ami egy N darab komplex számból álló tömb.

$$Magnitude = \sqrt{\text{Re } FFT(A)^2 + \text{Im } FFT(A)^2} \quad (2.36)$$

2.5. Rezonátor tranziens

Az itt bemutatott számolások [1] felhasználásával készültek. Azt mutatjuk itt be, hogy a mikrohullámú üregek gerjesztését hogyan lehet mikrohullámú hullámvezetővel megoldani. A felmerülő új és fontos fogalom az ún. csatolás. A csatolás mértéke a hullámvezető és az üreg közti energiáttranszfert jellemzi. A csatolás az impedancia illesztéssel analóg fogalom, amikor egy 50Ω -os vezetőt a neki megfelelő impedanciával jellemzünk. Azonban a csatolás nem összekeverendő a hangolás fogalmával ami a rezonátor frekvenciájának változtatását jelenti.

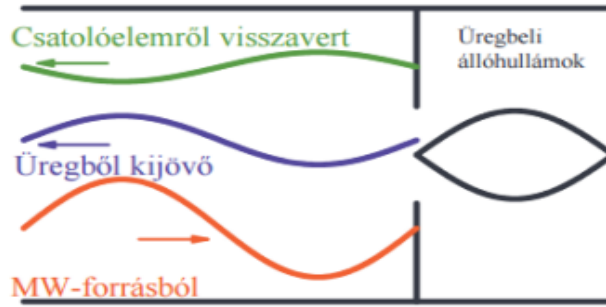
Az üreghöz csatlakozó hullámvezetőben kialakult tér 3 komponens szuperpozíciójából alakul ki, amit a 2.11 ábra szemléltet. Amennyiben a mikrohullámú forrásból P_0 teljesítmény jön, akkor a csatolóelemen keresztül bekövetkező energiaváltozás az alábbi módon írható fel:

$$\Delta P = P_0 - |E_{\text{refl}} - E_{\text{out}}|^2 \quad (2.37)$$

ahol E_{refl} a reflektálódott tér elektromos térerősségvektora, E_{out} az üregből a csatolóelemen keresztül kijövő tér térerősségvektora.

A csatolás növelésével nő az üreget gerjesztő teljesítmény amíg eléri a kritikus P_0 értéket. Ez a kritikus csatolás esete amikor nincs visszavert teljesítmény. Ugyanekkor a visszavert jel rezonancia görbéje frekvenciatérben kiszélesedik kétszer akkora, mint alulcsatolt esetben. Látszózik ha

$$E_{\text{refl}} - E_{\text{out}} = 0 \quad (2.38)$$



2.11. ábra. Mikrohullámú üreg környezetében létrejövő elektromágneses tér [2]

akkor nem mérhető a csatolásra visszajövő teljesítmény. Bevezetve R reflexiós és T transzmissziós együtthatót az alábbi alakba írható át a 2.38 egyenlet:

$$\sqrt{RP_0} = \sqrt{Q_0P_0T} \quad (2.39)$$

Ez alapján:

$$R = \frac{Q_0}{1 + Q_0} \quad (2.40)$$

$$T = \frac{1}{1 + Q_0} \quad (2.41)$$

Kritikus csatolás esetén az egy periódus alatt az üregben disszipált teljesítmény megegyezik a csatolóelemen át távozó teljesítménnyel. Ebben az esetben a gerjesztő teljesítmény kikapcsolása után az energiamérleg a következő:

$$\frac{dU}{dt} = -P_{\text{csatoló}} - P_{\text{üreg}} = -U\omega_0 T - U\frac{\omega_0}{Q_0} \quad (2.42)$$

Ezt kell megoldanunk és $U(t=0) = U_0 = \frac{P_0 Q_0}{\omega_0}$. Átrendezés után:

$$\frac{dU}{dt} = -U\omega_0 \left(\frac{1}{1 + Q_0} + \frac{1}{Q_0} \right) = -\frac{U\omega_0}{Q} \quad (2.43)$$

Ahol a terhelt üreg jósági tényezője:

$$\frac{1}{Q} = \frac{2Q_0 + 1}{(1 + Q_0)Q_0} \approx \frac{2}{Q_0} \quad (2.44)$$

A közelítés $Q_0 \gg 1$ érvényes. Azt látjuk, hogy kritikusán csatolt üreg Q -ja felére csökken felére csökken a terheletlen üregéhez képest. A 2.43 megoldás:

$$U(t) = U_0 e^{-\frac{2\omega_0 t}{Q_0}} \quad (2.45)$$

A mérések során a csatolóelemen távozó mikrohullámú teljesítményt mérjük. Felhasználva, hogy

$$P_{\text{csatoló}} = U \omega_0 T :$$

$$P_{\text{csatoló}}(t) = P_0 e^{-\frac{2\omega_0 t}{Q_0}} \quad (2.46)$$

$$V_{\text{csatoló}}(t) = \sqrt{P_0 Z_0} e^{-\frac{\omega_0 t}{Q_0}} \quad (2.47)$$

ahol Z_0 a hullámvezető impedanciája.

A 2.47 egyenlet Fourier transzformáltjának abszolút érték négyzete $|\tilde{V}(\omega)|^2$ a következő:

$$|\tilde{V}(\omega)|^2 = P_0 Z_0 \frac{1}{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + \omega^2} \quad (2.48)$$

ahol bevezettük a $\Delta\omega = \omega_0/Q$ kifejezést. A 2.48 egyenlet egy Lorentz-görbét ír le amelynek félértékszélessége $\Delta\omega$. Ezzel a levezetéssel beláttuk, hogy a kritikusan csatolt üreg jósági tényezőjére is érvényes a 2.1 definíció azaz:

$$Q_{\text{csatolt}} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (2.49)$$

A 2.48 egyenlet egy érdekes következménye a kisugárzott teljesítmény integrálja:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\tilde{V}(\omega)|^2}{Z_0} d\omega = \frac{P_0}{\Delta\omega} = \frac{P_0 Q_0}{2\omega_0} \quad (2.50)$$

