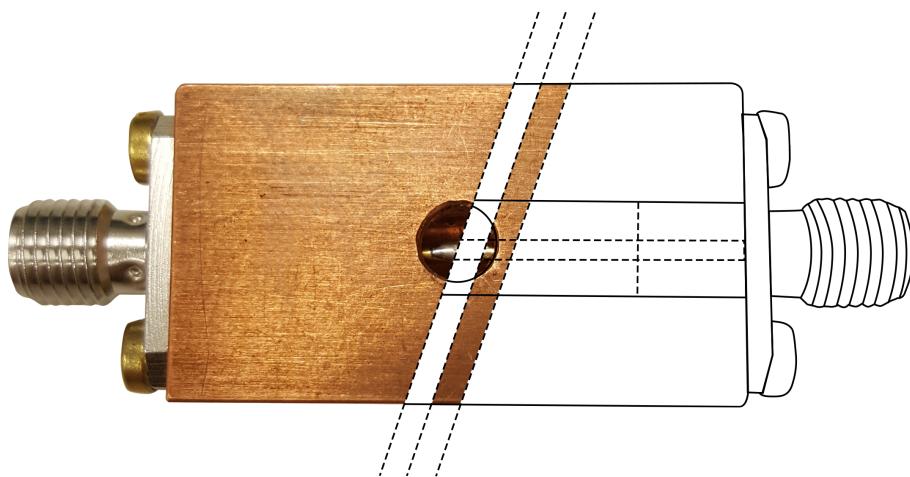




CHALMERS



Lågpassfilter för supraleddande mikrovågsresonatorer

För minimering av kvasipartikelrelaterade förluster från strålning över aluminiums supraleddande bandgapsfrekvens (88 GHz)

Kandidatarbete inom Teknisk fysik

PHILIP EDENBORG

LINA HULTQUIST

MATTIAS SJÖSTEDT

JOHAN WINTHER

Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

Göteborg, Sverige 2017

Lågpassfilter för supraledande mikrovågsresonatorer

För minimering av kvasipartikelrelaterade förluster från strålning över aluminiums supraledande bandgapsfrekvens (88 GHz)

PHILIP EDENBORG
LINA HULTQUIST
MATTIAS SJÖSTEDT
JOHAN WINTHER



CHALMERS

Lågpassfilter för supraledande mikrovågsresonatorer

För minimering av kvasipartikelrelaterade förluster från strålning över aluminiums supraledande bandgapsfrekvens (88 GHz)

Philip Edenborg, Lina Hultquist, Mattias Sjöstedt, Johan Winther

© Philip Edenborg, Lina Hultquist, Mattias Sjöstedt, Johan Winther, 2017.

Handledare:

Dr. Jonas Bylander, Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap

Dr. Jonathan Burnett, Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap

Examinator:

Dr. Vessen Vassilev, Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap

Kandidatarbete MCCX02-17-10

Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap

Avdelningen för kvantkomponentfysik

Chalmers tekniska högskola

SE-412 58 Göteborg

Framsida: Distribuerat lågpassfilter i genomskärning.

Typsatt i L^AT_EX
Göteborg, Sverige 2017

Lågpassfilter för supraleddande mikrovågsresonatorer

För minimering av kvasipartikelrelaterade förluster från strålning över aluminiums supraleddande bandgapsfrekvens (88 GHz)

PHILIP EDENBORG

LINA HULTQUIST

MATTIAS SJÖSTEDT

JOHAN WINTHER

Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap

Chalmers tekniska högskola

Abstract

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipisicing elit, sed do eiusmod tempor incididunt ut labore et dolore magna aliqua. Ut enim ad minim veniam, quis nostrud exercitation ullamco laboris nisi ut aliquip ex ea commodo consequat. Duis aute irure dolor in reprehenderit in voluptate velit esse cillum dolore eu fugiat nulla pariatur. Excepteur sint occaecat cupidatat non proident, sunt in culpa qui officia deserunt mollit anim id est laborum. This thesis is written in Swedish.

Keywords: superconducting, Cooper pair, resonator, distributed, filter, cryostat

Sammandrag

Den här rapporten berör ett kandidatarbete vars syfte var att öka Q -värdet för supraleddande mikrovågsresonatorer. Vi ville göra detta genom att tillverka distribuerade lågpassfilter med varierande längd och skärma resonatorerna från fotoner med frekvenser på över 88 GHz. Filten tillverkades och karakteriseras och Q -värdet för flera resonatorer beräknades med och utan dessa filter. Vi kunde uppvisa förbättringar av Q_i upp till 46%. Vi drar slutsatsen att några av våra filter minskade antalet fotoner bla bla hjälп tack. Filtrena skulle kunna förbättras genom att att använda ett annat dielektrikum.

Keywords: supraleddning, Cooper-par, resonator, distribuerade, filter, kryostat

Tillkännagivanden

Vi skulle vilja tacka vår handledare Jonas Bylander för att han startade upp detta projekt, trots att planen från början inte var att hålla i ett kandidatarbete i år. Vi har genom projektet fått ovärderlig kunskap både när det gäller teori men även hur man arbetar inom vetenskapliga projekt. Vi har även tack vare detta projekt fått en möjlighet att få inblick i den framstående forskning som utövas på MC2, vilket är en stor inspirationskälla för framtiden. Vi vill tacka Jonathan Burnett för att han gladeligen hjälpt och uppmuntrat oss under projektets gång, alltid lika entusiastiskt svarat på mail och frågor oavsett när man kommer förbi hans kontor. Vi vill även tacka Thijs Boehme för tillåtelse att använda hans figurer.

Philip Edenborg
Lina Hultquist
Mattias Sjöstedt
Johan Winther
Göteborg, maj 2017

Innehåll

1	Introduktion	2
1.1	Bakgrund	2
1.2	Problembeskrivning	2
1.3	Syfte	2
2	Supraledande resonatorer	3
2.1	Resonatorernas uppbyggnad	3
2.2	Mätuppställning i en kryostat	4
2.3	Teoretisk modell för resonatorernas transmissionskoefficient	5
2.4	Andra anpassningsfaktorer för icke-ideala förhållanden	6
2.5	Algebraisk anpassning av mätdata till fullständig modell av S_{21}	6
2.6	Exempel på anpassningar till en resonator	7
2.7	Modellens begränsning vid höga effekter	7
2.8	Förlustmekanismer	8
2.8.1	Magnetiska förluster	8
2.8.2	TLS-förluster	8
2.8.3	Kvasipartiklar och sönderslagning av Cooperpar	9
2.8.4	Modell för förlustmekanismer	9
3	Filter	10
3.1	Distribuerade lågpassfilter	10
3.2	Filterdesign	10
3.3	Tillverkning av filter	11
3.4	Filterkarakteristik	13
4	Experiment	14
4.1	Mätuppställning	14
4.2	Mätserier	14
5	Resultat	15
6	Diskussion	17
6.1	Längre filter visar en tendens till förbättring	17
6.2	Felkällor	17
6.3	Vidareutveckling	18
6.3.1	Eccosorb som dielektrikum istället för Styccast	18
6.3.2	Ytterliga filtermätningar	18
6.3.3	Mätning av olika filter på samma resonatorprov	18
6.3.4	Tillverkning	19
6.4	Slutsats	19
	Bibliography	20
	A Filterkarakteristik	I
	B Q_i mot $\langle n \rangle$ för samtliga resonatorer	II

1 Introduktion

1.1 Bakgrund

Kvantdatorer är ett aktuellt ämne i tiden och framstegen har varit markanta de senaste tio åren [1]. Kvantdatorer och kvantsimulatorer i allmänhet har flertalet användningsområden och kan lösa problem som idag inte är möjliga att lösa ens med superdatorer. Tillämpningsområdena finns inom till exempel atomfysik, högenergifycis, kemi, kosmologi. [2].

Teknologin bakom kvantsimulering bygger på kvantbitar (engelska qubit). Till skillnad från vanliga bitar som enbart kan vara i tillståndet "0" eller "1" kan en kvantbit befina sig i en superposition av kvanttillstånden $|0\rangle$ och $|1\rangle$. Denna egenskap för kvantbitarna kan utnyttjas för att effektivt utföra simuleringar av kvantsystem och i kvantalgoritmer [3].

Dessa kvantbitar kan realiseras i verkligheten på olika sätt [3], bland annat med supraleddande kretsar [4]. För att dessa supraleddande kvantbitar ska vara användbara behöver de uppfylla en rad kriterier [3], varav ett krav är att ha en tillräckligt hög koherenstid, den karakteristiska tid som kvantbiten kan befina sig i ett kvantmekaniskt superpositionstillstånd, innan den kollapsar till ett klassiskt tillstånd. Denna kollaps beror på växelverkan med frihetsgrader i omgivningen (relaxation eller dekoherens), och kan alltså minska genom att isolera kvantbiten från störningar eller göra den mindre känslig för de störningar som finns [4]. Sedan 1999 har koherenstiden ökats från ett fatal nanosekunder till över 100 mikrosekunder [5].