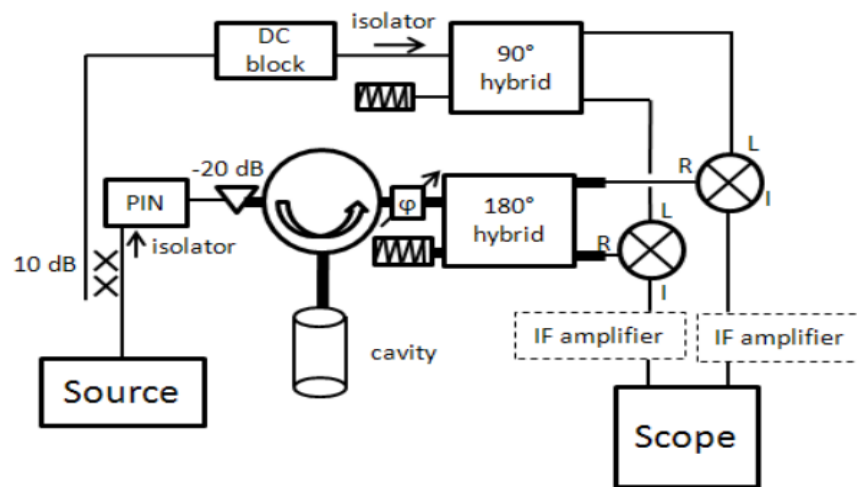
A kapott eredmény energia dimenziójú. A kapott mennyiség pont fele az üregben tárolt energiának stacionárius állapotban. Ez konzisztens a fejezet elején megfogalmazott állítással miszerint a csatolóelemen távozó teljesítmény megegyezik az üregben disszipált teljesítménnyel.

A saját eredmények ismertetésénél bemutatom a továbbiakban, hogy a reflexiós geometriánál alkalmazott tranziensek vizsgálata hogyan vihető át a transzmissziós geometriára, ami a jelen munka előtt nem volt ismert.

3. fejezet

Korábban alkalmazott összeállítás az üreg paraméterek mérésére

A szakdolgozatomban egy korábban már elkészült mérési összeállítás fejlesztése volt a feladatomban. Ennek megfelelően a korábbi összeállítást és annak tulajdonságait ismertetem.



3.1. ábra. A jelen munkát megelőző mérési összeállítás [1]

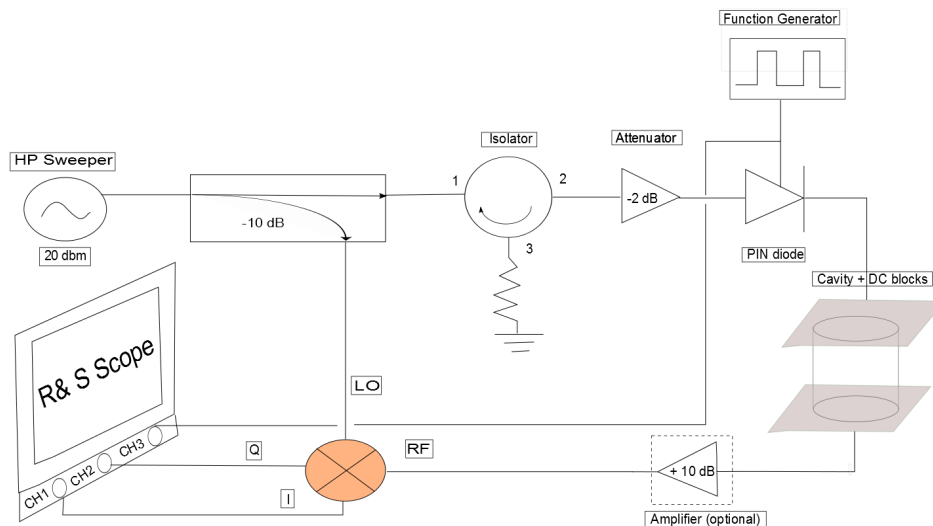
Mikrohullámú forrásként egy Gunn dióda alapú oszcillátort (Agilent 83751B, 2 – 20 GHz) használtak 20 dBm kimenő teljesítménnyel. A mixer LO portjának működéséhez szükséges 10 dBm teljesítményt egy iránycsatoló segítségével juttatták el. Az LO jelek közti fázistolást egy 90° hibriddel hozták létre. Az új elrendezésben két darab mixer helyett, egy IQ mixert használtak, ezért a 90° hibridet el lehetett hagyni. A 180° fokos hibrid ebben az összeállításban teljesítményosztó-

ként funkcionált , viszont az IQ mixer eleve tartalmaz ilyen, ezért szintén kihagyható az elrendezésből. Mikrohullámú kapcsolóként egy TTL jellel vezérelhető, gyors PIN diódát használtak. A laborban található PIN diódák reflektívek, ezért mindig izolátort helyezünk eléjük, hogy a nagy visszavert teljesítmény ne juthasson el a forráshoz ami azt károsíthatná. A nagy visszavert teljesítmény miatt az új összeállításban az izolátor után egy 2 dB-s attenuátort is elhelyeztünk. DC blockot használtunk a PIN dióda meghajtó jelének és egyéb DC zajoknak kiszűrésére. A DC block két X sávú hullámvezetőből és egy közéjük helyezett vékony, műanyag lapból áll amelyek galvanikus szigetelést biztosítanak, de a kívánt mikrohullámú sugárzás gond nélkül átjut. A mérés során az üregről reflektált mikrohullámokat detektálták cirkulátor segítségével.

4. fejezet

Saját eredmények és értelmezésük

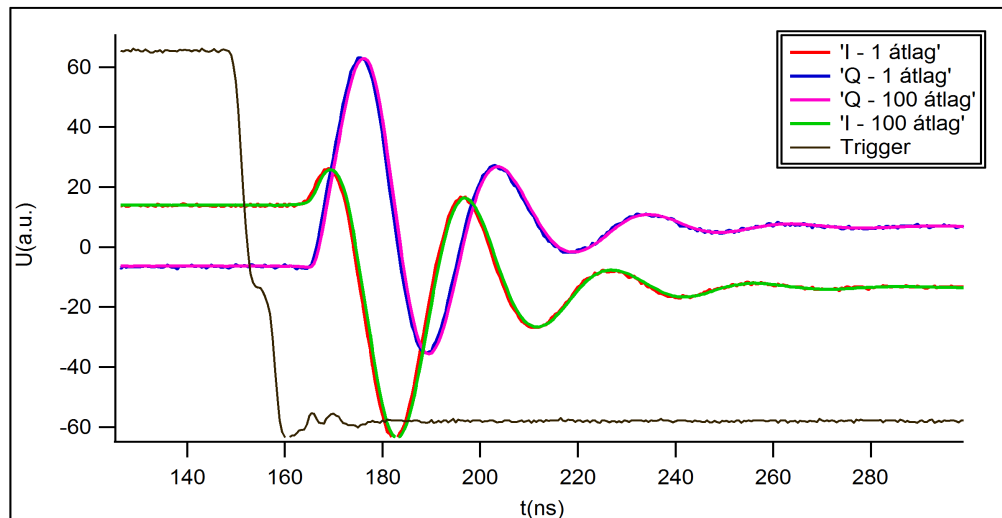
4.1. A javított mérési elrendezés



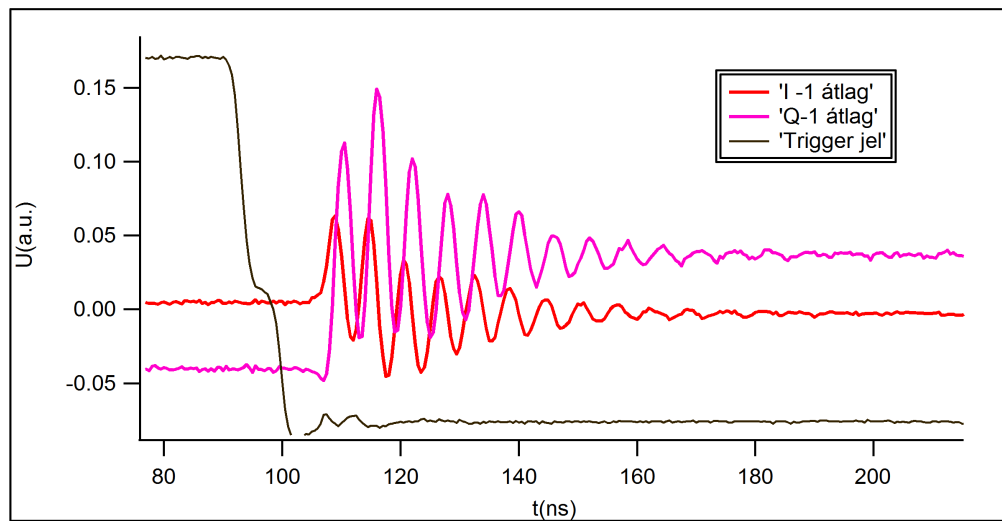
4.1. ábra. Javított mérési elrendezés. Alkalmazástól függően az üreg után erősítőt rakunk be.

A régi mérési összeállítással szemben a transzmittált mikrohullámokat detektáljuk. Reflexiók elrendezésben állóhullámok alakulhatnak, illetve mindig lesz áthallás a cirkulátor izolált portjai között. Ezek a jelenségek jelentősen torzíthatják mérési eredményeinket. A transzmissziós összeállításban a cirkulátor elhagyható, így az üreg rezonanciagörbéje is mérhetővé válik. Az üreg után a transzmittált jelszinttől függően egy LNA-t raktunk be. Ezzel tetszőlegesen kis jelszintek is detektálhatóak, ami mikrohullámú ellenállásmérésnél fontos, mivel alulcsatolt esetben mérünk ami a

transzmisszió csökkenésével jár (ld. 4.10). Így a régi összeállításban használt IF erősítőket is el lehetett hagyni. Ugyanakkor figyelembe kell venni, hogy a mixer RF portja 0 dBm-nél már telítődik. Ezért az erősítő szükségessége alkalmazásfüggő.



(a) Tranziens jelek különböző átlagolások mellett. Az átlagolás hatása kis jelszinteknél jelentős.



(b) Tranziens jel másik IF frekvencia mellett. Vegyük észre, hogy az I és Q csatornák jelei egymáshoz képest mindig 90 fokkal el vannak tolódva.

A lekevert IF jelet a gyors R & S RTO 1000 oszcilloszkóppal feldolgoztuk. Az új scope nem dob ki triggereket, így sokkal nagyobb érzékenységgel (azaz jel-zaj viszonyal) tudunk mérni. A kiértékelés után már ismerjük a rezonanciafrekvenciát és a jósági tényezőt. A tapasztalat szerint előnyös ha fix IF frekvenciával dolgozunk. Ennek oka, hogy ekkor nem kell törődnünk a mixer $1/f$ zajának megváltozásával, illetve az oszcilloszkóp és az FT beállításai állandóak maradhatnak a mérés során. A hőmérséklet ingadozások és egyéb tényező miatt előfordulhat, hogy az üreg sajátfrek-

venciája megváltozik. Ilyenkor a mikrohullámú forrás frekvenciáját utánaállítjuk, ezért fontos a frekvencia előjelének ismerete.

4.2. A transzmissziós, idődoménbeli mérés leírása

Kísérleti Fizika I. tárgyból ismert a kényszerrezgés differenciálegyenletét, amely egy inhomogén differenciálegyenlet. Az általános megoldás a homogén és a partikuláris megoldás összege adja. A partikuláris megoldás adja a rezgés állandósult tagját amelynek frekvenciája megegyezik a gerjesztés frekvenciájával. A homogén megoldás viszont egy tranziens tagot ír le, amely független a gerjesztéstől. [8]

$$x_{\text{tranziens}} = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \varphi_0) \quad (4.1)$$

ahol β a csillapítási tényező

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

A_0, φ_0 a kezdeti feltételektől függő állandók.

A mikrohullámú üregben kialakuló elektromágneses rezgést is formailag ugyanilyen egyenletek írják le, ezért a tranziens itt is megjelenik. A tranziens lecsengése arányos a csillapítással amelyet esetünkben a jósági tényező határoz meg.