Det finns en konsensus inom forskningsområdet att en ökad förståelse för de faktorer som begränsar koherenstiden är väsentligt för att kunna skapa mer avancerade kvantkretsar och system [4]. Där har supraleddande mikrovågsresonatorer varit betydande för att identifiera ett flertal källor till störningar och förlustmekanismer för supraleddande kretsar. Anledning är för att de är lätt att tillverka och undersöka [4]. Dessutom är de kritiska för applikationer tillsammans med kvantbitar, till exempel som avläsare av kvantbitarnas tillstånd [5].

Det är avgörande att angripa alla orsaker till förluster i resonatorerna eftersom de begränsas av den förlustmekanism som domineras, vilket förklaras i avsnitt 2.8. Förbättringar har gjorts genom bland annat val av design **chiaro2016**, [6], material [7] och tillverkningsprocess **Sanberg2012**, [8].

Resonatorerna kan inte heller prestera bättre än vad mät- och kontrolluppställningen tillåter. Barends et al. påvisar att en kryostat med flerstegskärmning runt de supraleddande resonatorerna helt消除erar de förluster som uppkommer på grund av termisk strålning i kryostaten [9]. Även om en resonator skärmades enligt [9], täcker inte skärmningen in- eller utgångarna i resonatorkretsen. Därför används bandpassfilter för att dämpa den termiska strålningen i själva ledningen till resonatorerna.

1.2 Problembeskrivning

Alla komponenter i varje temperatursteg i kryostaten emitterar svartkroppsstrålning. Det innebär att strålningen från högre temperatursteg kan propagera ner i ledaren och vidare in i resonatorn. Vi har anledning att tro att strålningen kan passera genom mätuppställningens kommersiella bandpassfilter eftersom sådana alltid har ett begränsat stoppbånd [10]. Detta är ett problem eftersom strålning med tillräckligt hög energi kan bryta Cooperpar i en supraleddare [11]. I vårt fall används aluminium vilket motsvarar fotoner med $f > 88\text{ GHz}$ [9]. Detta motiveras i avsnitt 2.8.3 där det även förklaras varför brutna Cooperpar i supraleddarna ger upphov till förluster.

1.3 Syfte

Den här rapporten redogör för en utveckling av distribuerade lågpassfilter för supraleddande mikrovågsresonatorer. Filten ska dämpa fotoner över 88 GHz i hopp om att minimera kvasipartikelsgenerering från brutna Cooperpar. Filten tillverkas för att vara lämpade att användas i temperaturer kring 10 mK och sedan utförs experiment för att undersöka filtrens påverkan på resonatorerna. Målet som helhet är att evaluera till vilken grad filtren kan tillämpas på supraleddande mikrovågsresonatorer.

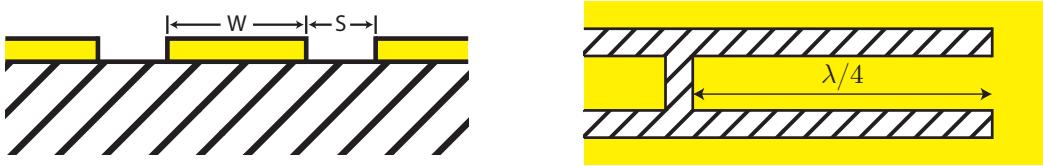
2

Supraledande resonatorer

I följande avsnitt presenteras de supraledande resonatorernas uppbyggnad, teori och matematiska modell. Slutligen beskriver vi förlustmekanismerna i resonatorerna.

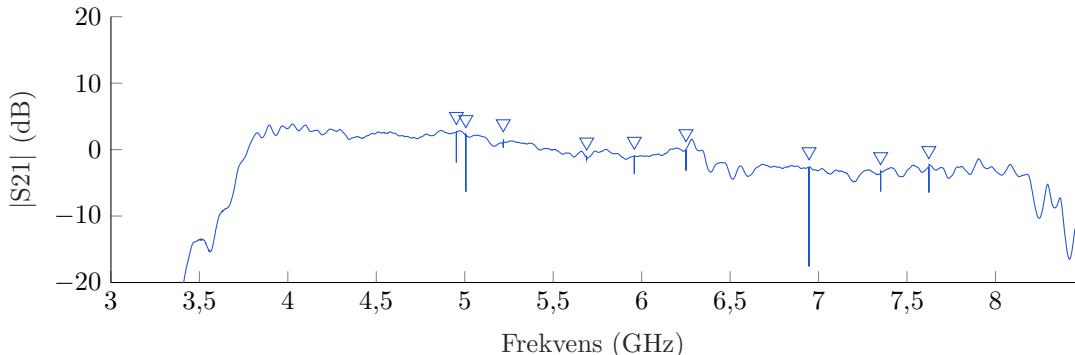
2.1 Resonatorernas uppbyggnad

Den typ av resonatorer som användes i projektet är supraledande kvartvågsresonatorer som tillverkades av Dr. Jonathan Burnett. De består av en ko-planär vågledare på ett chipsubstrat av kisel, med en mittledare av aluminium separerad från ett jordplan [12] vilket kan ses i Figur 2.1. Själva resonatorerna är kortslutna i ena änden och öppna i den andra och behöver i allmänhet inte vara helt raka. I Figur ?? visas ett antal resonatorer som är etsade på ett chipp. Vi kan se en matarledning som går längsmed chippet och resonatorerna hängandes bredvid. Ett mikrovågsfält kopplas in i resonatorna via en kapacitiv koppling till denna matarledning.



Figur 2.1: Till vänster, genomskärning av en ko-planär vågledare på ett chipsubstrat av kisel (streckad). Ledaren med bredd W är gjord av aluminium (gul) och är separerad från ett jordplan av två gap med bredd S . Till höger, en kvartsvågsresonator från ovan. Ena änden är kortsluten och den andra är öppen. Figurerna är från [12, fig. 2.1].

Resonatorerna tillverkas med resonansfrekvenser inom 4-8 GHz vilket motsvarar en ungefärlig längd av 1-2 cm. På samma chipp brukar resonatorerna skapas med olika resonansfrekvenser för att kunna adressera dem separat. Vi kan visualisera detta med en mätning av amplitudspektrumet (Figur 2.2) för chippet, där resonatorerna manifesterar sig som smala gropar i amplituden. Uppställningen för en sådan mätning förklaras i avsnitt 2.2.



Figur 2.2: Amplitudspektrum i bandet 3-8 GHz för ett chipp med 9 resonatorer som är markerade i figuren.

Med denna allmänna mätuppställning undersöker vi även fasspektrumet som tillsammans med amplitudspektrumet ger resonatorernas inbördes transmissionsegenskaper och således låter oss beräkna resonansfrekvenserna och Q -värdena. Dessa två egenskaper karakteriseras resonatorerna och förklaras mer ingående i avsnitt 2.3.

2.2 Mätuppställning i en kryostat

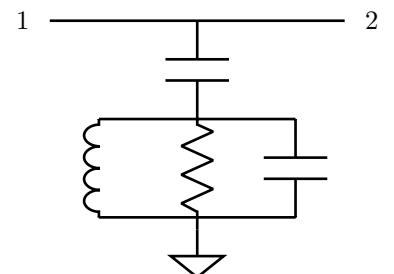
Mätuppställningen för resonatorn visas schematiskt i Figur 2.4. Hela kretsen befinner sig i en kryostat med flera nivåer för att göra temperaturgradienterna små mellan stegen. Det gör det lättare att bibehålla de låga temperaturerna.

En nätverksanalysator (VNA av modell Agilent E8364b) användes för att mäta S-parametern S_{21} i frekvensbandet 4-8 GHz vilket är resonatorernas frekvensområde.

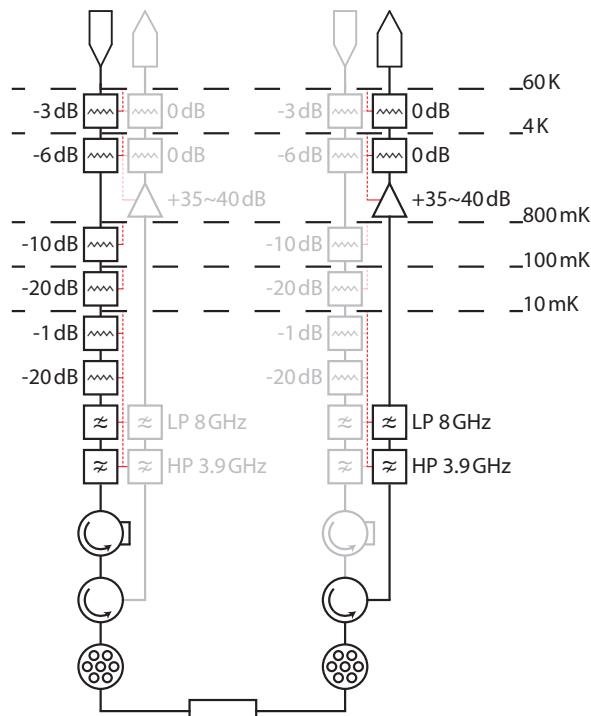
Analysatorn skickar ett mikrovågsfält in i kretsen som först dämpas genom varje temperatursteg, med en total dämpning av ungefär 67 dB vid 10 mK. I varje steg sker också en termisk kortslutning av ledaren genom en termisk koppling till jord. Detta för att ledaren inte ska vara rumstemperatur nere i kryostaten och skicka in termiskt brus. Innan signalen når provlådan, som befinner sig i botten av kretsschemat, filtreras den effektivt med ett bandpassfilter i intervallet 4-8 GHz. Signalen tar sig genom provlådan som består av ett chipp med resonatorer och fortsätter sedan till en cirkulator. Cirkulatoren hindrar termiska signaler från att propagera ner i kretsen från analysatorns ingångsport, men låter signaler från chippet propagera upp till porten. Innan signalen når analysatorn filtreras den igen och förstärks med 35-40 dB vid 4 K.