A [1] cikkben leírtaktól eltérően transzmissziós összeállítást használtunk amit a 4.3 ábra mutat, ezért az elméleti leírás is változtatni kell. A terhelt üreg jósági tényezőjében mindkét csatolást figyelembe kell venni:

$$Q = \frac{Q_0}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad (4.2)$$

ahol

$$\beta_1 = \frac{Q_0}{Q_{\text{becsatolás}}},$$

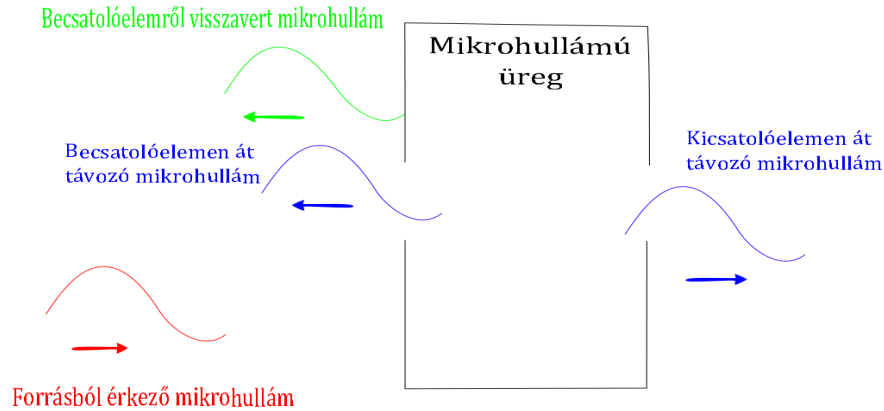
$$\beta_2 = \frac{Q_0}{Q_{\text{kicsatolás}}}$$

Stacionárius állapotban, rezonanciafrekvencián besugározva az üregben disszipált teljesítmény megegyezik az üreget gerjesztő teljesítménnyel.

$$P_{\text{exc}} = \frac{U \omega_0}{Q_0} \quad (4.3)$$

P_{exc} meghatározásához felírjuk a 4.3-nek megfelelő energiamérleget:

$$\left(\sqrt{p_0} - \sqrt{\beta_1 p_{\text{exc}}}\right)^2 + \beta_2 p_{\text{exc}} = p_0 - p_{\text{exc}} \quad (4.4)$$



4.3. ábra. A transzmissziós mikrohullámú üreg elrendezés sematikája

A bal oldal első tagja a becsatólélemről visszavert és a becsatólélem át távozó hullámok koherens teljesítményjáruléka. Kihasználtuk hogy a becsatólélem reflexiója $R \approx 1$ ami $Q \gg 1$ esetén jó közelítés. A negatív előjel a visszaverődés miatt bekövetkező 180° fázistolás miatt jelenik meg. A bal oldal második tagja a kicsatólélemen távozó teljesítmény. Az előbb felsorolt tagok nem járulnak hozzá az üreg gerjesztéséhez, tehát ezek adják a bejövő és a gerjesztő teljesítmény közti különbségét. A 4.4 egyenletet átrendezve megkapjuk mekkora az üreget gerjesztő teljesítmény:

$$P_{\text{exc}} = P_0 \frac{4\beta_1}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \quad (4.5)$$

Az üregről akkor nem fog teljesítmény visszaverődni a forrás fele ha a 4.4 egyenlet bal oldalának első tagja 0. Ez akkor teljesül ha:

$$1 + \beta_2 = \beta_1 \quad (4.6)$$

$\beta_2 \rightarrow 0$ határesetben, ami fizikailag annak felel meg, hogy nincs kicsatolás visszakapjuk a $\beta_1 = 1$ eredményt az [1] cikkben leírtakkal összhangban.

4.2.1. A kikapcsolási jelenség

A 4.3-nek megfelelő elrendezést tekintjük rezonanciafrekvencián történő besugárzás mellett. Az üregben tárolt energia a gerjesztés kikapcsolása után következő differenciál egyenlettel írható le:

$$\frac{dU}{dt} = -P_{\text{üreg}} - P_{\text{becsatoló}} - P_{\text{kicsatoló}} = -(1 + \beta_1 + \beta_2) P_{\text{exc}} = -(1 + \beta_1 + \beta_2) \frac{U \omega_0}{Q_0} \quad (4.7)$$

Amit az $U(t=0) = U_0 = P_{\text{exc}}Q_0/\omega_0$ kezdeti feltétellel oldunk meg.

$$U(t) = U_0 e^{-(1+\beta_1+\beta_2)\frac{\omega_0 t}{2Q_0}} \quad (4.8)$$

A kicsatoló elemen át távozó mikrohullám adja azt a mikrohullámú feszültség amit a tranziens alatt detektálunk:

$$V(t) = \sqrt{P_{\text{exc}}Z_0\beta_2} e^{-(1+\beta_1+\beta_2)\frac{\omega_0 t}{2Q_0}} = \frac{2\sqrt{\beta_1\beta_2}}{1+\beta_1+\beta_2} \sqrt{P_0Z_0} e^{-(1+\beta_1+\beta_2)\frac{\omega_0 t}{2Q_0}} \quad (4.9)$$

Ha erősen alulcsatolt esetet vizsgálunk, vagyis $\beta_1, \beta_2 \ll 1$, akkor jó közelítéssel Q_0 -t mérjük.

$$V(t) \approx 2\sqrt{\beta_1\beta_2}\sqrt{P_0Z_0} e^{-\frac{\omega_0 t}{2Q_0}} \quad (4.10)$$

Az itt megjelenő kettes faktor a feszültség és teljesítmény közötti négyzetes összefüggésből ered.

4.2.2. A bekapcsolási jelenség

Bekapcsolás után az energiamérleg a következő alakban írható fel:

$$\frac{dU}{dt} = P_{\text{exc}} - P_{\text{üreg}} \quad (4.11)$$

$$P_{\text{exc}} = P_0 - \left| \sqrt{P_0} - \sqrt{\frac{U\omega_0\beta_1}{Q_0}} \right|^2 - \frac{U\omega_0}{\beta_2} \quad (4.12)$$

$$P_{\text{üreg}} = \frac{U\omega_0}{Q_0} \quad (4.13)$$

Az előzőeket behelyettesítve:

$$\frac{dU}{dt} = 2\sqrt{\frac{P_0U\omega_0\beta_1}{Q_0}} - \frac{U\omega_0}{Q_0}(1+\beta_1+\beta_2) \quad (4.14)$$

Ezt a differenciálegyenletet kell megoldanunk $U(t=0) = 0$ kezdeti feltétellel. A megoldáshoz a következő, új változóra térünk át: $y = \sqrt{U}$.

$$\frac{dy}{dt} = \sqrt{\frac{P_0\omega_0\beta_1}{Q_0}} - \frac{\omega_0(1+\beta_1+\beta_2)}{2Q_0}y \quad (4.15)$$

Ez egy szétválasztható differenciálegyenlet. Integrálás és a kezdeti feltétel illesztése után a következő adódik:

$$y(t) = \frac{2}{1+\beta_1+\beta_2} \sqrt{\frac{P_0\beta_1Q_0}{\omega_0}} \left(1 - e^{-\frac{\omega_0(1+\beta_1+\beta_2)t}{2Q_0}} \right) \quad (4.16)$$

A mikrohullámú feszültség amit a tranziens során detektálunk:

$$V(t) = \frac{2\sqrt{\beta_1\beta_2 P_0 Z_0}}{1 + \beta_1 + \beta_2} \left(1 - e^{-\frac{\omega_0(1+\beta_1+\beta_2)t}{2Q_0}} \right) \quad (4.17)$$

Tehát a 4.9 és a 4.17 egyenletben ugyanazok az időfüggő tagok és mindkét esetben megjelenik a transzmisszió a képletben.

4.3. Az optimális mérési beállítás transzmissziós elrendezésre

A 2.7 egyenlet alapján látjuk, hogy a mikrohullámú ellenállásmérés akkor lesz érzékeny a mintára ha az üreget alulcsatoljuk. A 4.10 egyenletből viszont kiderül, hogy a csatolás csökkentésével a transzmittált jel amplitúdója is csökkenni fog. Ezért kell lennie egy optimumnak ami a következő formulák alapján tisztán látszik, hogy valamilyen $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ értéknél lesz.

$$Q = \frac{Q_0}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad T = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \quad (4.18)$$

Olyan méréseknél ahol a kiértékeléshez 2.33-hez hasonló görbét kell illeszteni bizonyos esetekben statisztikailag kedvező a minél nagyobb függvény alatti terület. Esetünkben a 4.9 egyenlet Fourier-transzformált abszolút érték négyzetének függvény alatti területét kell megfelelően választott üreg paraméterekkel maximalizálni.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{V}(\omega)|^2 d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \frac{TP_0 Z_0}{\left(\frac{\omega_0}{2Q}\right)^2 + \omega^2} d\omega = \frac{TP_0 Z_0 \cdot Q}{\omega_0} \quad (4.19)$$

Mérési mód	β_{optimum}	Transzmisszió	Q
Teljesítmény	1	4/9 (3.5 dB)	$Q_0/3$
Feszültség	1/2	1/4 (6 dB)	$Q_0/2$

4.1. táblázat. A különböző mérési módok optimumainak összehasonlítása, az optimális csatolás, transzmittált teljesítmény és mért Q megadásával

Az előző számolással analóg módon belátható, hogy $\text{Re } \tilde{V}(\omega)$ függvény alatti területe $Q \cdot \sqrt{T}$ -vel arányos. Tehát ha a függvény alatti terület optimumát keressük akkor aszerint, hogy mikrohullámú teljesítményt vagy feszültséget mérünk, $Q \cdot T$ vagy $Q \cdot \sqrt{T}$ maximumát kell keresni.

A következőkben azt vizsgáljuk, hogy milyen üregparaméterek mellett tudjuk az illesztést a legkisebb hibával elvégezni. Feltesszük, hogy a rezonanciát ismerjük és azon a frekvencián történik a besugárzás.

$$f(\omega_i, T, \Delta\omega) = \frac{T}{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + \omega_i^2} \quad (4.20)$$

Feltesszük, hogy mindegyik mért adat szórása (σ) ugyanakkora.

Szatmáry Zoltán: Mérések kiértékelése c. jegyzetének [12] 6. fejezetében alkalmazott módszert és jelöléseket használom a paraméterek szórásainak meghatározására. A kovariancia mátrixot a:

$$\mathbf{B} = \sigma^2 \mathbf{R}^{-1} \quad (4.21)$$

adja meg, ahol

$$\mathbf{R} = \mathbf{F}^T \mathbf{F} \quad (4.22)$$

egy 2×2 -es mátrix, σ^2 a mért adatok becsült szórásnégyzete, \mathbf{F} pedig az illesztőfüggvény paraméterek szerinti deriváltjaiból képzett mátrix.

$$F_{i1} = \frac{\partial f(\omega_i, \Delta\omega, T)}{\partial T} \quad F_{i2} = \frac{\partial f(\omega_i, \Delta\omega, T)}{\partial (\Delta\omega)} \quad (4.23)$$

amely N mért pont és M darab paraméter esetén $N \times M$ -es mátrix.

$$R_{11} = \sum_{i=0}^N \frac{1}{\left(\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + \omega_i^2\right)^2} \propto \frac{1}{\Delta\omega^4} \quad (4.24)$$

$$R_{21} = R_{12} = \sum_{i=0}^N \frac{-T\Delta\omega}{\left(\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + \omega_i^2\right)^3} \propto \frac{T}{\Delta\omega^5} \quad (4.25)$$

$$R_{22} = \sum_{i=0}^N \frac{T^2\Delta\omega^2}{\left(\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + \omega_i^2\right)^4} \propto \frac{T^2}{\Delta\omega^6} \quad (4.26)$$

Az \mathbf{R} mátrix inverzéből megkapható $\Delta\omega$ paraméter szórása.