I uppställningen är flera provlådor parallellt kopplade och lådan som mäts kan väljas vid behov. Det är för ineffektivt att byta låda mellan varje mätning eftersom det tar flera dagar att kyla ner kryostaten.

Mätdatan består av amplitud- och fasdata över frekvens och anpassas till en teoretisk modell från vilket resonatorernas karakteristik kan bestämmas.



Figur 2.3: Kretsmodell av en hängande kvartsvågsresonator. Den är kapacitivt kopplad till mätarledningen och består av en parallelkopplad induktans och kapacitans. De dissipativa förlusterna modelleras som en resistans.



Figur 2.4: Allmänt kretsschema för en transmissionsmätning på ett resonatorchipp. En mätsignal från en VNA dämpas vid varje temperatursteg och filtreras innan den når provlådan (botten). Innehållet i provlådan byts ut med switchar beroende på vilket chipp som ska mätas. Sedan förstärks signalen på väg tillbaka till analysatorn. Figuren är från [12, fig. 3.7] (©Thijs Boehme, med tillåtelse).

2.3 Teoretisk modell för resonatorernas transmissionskoefficient

En resonator definieras av sin resonansfrekvens f_r och kvalitetsfaktor Q [12, s. 3] så vi är naturligt intresserade av att mäta dessa för att kunna evaluera eventuella förbättringar i resonatorerna. Kvalitetsfaktorn (eller Q -värde) är ett mått på resonatorns förmåga att lagra energi per cykel och den totala kvalitetsfaktorn Q_l brukar delas upp i två delar [13]: intern kvalitetsfaktor Q_i och kopplad kvalitetsfaktor Q_c och förhåller sig enligt

$$\frac{1}{Q_l} = \frac{1}{Q_i} + \text{Re}\left(\frac{1}{Q_c}\right). \quad (2.1)$$

Q beror på förlusterna i resonatorn och det förklaras mer ingående i avsnitt 2.8.

För att erhålla en modell för resonatorerna utifrån sagda parametrar krävs en ekvivalent kretsmodell. Eftersom resonatorerna är vågledare kan de modelleras med induktanser, kapacitanser och resistanser [14, s. 437]. Vi be traktar den ekvivalenta kretsmodellen för en hängande resonator [12] i Figur 2.3. Anledningen att resonatorerna är hängande är för att en reflektionsmätning behöver göras för att kunna bestämma interna kvalitetsfaktorn [13]. När resonatorerna är hängande mäter vi reflektionen av resonatorn genom att mäta transmissionen mellan port 1 och port 2 (i Figur 2.3). Denna geometri gör även att flera resonatorer kan hängas från samma matarledning och mätas individuellt.

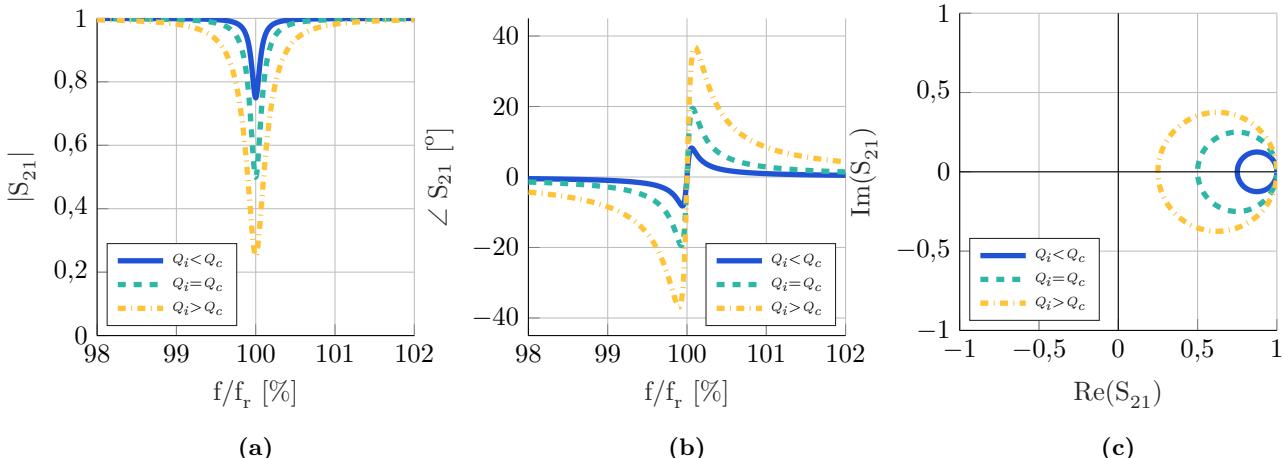
Transmissionen i kretsen beskrivs av den komplexa transmissionskoefficienten S_{21} som härleds av Boehme [12, s. 38]:

$$S_{21}(f) = 1 - \frac{Q_l/Q_c}{1 + 2iQ_l(f/f_r - 1)}. \quad (2.2)$$

Det går att visualisera S_{21} med en graf av magnituden och fasen över frekvensen för en ideal resonator vilket visas i Figur 2.5. Det är värt att notera hur magnituden av transmissionen har ett minimum vid resonansfrekvensen. Det förklaras av att fältet kopplar till resonatorn. Vi kan även observera en fasväxling vid resonansfrekvensen.

Det går även att visualisera S_{21} i det komplexa planet där samma resonator representeras av en cirkel (se Figur 2.5). Här parametreras frekvensen real- och imaginärdelen av S_{21} . Resonansfrekvensen motsvaras av punkten där cirkeln skär x-axeln och $f = \pm\infty$ motsvaras av punkten $(1,0i)$. Cirkelns diameter kommer att förhålla sig enligt $d = Q_l/|Q_c|$ och med hjälp av en anpassning till cirkeln kan resten av parametrarna även bestämmas. Att anpassa till cirkeln ger bättre noggrannhet för parametrarna i 2.2 och fungerar bättre för lågt signal-brusförhållande [13].

Det finns två arbetsområden för en resonator: där den är underkopplad ($Q_i < Q_c$) respektive överkopplad ($Q_i > Q_c$) [12]. Dessa två visas i graferna i figur 2.5. När $Q_i = Q_c$ är resonatorn kritisk kopplad och detta är gränsen mellan de två områdena. Underkoppling innebär att resonatorn har stora interna förluster och fältet eller fotonerna "försvisser" till dissipativa förluster innan de hinner lämna resonatorn genom den kapacitativa kopplingen. I motsats innebär överkoppling att fotonerna i större grad hinner lämna resonatorn innan de försvisser. Det önskvärda området vi vill jobba med är det överkopplade eftersom vi vill undersöka ett dominerande Q_i .



Figur 2.5: Magnitud (a) och fas (b) över frekvens för de olika kopplingsområdena. Vid resonansfrekvensen sjunker magnituden och en fasväxling sker. Figurerna är baserade på [12, fig. 2.4(a-c)]. S_{21} manifesteras sig som en cirkel (c) i det komplexa planet. Cirkelns diameter är proportionell mot förhållandet mellan Q_i och Q_c . Figuren är baserad på [12, fig. 2.4d].

2.4 Andra anpassningsfaktorer för icke-ideal förhållanden

För att kunna anpassa en modell till mätdaten kan inte endast den ideala resonatormodellen användas. Följande avsnitt baseras på [12], [13] och listar de faktorer som härrör ur omgivningens påverkan på resonatorerna vid fysiska mätningar. Vi presenterar de matematiska modellerna och hur de påverkar S_{21} . För en visuell representation av alla faktorer hänvisar vi till [13, fig. 3]. I efterföljande avsnitt presenterar vi den slutgiltiga modellen som tar hänsyn till alla faktorer och som används i den numeriska modellanpassningen.

I fysiska komponenter är det svårt att få en exakt impedansmatchning mellan port 1 och port 2 i Figur 2.3. Denna missanpassning kan modelleras genom att använda en komplex kopplingsfaktor:

$$Q_c = |Q_c|e^{-i\phi}. \quad (2.3)$$

Den kan även orsakas av induktiva kopplingar till vågledaren som antas försumbara. Missanpassningen manifesterar sig som en asymmetri i resonatorns amplitud- och fasdiagram eller en rotation och skalning av resonanscirkeln runt punkten $(1,0i)$ i det komplexa planet.

Amplitudbakgrunden är dämpningen som mätkretsen har utan själva resonatorerna. Den uppkommer på grund av komponenterna och är antingen konstant eller frekvensberoende. Idealt behöver mätningar subtraheras av amplitudbakgrunden för att kunna normeras. Detta kräver en mätning på endast bakgrunden, vilket måste utföras på en identisk kopia av chippet utan resonatorerna. Resonatorerna är dock integrerade i chippet vilket gör det svårt att realisera i verkligheten. I stället räcker det med att göra en första ordningens approximation av bakgrundsamplituden:

$$S'_{21} = A \left(1 + \alpha \left(\frac{f}{f_r} - 1 \right) \right) S_{21} \approx AS_{21}. \quad (2.4)$$

Om resonatorernas frekvensområden är små jämfört med frekvensberoendet hos komponenterna, vilka de är i vårt projekt, kan amplitudbakgrunden approximeras med en konstant.