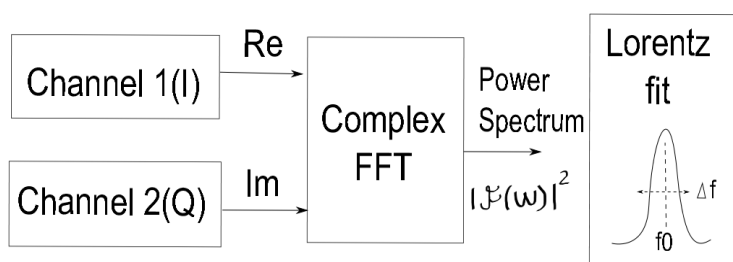
$$D^2(\Delta\omega) = \sigma^2 \frac{R_{11}}{R_{11}R_{22} - R_{12}^2} \propto \frac{\Delta\omega^6}{T^2} \quad (4.27)$$

$$D^2(\Delta\omega) \propto \frac{\Delta\omega^3}{T} \propto \frac{1}{T \cdot Q^3} \quad (4.28)$$

Ha $\Delta\omega$ paramétert szeretnénk a legkisebb hibával meghatározni akkor $T \cdot Q^3$ -t kell maximalizálnunk. A 4.18 képletek alapján belátható, hogy ez a $\beta_1 = \beta_2 = \beta = 1/3$ értékeknél veszi fel a maximumát. Ekkor az eredő Q nagysága $Q_0 \cdot 3/5$.

4.4. Rezonátor paraméterek mérése és statisztikai vizsgálata

Az új 4.1 mérési elrendezésben a R& S scope két csatornáján dolgozzuk fel az I és a Q jeleket. Ezekből képzünk egy $F(t) = I(t) + iQ(t)$ komplex időfüggő jelet, ami 2.4-ben leírtaknak megfelelően a frekvencia előjelét is helyesen visszaadja a Komplex Fourier Transzformáció után. A 2.33 egyenlet szerint az üreg tranziense során mért jel Fourier-transzformáltjának abszolút érték négyzete Lorentz függvény lesz. Ha a besugárzás nem a rezonancia frekvencián történt a Lorentz maximumhelye nem $\omega_0 = 0$ -nál lesz, hanem a besugárzó frekvencia és a rezonanciafrekvencia különbségénél. A Lorentz maximum helyéből és a félérték szélességből meghatározhatjuk a Q -t és a rezonanciafrekvenciát. Ezt a folyamatot szemlélteti a 4.4 ábra.



4.4. ábra. A mérés kiértékelésének folyamata

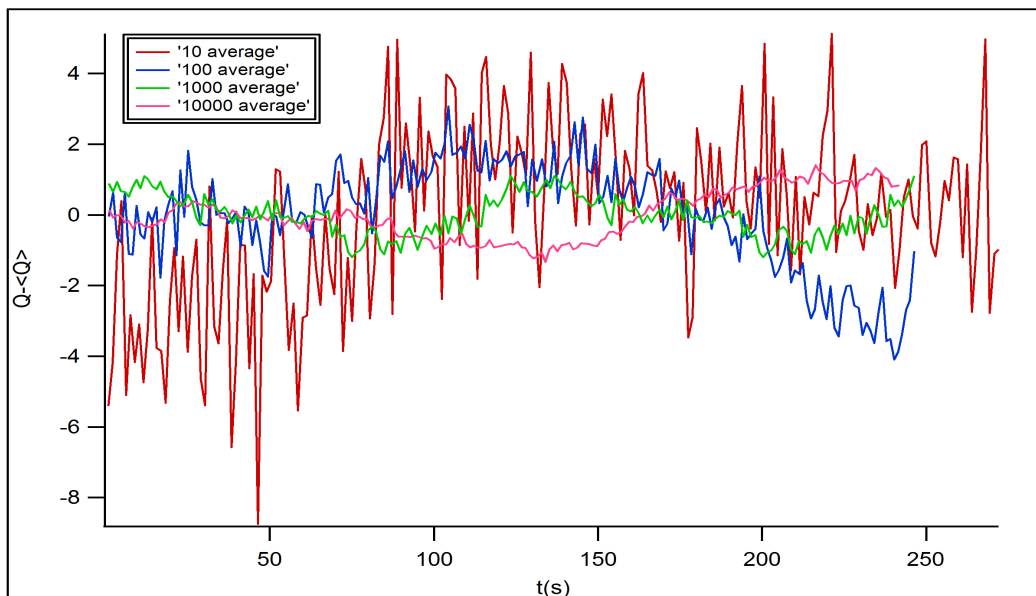
Nem létezik általánosan elfogadott mérőszám a Q mérések pontosságára. A mérés 'jósgának' ('figure of merit') jellemzésére egy olyan mérőszámot kell találni amely független Q -tól.

Q és f_0 'hibáját':

$$\delta(Q) = \frac{\sigma(Q)}{Q} \quad \delta(f_0) = \frac{\sigma(f_0)}{\Delta f} \quad (4.29)$$

mennyiségekkel definiáljuk amelyek nem változnak ha Q vagy f_0 változik. Ezt javasolta [1] is.

A statisztikai vizsgálathoz felvettem 2000 pontot különböző mérési időkkel. A méréseket 5MHz-re végeztem a rezonanciától, $10\mu s$ ablakokban. A mérési idő növelésével javul a frekvenciafelbontás, de rontjuk a jel-zaj viszonyt mivel bizonyos idő után a scope zaját mérjük. 'Kis' IF frekvencia esetén a mixer $1/f$ zaja rontja a jel-zaj viszonyunkat. 'Nagy' IF frekvencia esetén a besugárzás a rezonanciafrekvenciától távol történik, ezért lecsökken a lekevert jel amplitúdója. Az előbb említetteket figyelembe véve a mérési időnek és az IF frekvenciának van egy optimuma amit itt nem diszkutálunk. Tapasztalatunk szerint az $1 - 2\mu s$ időállandójú lecsengésekhez elégséges a $10\mu s$ széles ablak.