Elektrisk längd innebär längden av en ledare i termer av den fasförskjutning som uppstår för en transmitterad signal [15] och kan modelleras som en frekvensoberoende och -beroende term enligt:

$$S'_{21} = e^{i\alpha} e^{-2\pi i \tau f} S_{21}. \quad (2.5)$$

I det komplexa planet kommer den frekvensberoende delen att ”sträcka ut” signalen runt origo, medan den frekvensoberoende delen introducerar en rotation runt origo.

2.5 Algebraisk anpassning av mätdaten till fullständig modell av S_{21}

Den fullständiga modellen för S_{21} med hänsyn till alla faktorer i avsnitt 2.4 är följande [13]:

$$S_{21}(f) = \underbrace{Ae^{i\alpha} e^{-2\pi i f \tau}}_{\text{omgivning}} \underbrace{\left[1 - \frac{Q_l / (\overbrace{|Q_c|e^{-i\phi}}^{Q_c})}{1 + 2iQ_l(f/f_r - 1)} \right]}_{\text{resonator}}. \quad (2.6)$$

Vid en mätning av en resonator mäts ett tillräckligt stort frekvensområde runt resonansfrekvensen för att kunna göra en anpassning av cirkeln i det komplexa planet. Vanligtvis brukar mätningar ske vid flera effektnivåer där de lägre effekterna har mer brus och endast enstaka fotoner befinner sig i resonatorn. För att få ett korrekt värde på Q_i används, istället för ineffekt, den absorberade effekten eller det motsvarande genomsnittliga antalet fotoner (i resonatorn) [12]:

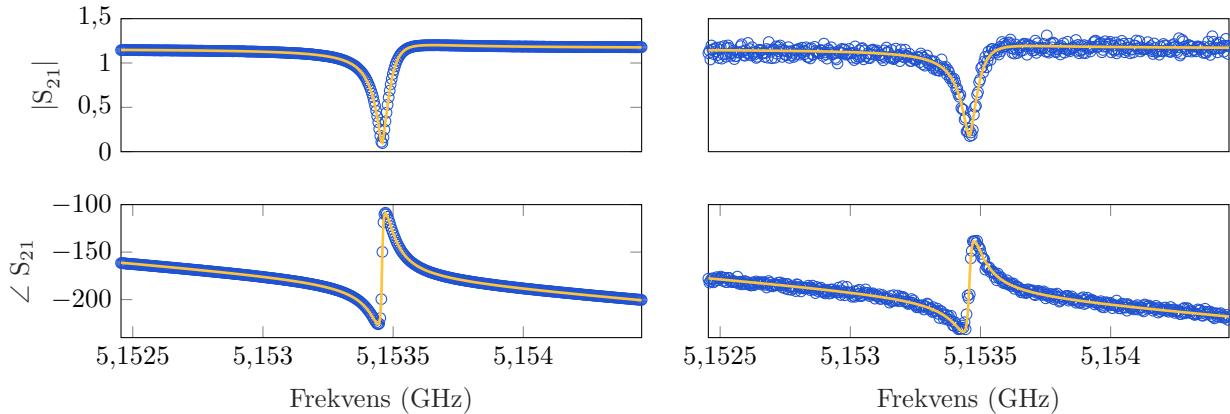
$$P_r = \frac{2Q_l}{Q_c Q_i} P_{in} \quad \langle n \rangle = \frac{2Q_l^2}{\hbar \omega_r^2 Q_c} P_{in}. \quad (2.7)$$

Mätdatan från resonatorn normeras med avseende på alla omgivningens faktorer med hjälp av ett skript så att den motsvarar en cirkel i det komplexa planet som i Figur 2.5. Sedan utförs en algebraisk anpassning enligt appendix ???. Probst et al. [13] berättar att en algebraisk anpassning konvergerar snabbare än en iterativ process och kräver dessutom inget startvärde. Denna metod är även bättre än andra metoder vid brusiga signaler. Normeringen och anpassningen till cirkeln utförs med en implementering av algoritmerna i Python¹ av Probst et al.

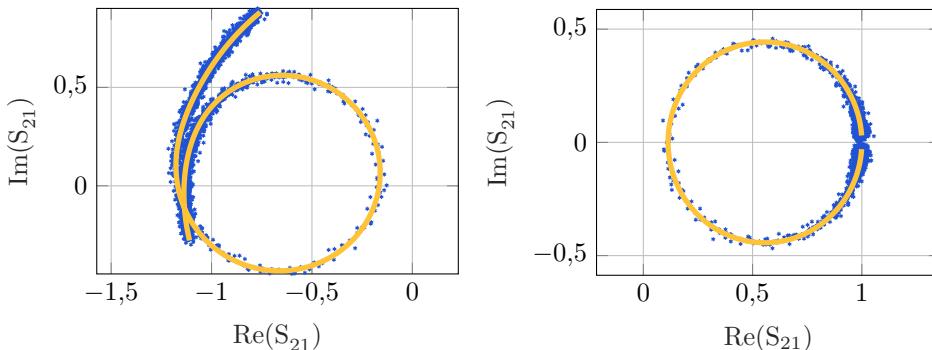
¹Källkoden är tillgänglig på https://github.com/sebastianprobst/resonator_tools.

2.6 Exempel på anpassningar till en resonator

I Figur 2.6 presenterar vi en anpassning till en resonator med $f_r = 5.15$ GHz. Vi utför anpassningen separat för varje effektmätning och i figuren kan vi observera skillnaden i signal-brusförhållande mellan låg (-90 dBm) och hög (-40 dBm) ineffekt (från analysatorn). Notera hur anpassningen är robust även vid en brusig signal. Samma resonator vid ineffekt -80 dBm presenteras i det komplexa planet i Figur 2.7 där den ena är normerad med avssende på omgivningen. Om vi jämför amplitud- och fasspektrumet med visualiseringen i det komplexa planet ser vi att det inte nödvändigtvis behöver finnas många mätpunkter runt resonansfrekvensen för att cirkeln ska kunna anpassas.



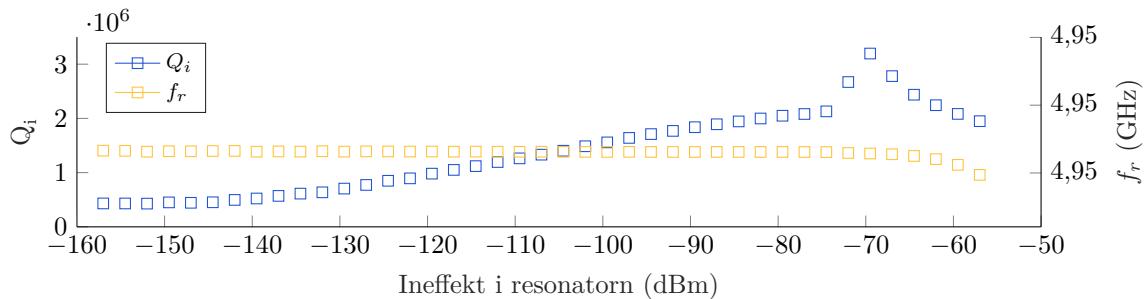
Figur 2.6: Mätning och anpassning av magnitud- och fasspektrum för en 5.153 GHz-resonator vid en ineffekt på -40 dBm (vänster) respektive -70 dBm (höger). Notera att anpassningen även är robust vid lågt signal-brusförhållande.



Figur 2.7: Mätdata och resonatorn i Figur 2.6 i det komplexa planet. Till höger visas den normerade mätdaten. Notera hur anpassningen även fungerar med få datapunkter nära resonansfrekvensen, vilket inte är uppenbart från Figur 2.6.

2.7 Modellens begränsning vid höga effekter

Vid ineffekter över en viss nivå uppvisar resonatorerna ett beteende (så kallat "duffing" [16]) som inte kan förklaras med vår modell. I Figur 2.8 visas ett exempel på mätdata för Q_i samt resonansfrekvens med avseende på ineffekt, här kan vi tydligt se fenomenet när ineffekten överstiger -70 dBm. Resonansfrekvensen driver iväg och Q_i uppvisar en avvikelse från sin trend. Vi begränsar oss till att använda modell 2.6, eftersom den ej fungerar för effekter över den gränsen då oregelbundeheterna sker väljer vi att enbart undersöka samt presentera resultaten fram till detta oregelbundna område. Värt att notera med detta beteende är att oregelbundheterna ej sker vid samma ineffekt för alla resonatorer, datan måste alltså kapas på olika ställen beroende på vilken resonator som mäts på.



Figur 2.8: Intern kvalitetsfaktor Q_i och resonansfrekvens för olika ineffekter i en resonator. För denna resonator driftar resonansfrekvensen iväg för effekter över -70 dBm och Q_i uppväxer här ett oregelbundet beteende. Observera att ineffekten i resonatorn hänvisar till signalens styrka efter mätupställingens dämpning på 67 dBm.

2.8 Förlustmekanismer

Q_i -faktorn för resonatorerna reduceras av flera olika förlustmekanismer och är omvänt proportionell mot förlustfaktorn δ som kan ses som summan av flera olika förlusttermer[7], [12], till exempel som:

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \delta = \delta_{qp} + \delta_{TLS} + \delta_{mag} + \dots \quad (2.8)$$

δ_{qp} är temperaturberoende förluster som uppkommer av kvasipartiklar i systemet, δ_{TLS} uppkommer av kvantmekaniska två-nivå-system och δ_{mag} uppkommer av magnetiska fält. Här domineras den största av förlusttermerna och begränsar Q för resonatorn, och är således den term som är mest kritisk att minska.

2.8.1 Magnetiska förluster

Magnetfält kommer i stor grad trängas ur supraledaren som ett resultat av Meissner-effekten [17] men det kan vara möjligt för magnetfält att skapa virvlar i ojämnheter i resonatorns supraledande delar, vilket har en negativ effekt på Q_i -värdet. Det magnetiska flödet från dessa virvlar gör att virvelns kärna slutar vara supraledande. Detta ger upphov till extra kvasipartiklar i ledaren och därmed ökade förluster. Detta problem har undersökts i tidigare forskning och en lösning till det diskuteras i [18]. En lösning som togs upp i var att skapa hålmonster i resonatorns jordplan i vilka de magnetiska virvlarna kan skapas förlustfritt[18]. Det magnetiska flödet fastnar i hålen och orsakar därmed inga förluster[18].

2.8.2 TLS-förluster

Hålen i 2.8.1 reducerar δ_{mag} men kan dock introducera nya platser för dielektriska ytförluster och en ökning av δ_{TLS} genom flera skarpa kanter och ett blottat substrat [18]. δ_{TLS} uppkommer av kvantfysikaliska två-nivå-system (TLS, från engelskans Two Level System) som är typer av dipoler som oftast uppkommer i orenheter i material. I början av 2010-talet ansågs förluster från TLS:er vara begränsande för supraledande resonatorers Q -värde vid effekter motsvarande enstaka fotoner [19] och detsamma gäller än idag för mer moderna resonatorer [12][7]. Genom att förbättra tillverkningsmetoderna och designen för resonatorerna samt genom lämpligt val av material har dessa förlusters inverkan minskat under åren [4]. Till exempel kan δ_{TLS} i resonatorn minimeras genom att placera de tidigare nämnda flödesfångande hålen på lämpligt sätt[18].

TLS-förluster är effektberoende och kommer av att TLS:er kopplar till resonatorns elektriska fält och sedan exciteras och deexciteras[7], [12]. Effektberoendet kommer av att det krävs en viss energi för att excitera en viss mängd TLS:er. TLS:er har störst påverkan vid låga effekter eftersom en större andel av ineffekten går förlorad. Vid högre effekter mättas tillslut TLS:erna och δ_{TLS} planar ut. Förlusterna är även temperaturberoende, då TLS:er kan exciteras av termisk energi. δ_{TLS} kan modelleras som

$$\delta_{TLS} = \frac{F \delta_{TLS}^0 \tanh(\hbar \omega_r / 2k_B T)}{(1 + (N/N_c)^2)^\beta} \quad (2.9)$$

Där δ_{TLS}^0 är förlusterna vid ett fåtal milikelvin och bara enstaka fotoner, F är en designparameter, ω_r är resonansvinkelfrekvensen, N är antal fotoner som lagras i resonatorn och N_c är det kritiska antal fotoner för vilket en TLS blir mättad. (2.9) är tagen från [20] med viss modifikation. β används som en anpassningsparameter

som grovt brukar anses ligga kring 0,2 [21] för våra tillämpningar. Det är värt att notera från (2.9) att det inte fullständigt går att eliminera TLS-förluster ens vid godtyckligt låga temperaturer [12].

2.8.3 Kvasipartiklar och sönderslagning av Cooperpar

Den förlustmekanism som vi avser minska i det här projektet är δ_{qp} , förluster som uppekommer av kvasipartiklar. För att ha förståelse för hur δ_{qp} kan påverkas krävs viss kännedom om Cooperpar och supraledning. Cooperpar är ett par av fermioner, som är sammanbundna vid låga temperaturer. Cooper visade att en godtyckligt liten attraktion mellan elektroner i en metall kan ge upphov till att ett sådant par kan ha lägre energi än fermienergin [17]. Detta beror på elektron-fonon interaktion som orsakar supraledning [17].

I en klassisk beskrivning av Cooperpar i en metall så beter sig en elektron vanligtvis som en fri partikel. Elektroners negativ laddning orsakar repelleringsmellanvarandra och attraktion till de positiva jonerna i metallen gitter. Jongittret blir då aningen skevt och jonerna blir aningen förflyttade mot elektronerna vilket bidrar till en ökad densitet av positiv laddning för gittret. Detta överskott av positiv laddning attraherar i sin tur fler elektroner.

Energin för bindningen mellan Cooperpar i aluminium är 0,39 meV [17]. Detta innebär att termisk energi lätt kan bryta upp paren, vilket är anledningen till att Cooperpar (och således supraledning) enbart återfinns vid mycket låga temperaturer. Ett ämne som kan bli supraledande blir det först när det når en temperatur under sin *kritiska temperatur*. För Aluminium är den kritiska temperaturen 1,2 K.

Även när de supraledande resonatorerna är nedkylda till en temperatur under den kritiska temperaturen för ledaren finns det kvar kvasipartiklar i systemet som upplever resistans vilket leder till att förlusttermen δ_{qp} ökar och således till att Q -värdet minskar. Mängden kvasipartiklar minskar sedan när temperaturen minskar ytterligare, till en viss gräns är nådd [9]. Detta är anledningen till varför resonatorerna ofta kyls ner till tiotals millikelvin. Vid dessa temperaturer har ljus och infraröd strålning från omgivningen stor påverkan på Q -värdet hos resonatorn [9]. Denna strålning orsakar ytterligare kvasipartikelrelaterade förluster när fotoner slår sönder Cooperpar som då delar upp sig i individuella kvasipartiklar. Vilka frekvenser som krävs för detta fås från följande ekvation som beskriver mängden kvasipartiklar, N_{qp} .

$$\frac{\delta N_{qp}}{\delta t} = \frac{P}{\Delta} + G - RN_{qp}^2 \quad (2.10)$$

där Δ är ledningsmaterialets bandgap, P är absorberad effekt som uppfyller $P = hf > 2\Delta$, G är termen som korresponderar mot kvasipartikelproduktion till följd av termiska fononer och R är en materialkonstant kopplad till återskapandet av Cooperpar [9]. Aluminiums supraledande bandgap och även Cooperparens bindningsenergi motsvaras av en frekvens på 88 GHz varpå (2.10) ger att de fotoner som har en frekvens på över 88 GHz kan bryta Cooperpar i supraledande aluminium och därmed generera ett överskott av kvasipartiklar i resonatorn. De högfrekventa fotonerna kan bli ett problem även vid uppställningar med bra bandpassfilter eftersom dessa börjar släppa igenom allt mer signal vid frekvenser en bra bit över filtrets bandpass [10]. För ett 4-8 GHz bandpassfilter börjar fotoner släppas igenom när de har frekvenser på över ca 20 GHz.

2.8.4 Modell för förlustmekanismer

För att kunna karakterisera förlusterna i våra resonatorer och för att vi är intresserade av hur Q_i beror på antal fotoner i resonatorn utgår vi från en modell då alla förluster utom de effektberoende TLS-förlusterna sammansläs till en δ_{other} .

$$\frac{1}{Q_i} = \delta_{TLS} + \delta_{other}$$

Från 2.9 fås den totala modellen som sedan används till att göra kurvanpassningar för våra resultat.

$$\frac{1}{Q_i} = \frac{F\delta_{TLS}^0 \tanh(\hbar\omega_r/2k_B T)}{(1 + (N/N_c)^2)^\beta} + \frac{1}{Q_{other}} \quad (2.11)$$

Anpassningsparametrarna är $A = F\delta_{TLS}^0$, N_c och $\delta_{other} = \frac{1}{Q_{other}}$

3

Filter

I följande kapitel presenteras teori, konstruktion och karakteristik hos de distribuerade lågpassfilter som konstruerats i detta projekt.

3.1 Distribuerade lågpassfilter

Distribuerade filter skiljer sig ifrån vanliga elektriska filter bestående av olika diskreta kretselement främst genom att de distribuerade filternas egenskaper som kapacitans, induktans och resistans inte är samlade i en enda komponent. Istället är dessa egenskaper distribuerade över transmissionsledningen som den elektromagnetiska vågen propagerar i. Genom att designa sin transmissionsledning med olika geometrier och material med olika elektriska egenskaper kan flera olika egenskaper erhållas[14].

I detta projekt har vi konstruerat distribuerade lågpassfilter genom att i en koaxial geometri ersätta en del av det isolerande dielektrikum mellan centerledare och hölje med ett dielektrikum med frekvensberoende förluster för att på så sätt effektivt dämpa höga frekvenser.