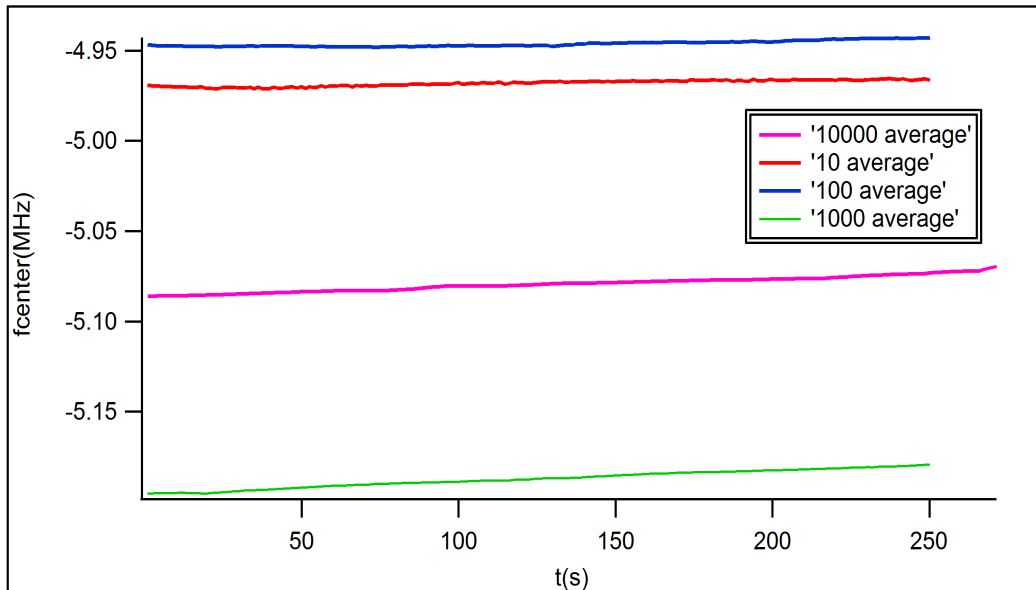
4.5. ábra. A mért Q eltérése az átlagos értéktől az átlagolások számának függvényében. Az átlagolások számát az R & S oszcilloszkópon állítottuk. A mérést 5MHz-re végeztük a rezonanciától, azaz $IF = 5\text{MHz}$.

N	$\sigma(Q)$
10	2.49
100	1.49
1000	0.56
10000	0.67

4.2. táblázat. Q szórása az átlagolások számának függvényében

Az átlagolások számának növelésével a szórás $1/\sqrt{N}$ csökkenését várnánk. A sztochasztikus zaj csökkenése jól észrevehető a 4.5 ábrán, azonban az üreg rezonanciafrekvenciájában tapasztalható 'drift' limitálja a $\sigma(Q)$ további csökkenését. Ez adódhat a hőmérséklet fluktuációktól vagy akár a mechanikai rezgésektől is. Ennek okát nem sikerült kiderítenünk.

A rezonancia frekvencia $4 \frac{\text{kHz}}{\text{min}}$ sebességgel tolódott el a mérés során. 1s mérési időre vonatkoztatva körülbelül 66Hz. Ez $\Delta f = 1\text{MHz}$ mellett elhanyagolható. Tehát a rezonátor elhangolódása számottevően nem befolyásolja közvetlenül a Q mérést.



4.6. ábra. A rezonancia frekvencia változásából eredő IF (köztesfrekvencia) változása a mérés során.

Mivel a mérési adatokban a 'driftet' nem tudjuk egyértelműen leválasztani, ezért torzítja a statisztikát. $\bar{Q} = 6900$ volt esetünkben. Így $\delta(Q) \approx 8 \cdot 10^{-5}$ adódott $t = 10^{-2}$ s mérési időre. A statisztikus hiba a mérési idő gyökével skálázódik, így 1s mérési időre vonatkoztatva $\delta Q = 8 \cdot 10^{-4}$.

5. fejezet

Összefoglalás

Munkám során egy már, meglévő mérési módszer fejlesztésén dolgoztam. Ennek keretében sikerült elérnem, hogy Komplex Fourier transzformáció és IQ mixer segítségével meg tudjuk határozni, hogy az üreg besugárzása a rezonanciafrekvenciája alatt vagy felett történik. Így a mérések során tartható a konstans IF frekvencia az üreg elhangolódása esetén. Alacsony zajú erősítő használatával megoldottam a detektálási problémákat. Nagy sebességű digitális oszcilloszkóp használatával megmutattam, hogy jelentő jel-zaj viszony javulás érthető el a mérésben. A mérés automatizálását saját készítésű C# kóddal oldottam meg. Bemutattam, hogy a reflexiós esetben használt egyenletek hogyan vihetők át transzmissziós esetre. Ezen felül megvizsgáltam milyen üreg paraméterekkel lehet optimalizálni a mérést különböző szempontok szerint. A javított mérési elrendezés tesztelése során [1] cikkben publikált eredményekhez hasonló pontossággal tudtam Q -t mérni. Azonban az általam fejlesztett összeállítás sokkal rugalmasabb, tágabb jelszint határok között működik és a mérőkódnak is hála lehetővé teszi a módszer gyakorlati alkalmazását is a laboratóriumban zajló mérésekben.

További fejlesztési lehetőség lenne az oszcilloszkóp beállításainak hatásának vizsgálata a mért Q pontosságára. További kihívást jelent az optimális IF frekvencia megkeresése. Nem utolsósorban a mérőrendszert 'éles' körülmények között is tesztelni szeretnénk.

Irodalomjegyzék

- [1] B. Bernáth F. Murányi B. Gyüre, B. G. Márkus and F. Simon. A time domain based method for the accurate measurement of q -factor and resonance frequency of microwave resonators. *Review of Scientific Instruments*, 86:9, 2015.
- [2] Gyüre Balázs. A novel method to measure parameters of a microwave cavity. Master's thesis, BME TTK, 2014.
- [3] C.P.Neo L.F.Chen, C.K.Ong. *Microwave Electronics. Measurement and Material Characterization*. Wiley, 2004.
- [4] Ferenc Marki and Christopher Marki. Mixer basics primer. Technical report, Marki Microwave, 2015.
- [5] Marki Microwave. How to think about iq mixers. <http://www.markimicrowave.com/blog/2015/01/how-to-think-about-iq-mixers/>, 2017.05.08.
- [6] C. P. Poole. *Electron Spin Resonance: A Comprehensive Treatise on Experimental Techniques*. Dover Books on Physics. Dover Publications, 1996.
- [7] Pozar.M.David. *Microwave Engineering, 4th edition*. Wiley, 2012.
- [8] Vankó Péter. *Kísérleti Fizika 1*. 2013.
- [9] R.P.Feynmann. *Mai Fizika 6*. Műszaki Könyvkiadó, 1986.
- [10] Tektronix. What's your iq? - about iq signals. <http://www.tek.com/blog/what%E2%80%99s-your-iq-%E2%80%93-about-quadrature-signals%E2%80%A6>, 2017.05.08.
- [11] Wikipedia. High-electron-mobility transistor. https://en.wikipedia.org/wiki/High-electron-mobility_transistor#Conceptual_analysis, 2017.05.13.
- [12] Szatmáry Zoltán. *Mérések kiértékelése*. BME TTK, 2010.