De distribuerade lågpassfilter som konstruerats i detta projekt består i huvudsak av tre olika delar: två cylindriska SMA kontakter med en delvis isolerad centerledare, Emerson & Cuming Styccast 1266 och ett rektangulärt block av maskinarbetat koppar som visas i figur 3.1. Från kopparblockets kortssida har ett hål borrats genom hela blocket för att ge plats åt de två SMA kontakterna som ska föras in i kopparblockat från var sin sida och agera som filtrets centerledare. På de båda kortssidorna finns också två skruvhål borrade för att kunna fästa SMA kontakten vid kopparblocket. Från kopparblockets ovansida har ett titthål borrats för att kunna löda ihop de två SMA kontakterna samt för att kunna fylla hålrummet mellan den oisolerade centerledaren och kopparblocket med Styccast som är ett dielektrikum med förluster för att ge filtret en frekvensberoende dämpning som diskuteras i avsnitt 3.2.

3.2 Filterdesign

För att undersöka egenskaperna hos en transmissionsledning kan man utgå från propagationskonstanten $\gamma = \sqrt{(R + j\omega L) + (G + j\omega C)}$ för en generell transmissionsledning[14]. Där R är resistans per längdenhet, L induktans per längdenhet, G konduktans per längdenhet och C kapacitans per längdenhet.

För en koaxial geometri som vårt distribuerade filter är baserad på ges R, L, G och C av

$$R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi f \mu_c}{\sigma_c}} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right), \quad L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a}, \quad G = \frac{2\pi\sigma}{\ln \frac{b}{a}}, \quad C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{b}{a}}$$

Där a och b är inner- respektive ytterradie, $\mu_c = \mu_r \mu_0$ är ledarens permeabilitet, σ_c ledarens konduktivitet, σ är dielektrikumets konduktivitet och $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ är dielektrikumets permittivitet.

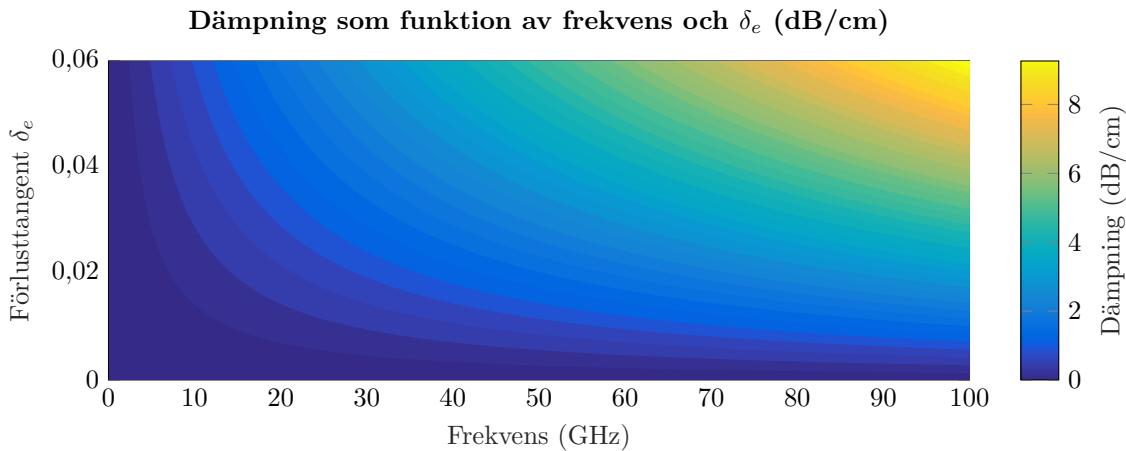
Dimensionerna för våra filter ger värdena $a = 0,64$ mm och $b = 2,03$ mm. Vidare antar vi att ledaren består av koppar vilket ger $\mu_c = \mu_0$ och $\sigma_c = 5,96 \cdot 10^7$ S/m. Om vi också antar att vårt dielektrikum har $\epsilon = 3\epsilon_0$ och en dielektrisk förlusttangent δ_e som kan relateras [14] till dielektrikumets konduktivitet genom

$$\tan \delta_e = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \approx \frac{\sigma}{\omega\epsilon}.$$

Så kan dämpningen som funktion av frekvens och förlusttangent beräknas, vilket visas i Figur 3.2.



Figur 3.1: Maskinarbetat kopparblock för att konstruera att distribuerat lågpassfilter.



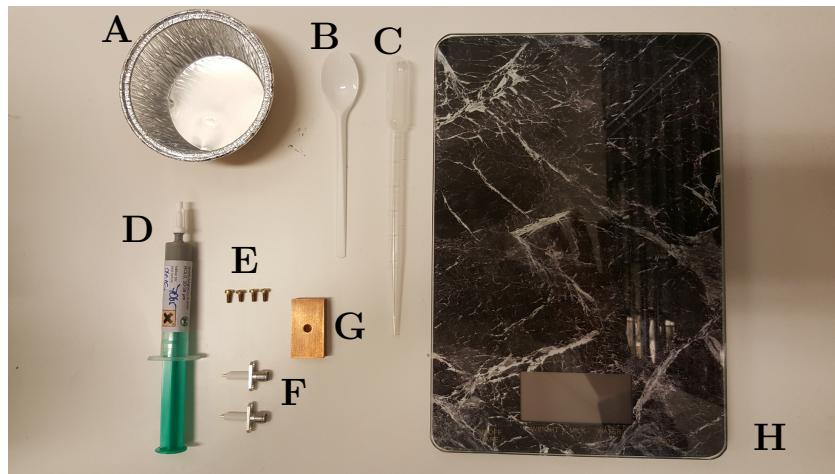
Figur 3.2: Dämpning i dB per centimeter som funktion av frekvens och förlusstangent δ_e hos koaxialkabel med $a = 0,64 \text{ mm}$, $b = 2,03 \text{ mm}$, $\mu = \mu_c = \mu_0$, $\epsilon = 3\epsilon_0$ och $\sigma_c = 5,96 \cdot 10^7 \text{ S/m}$.

Från Figur 3.2 kan man se att en koaxialkabel med ett dielektrikum med förluster ger upphov till en frekvensberoende dämpning där höga frekvenser dämpas mer jämfört med låga frekvenser. Den frekvensberoende dämpningen blir också starkare med en större förlusstangent. Samtidigt som dämpningen vid frekvensen 0-8 GHz är förhållandevis låg jämfört med dämpningen vid 100 GHz även med en förlusstangent $\delta_e > 0,02$.

I Figur 3.2 visas dämpning per längdenhet och den totala dämpningen hos filtret beror således endast på längden hos den sträckan som ersatts med ett dielektrikum med förluster och dielektrikumets egenskaper. I detta projekt varierar vi endast längden på sträckan med ett dielektrikum med förluster för att erhålla olika dämpningsegenskaper hos filtret. Fortsättningsvis kommer vi att hänvisa till längden på denna sträcka som filtrets längd.

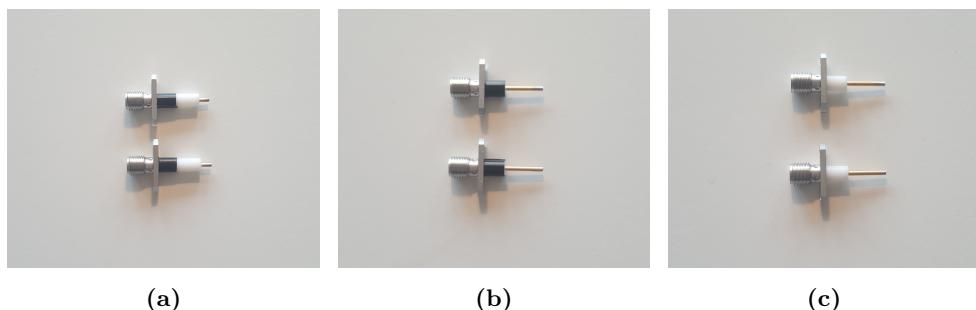
3.3 Tillverkning av filter

Materialen och utrustning för att göra ett distribuerat lågpassfilter visas i Figur 3.3. Ytterligare krävs även: en värmeplatta, Styccast 1266 A/B, lödkolv med mejsel-spets, skjutmått, eltejp och en hobbykniv.



Figur 3.3: Material som behövs för att göra ett distribuerat lågpassfilter visas i figurer: blandningsform(A), sked(B), pipett(C), lödpasta(D), skruvar(E) för att fästa Radiall R124.464.000W SMA-kontakter(F) i filterlåda av koppar(G) och en våg(H).

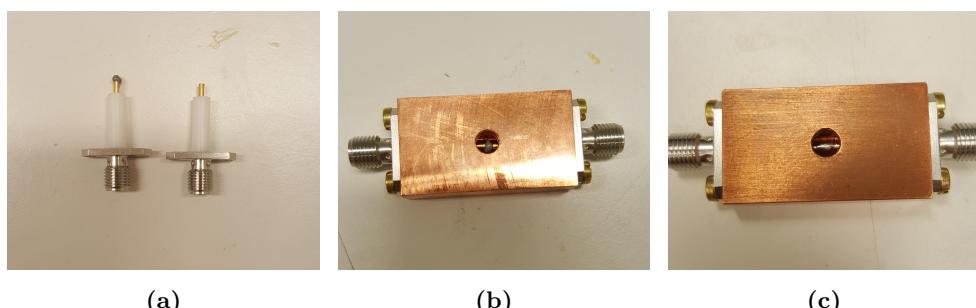
Första steget i att göra ett filter är att förbereda SMA kontakterna. Detta innefattar att eventuellt skala av en del av teflonet från kontakten för att få den önskade längden på den frilagda ledaren som sedan ska inkapslas i Styccast. För att få den önskade längden på den frilagda ledaren skars först en bit eltejp till så att bredden på denna motsvarade längden på teflonet som skulle behållas. Eltejpen virades sedan runt SMA kontakten som i Figur 3.4a och det frilagda teflonet skars bort med en hobbykniv.



Figur 3.4: Bilden visar de olika stegen i att förbereda SMA-kontakter för att få den önskade längden på den frilagda ledaren. Först virades eltejp runt teflonet som skulle behållas som i (a) och därefter skars de frilagda teflonet bort (b). De färdiga SMA-kontakterna visas i (c).

Efter att SMA kontakterna har skalats av till önskad längd så kan dessa monteras i det maskinarbetatade kopparblocket. Först applicerades en liten mängd lödpasta på den ena SMA kontakten som i Figur 3.5a och därefter fördes båda SMA kontakterna in i kopparlådan och skruvades fast. Lödpastan ska omsluta båda ledarna som i Figur 3.5 och de båda ledarna bör vara koaxiala för att minska reflektioner.

För att löda ihop SMA kontakterna användes en lödkolv med en mejsel-spets för att kunna få bra termisk kontakt mellan de två ledarna och lödpastan. Lödkolven fördes in genom titthålet på kopparlådans översida och placerades mot de två ledarna tills dess att lödpastan smälts och flutit ut så att lönningen ser ut som i Figur 3.5c.



Figur 3.5: I bilden visas de olika stadierna för att löda ihop ett distribuerat lågpassfilter. I (a) har en liten mängd lödpasta applicerats på den vänstra SMA-kontakten. Efter att SMA-kontakterna förts in i kopparlådan så bör lödpastan omsluta båda ledarna som i (b). I (c) visas den färdiga lönningen.

Efter att lött ihop SMA-kontakterna placerades filtret på en värmepenna vid 40°C för att underlätta när filtret senare ska fyllas med Styccast genom att sänka dess viskositet. Därefter blandades 12,8 g Styccast genom att först väga upp 10 g Styccast del A och 2,8 g Styccast del B och sedan blanda ihop dessa till en homogen vätska i en metallform med hjälp av en plastsked.

Till ett filter går det åt ungefär $\approx 2\text{ g}$ Styccast beroende på hur lång den inkapslade ledaren är. Det är dock nödvändigt att blanda åtminstone 10 g för att försäkra sig om att att blandningen är homogen och att förhållandet mellan del A och del B är korrekt.

Filtret fyldes sedan försiktigt med Styccast med hjälp av en pipett. Pipetten placeras mot kanten av titthålet och Styccast pressades ut långsamt för att förhindra att en bubbla över titthålet bildades, vilket skulle hindra luften i filtret från att kunna komma ut.

Efter att filtret var fullt placerades en stor droppe Styccast över titthålet, vilket visas i Figur 3.6. Detta för att potentiell kvarvarande luft i filtret skulle kunna komma ut och den extra Styccasten som placerades över titthålet skulle då fylla igen hålrummet. Filtret härdades vid rumstemperatur i minst 16 timmar. Efter att filtret härdats kunde överflödigt Styccast på filtrets ovansida slipas bort. Detta är dock inte nödvändigt för filtrets funktion.



Figur 3.6: Filter som fyllts med Styccast med en stor droppe styccast över titthålet.

3.4 Filterkarakteristik

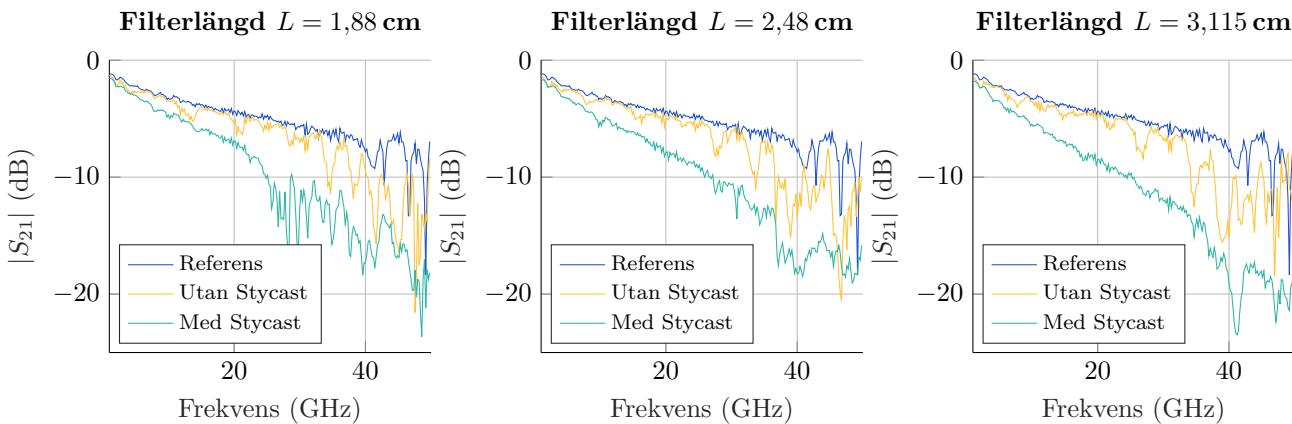
I detta projekt har vi konstruerat filter av tre olika längder i tre uppsättningar och vi kommer fortsättningsvis hänvisa till dessa enligt tabell 3.1.

Tabell 3.1: Tabell över de individuella filterlängderna samlade i tre olika kategorier: kort, medel och lång.

Namn	Filterlängd (cm)		
Kort	1,895	1,88	1,825
Medel	2,52	2,48	2,47
Lång	3,145	3,155	3,15

För att karakterisera samtliga filter användes en Agilent E8364B VNA. Filter anslöts direkt till VNA:n med två SMA M-M adapter och därefter mättes S_{21} i frekvensintervallet 1-50 GHz. Mätningen utfördes även innan filtrerna fylldes med Styccast. En mätning av S_{21} utan filter togs också för att använda som referens. Denna referens motsvarar således kablarnas och adapternas påverkan på S_{21} , vilket gör det möjligt att särskilja filtrets dämpning från andra dämpande effekter i uppkopplingen.

I Figur A.2 visas den uppmätta $|S_{21}|$ för ett filter, innan och efter det fylldes med Styccast, från varje kategori samt en referens. För resterande filter se appendix A.



Figur 3.7: Visar den uppmätta $|S_{21}|$ för tre olika filterlängder: ett kort, medel och långt. I figurerna finns $|S_{21}|$ plottat mot frekvens för filter innan de fyllts med Styccast och efter. I figurerna finns och en referens som är en mätning av $|S_{21}|$ utan filter.

Samtliga filter i Figur A.2 uppvisade en högre dämpning efter att de fyllts med Styccast jämfört med referensen. Dämpningen verkar vara proportionell mot frekvensen och skiljer sig vid 50 GHz med ≈ -10 dB. Det verkar därför rimligt att utifrån Figur A.2 samt teorin bakom våra filter som diskuterades i avsnitt 3.2 att dämpningen bör öka ytterligare vid högre frekvenser.

Från Figur A.2 kan man inte definitivt avgöra att dämpningen ökar med längden hos filtret vilket bör vara fallet enligt den teori som diskuterades i avsnitt 3.2. En tänkbar förklaring till detta kan vara att förlusttangenten δ_e inte är tillräckligt stor för att den frekvensberoende dämpningen ska bli tillräckligt tydlig för att synas över de fluktuationer som finns i $|S_{21}|$. BVAJSB JABSJABSA BJAJSJB JAB AJB BAJS Dämpningen under 10 GHz överstiger inte 3 dB jämfört med referens. Detta är viktigt då filter kommer att monteras på både in och utgång på provlådorna med resonatorer och en större dämpning på utgången kommer innebära ett sämre förhållande mellan signal och brus. I detta område är också $|S_{21}|$ relativt plan och jämn. Vår nollte ordningens approximation av bakgrundsamplituden blir därför inte orimlig på grund av filtrets inverkan.

Från Figur A.2 kan vi se att både det korta och medellånga filtret uppvisar kraftiga spikar i $|S_{21}|$ efter ≈ 25 GHz och även de långa filtret efter ≈ 40 GHz. Detta beteendet är särskilt tydligt i $|S_{21}|$ för filter innan de fyllts med Styccast. Efter att filter fyllts med Styccast är detta beteende kraftigt reducerat. Dessa spikar är inte nödvändigtvis orsakade av impedansmissmatcher i våra filter på grund av lödning eller andra konstruktionsfel. Utan detta är snara ett resultat av de SMA M-M adapters som användes vid mätning av $|S_{21}|$ och SMA-kontakterna som användes i filtret bara att designade för upp till 18 GHz. Detta är dock inte ett problem eftersom vi bara kräver en jämn dämpning i intervallet 4-8 GHz där våra resonatorers resonansfrekvenser ligger.

4

Experiment

Följande avsnitt beskriver det experiment som utfördes för att undersöka filtrenas påverkan. Vi beskriver först mätuppställningen och sedan vilka mätserier som utförts.