A függelék

Mérőkód

```
public static Curve CavityTransient(ref Curve Data)
{
    Curve Temp1 = new Curve();
    Curve Temp2 = new Curve();

    Temp1 = Instruments.RohdeSchwarzRT01014.read(1);
    Temp2 = Instruments.RohdeSchwarzRT01014.read(2);

    // Reading I(t) and Q(t) signals

    double dt1 = Temp1[0][1] - Temp1[0][0];
    double dt2 = Temp2[0][1] - Temp2[0][0];

    List<double> freqtest = new List<double>();
    List<double> ffttest = new List<double>();

    if (dt1 == dt2 && Temp1.numberOfPoints == Temp2.
        numberOfPoints)
    {
        FFT.FourierTransformDualChannel(dt1, Temp1[1].ToArray(),
            Temp2[1].ToArray(), "rec", out freqtest, out ffttest);

        Data[0] = freqtest;
        Data[1] = ffttest;

        // Results of the Complex FFT are stored in Data

        Data.numberOfPoints = ffttest.Count;
    }
}
```

```

List<double> parameters;

CurveFit.BlackBoxFit.getLorentzianParameter(Data, 0, 1,
                                             out parameters, true);

Data = Data.SubCurve(((int)parameters[4] - 3 * ((int)
parameters[4] - (int)parameters[5]), (int)parameters
[4] + 3 * ((int)parameters[6] - (int)parameters[4]));
// Reduce the data, throwing away the irrelevant points

CurveFit.BlackBoxFit.functions.Clear();

CurveFit.BlackBoxFit.functions.Add(new CurveFit.Function(
    "Lorentz", new double[] { parameters[0], parameters
[1], parameters[2], parameters[3], 0 }, new bool[] {
    true, true, true, true, true }));

bool success3;

//Defining the Lorentz fitting function and setting the initial value of
the parameters

CurveFit.BlackBoxFit.Fit(Data[0], Data[1], out success3);

for (int i = 0; i < Data.numberOfPoints; i++)
{
    Data[Data.numberOfChannels - 1][i] = CurveFit.
        Function.FitSum(CurveFit.BlackBoxFit.functions,
            Data[0][i]);
}

CurveFit.BlackBoxFit.getFitParameter(ref parameters);

// Read fitted parameters

double resonancefreq = Instruments.HPsweeper.GetFrequency
    ();

Data.header[0] = "fcenter:" + (parameters[1] / 1e6).
    ToString() + "MHz";

```

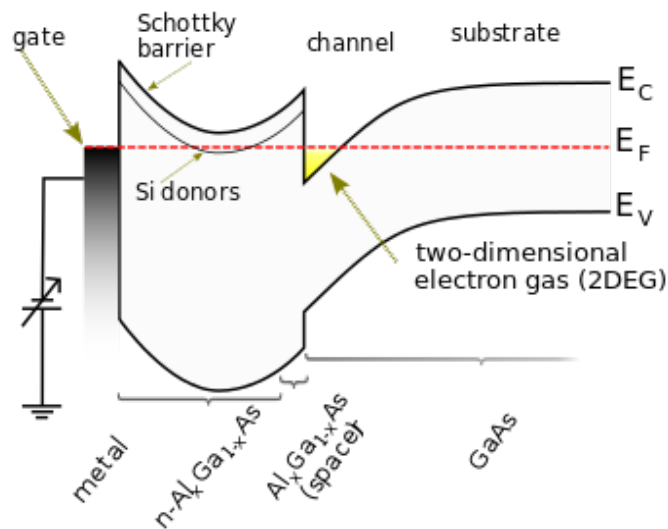
```
    Data.header[1] = "Deltaf:" + ((parameters[2] / 1e6)).  
        ToString() + "MHz";  
    Data.header[2] = "Q:" + ((resonancefreq - parameters[1])  
        / (parameters[2])).ToString();  
    Data.header[3] = "f0:" + Convert.ToString(resonancefreq -  
        parameters[1]);  
    }  
    else  
    {  
        MessageBox.Show("The two channels must be sampled with  
            the same frequency and for the same time");  
    }  
    return Data;  
}
```


B függelék

A HEMT technológia

A félvezető fizika egyik alapvető problémája, hogy a vezetőképesség kontrollálásához adalékolásra (dópolásra) van szükség, azonban dópoláskor a félvezető rácsba hibákat viszünk be. Ezen a hibák a többségi töltéshordozók mozgékonyágát csökkenti ezáltal a félvezető eszköz teljesítménye is romlik.

A szakdolgozatom készítése során használt kis-zajú erősítők a HEMT (High Electron Mobility



B.1. ábra. GaAl/AlGaAs alapú HEMT sávdigramja [11]. A szélesebb tiltott sávval rendelkező anyag dópolását a hátfelülettől távol végzik, így a szennyező atomok(pl. Si) potenciálja kevésbé zavarja az elektronok a mozgását 2DEG-ben.

Transistor) technológián alapszanak. A HEMT-ben két eltérő szélességű tiltott sávval rendelkező anyag határfelületén kétdimenziós elektrongáz (továbbiakban 2DEG) alakul ki a sávok elhajlása miatt. Annak köszönhetően, hogy nem szennyezett félvezető segítségével hozzák létre az inverziós

elektronokat, a domináns szórótényezőtől fizikailag el vannak választva az elektromos vezetésért felelős elektronok. A kapuelektrodára adott feszültséggel az elektrongáz potenciálja változtatható, az elektrongáz ki is üríthető. A heteroátmenetet általában GaAs-ből és AlAs-ből hozzák létre. A két anyag rácsállandója között mindössze kb. 15% eltérés van, ezért epitaxiálisan egymásra növeszthetők. A nagyobb mozgékonyág miatt az ilyen tranzisztorokból készült erősítőknek kisebb a zaja mint a többi, más technológiával készült tranzisztorból álló erősítőknek.