4.1 Mätuppställning

Mätuppställningen är baserad på Figur 2.4, där våra filter placeras på vardera sida om provlådan.

I experimentet användes de filter som presenterats i tabell 3.1, till varje provlåda placerades två filter med ungefär lika lång frilagd ledare, ett filter innan och ett efter. Till provlåda 1 var de långa filtren kopplade, till provlåda 2 var de medellånga filtren kopplade och till provlåda 3 var de korta filtren kopplade. En koppartråd fästes även från varje filter till den guldpläterade kopparplatta som provlådorna var fästa vid. Detta gjordes för att uppnå termisk jämvikt och för att försäkra oss om att filtren kyldes ned till 10 mK, detta eftersom värmeledningen i koaxial-kablarna kunde vara otillräcklig.

4.2 Mätserier

De olika provlådorna hade mellan nio och sex resonatorer var. För mätningarna användes centerfrekvenser som låg nära resonatorernas resonansfrekvenser, där man med ett intervall på 3 MHz kunde se hela karakteristiken för resonatorn. Centerfrekvenserna valdes så att man fick en bra överblick över karakteristiken, både över magnitudspektrum och fasspektrum. Centerfrekvenserna som användes för att analysera resonatorerna visas i tabell 4.1.

Tabell 4.1: Centerfrekvenser för resonatorerna i de olika provlådorna

Provlåda	Centerfrekvenser (GHz)						
1	5,15	5,37	6,13	6,44	7,57	7,84	
2	4,82	5,01	5,73	6,02	7,08	7,32	
3	4,95	5,01	5,22	5,69	5,96	6,25	6,95 7,35 7,62

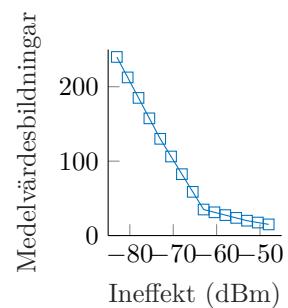
Transmissionskoefficienterna för intervallet av frekvenser analyserades för ineffekter mellan 8 dBm och -83 dBm. Eftersom VNA:n hade en övre och undre ineffekt på 8 dBm respektive -27 dBm genomfördes mätningarna i 3 omgångar, där en dämpning lades till på input-kapel mellan varje omgång. Mätningarna genomfördes med en steglängd på 2,5 dBm och varierande medelvärdesbildningar.

Den första mätningen gjordes utan någon dämpning i intervallet 8 dBm till -27 dBm. Mätningen krävde enbart 5 medelvärdesbildningar eftersom bruset i förhållande till signalen är mycket lägre vid hög effekt.

Vid andra mätningen lades en dämpning på 30 dBm till genom att seriekoppla en dämpare med 20 dBm dämpning och en dämpare med 10 dBm dämpning. Denna mätning gav data för effekter mellan -22 dBm och -52 dBm. Här krävdes det fler medelvärdesbildningar än tidigare på grund av den lägre signalen, vi använde oss av 32 stycken medelvärdesbildningar.

Vid tredje mätningen placerades en dämpning på totalt 56 dBm genom att seriekoppla dämpare med dämpningar på 30,20 och 6 dBm. Detta gav data för effekter mellan -44 dBm och -83 dBm. För denna mätning krävdes många fler medelvärdesbildningar eftersom signalen var väldigt låg i relation till bruset. Antal medelvärdesbildningar som behövdes vid varje effekt visas i en graf i Figur 4.1.

Från mätningarna ovan extrahetades data för S_{21} . Med hjälp av anpassningen i avsnitt 2.5 kunde Q_i beräknas.



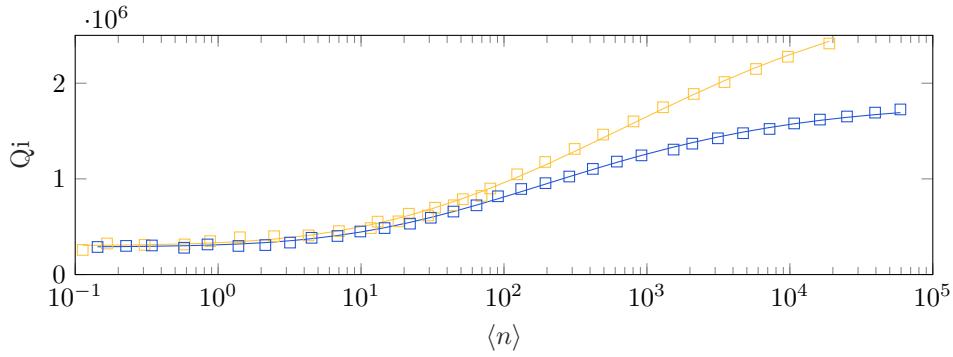
Figur 4.1: Antal medelvärdesbildningar av VNA:n mot ineffekt

5

Resultat

I det här avsnittet presenteras resultaten från experimenten som beskrevs i kapitel 4.

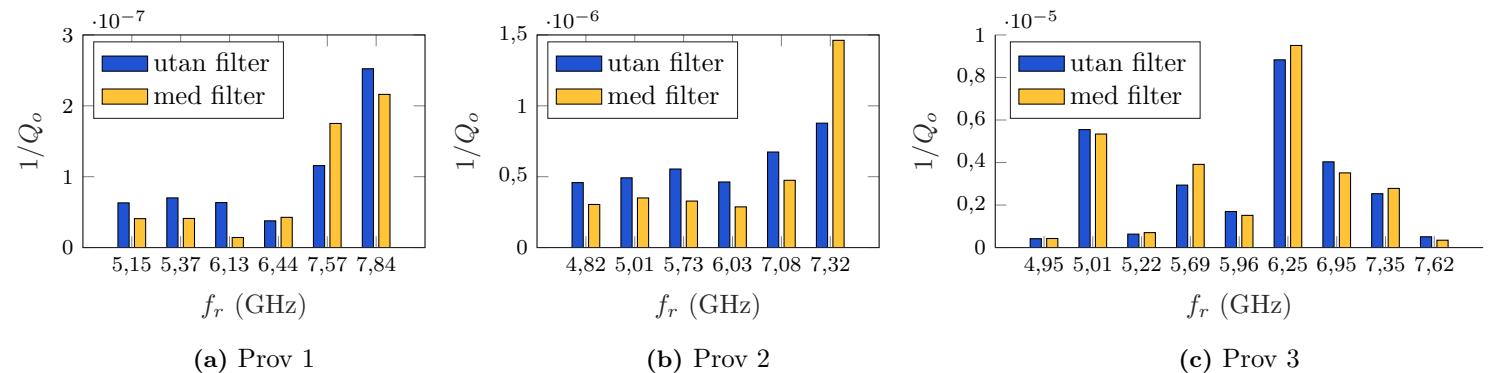
I Figur 5.1 visas den uppmätta Q_i mot $\langle n \rangle$, det genomsnittliga antalet fotoner i resonatorn, för en resonator med $f_r = 5,732$ GHz från prov 2 som exempel. I figuren syns även den kurvanpassning till modellen (2.11) som gjordes för samtliga mätningar. För motsvarande figurer för resterande resonatorer se B.



Figur 5.1: Q_i mot genomsnittligt antal fotoner i resonatorn ($f_r = 5,732$ GHz) för prov 2. Figuren visar mätningar med och utan det medellånga filtret. Mätdatan är anpassad till TLS-modellen (2.11). Vid $\langle n \rangle < 10^1$ uppvisar resonatorn samma Q_i med och utan filter. För $\langle n \rangle > 10^3$ finns en tydlig förbättring av Q_i med filtret, som även ökar för större $\langle n \rangle$.

Till resonatorn i Figur 5.1 användes två av de medellånga filtren, $L \approx 2,5$ cm, dessa åstadkom en förbättring av Q_i med upp till 46 % för $\langle n \rangle = 10^4$ men ingen förändring för $\langle n \rangle < 10^1$. För vissa resonatorer gav istället filtren upphov till en försämring av Q_i . En sammanställning av Q_i vid låg effekt ($\langle n \rangle = 1$) och hög effekt ($\langle n \rangle = 10^4$) med samt utan filter för samtliga resonatorer hänvisar vi till tabell 5.1. I tabellen finns också den procentuella förändringen av Q_i vid låg och hög effekt efter att filter användes.

Vid en anpassning till modellen (??) ger anpassningsparametern $1/Q_o$ information om förluster som inte är TLS-relaterade, det vill säga bland annat de förluster som är relaterade till kvasipartiklar som ett resultat av brutna Cooperpar. I Figur 5.2 presenteras förlusttermen $1/Q_o$ för samtliga resonatorer med och utan filter.



Figur 5.2: Anpassningsparameter $1/Q_o$ i TLS-modell (2.11) anpassad till Q_i mot $\langle n \rangle$ (exempel se Figur 5.1) för samtliga resonatorer på prov 1 (a), prov 2 (b) och prov 3 (c). Till prov 1 användes det långa filtret, prov 2 det medellånga och prov 3 det korta. I prov 1 ser vi en minskning av förlusttermen $1/Q_o$ för fyra av sex resonatorer när filter användes, en resonator ($f_r = 6,436$ GHz) var relativt oförändrad medan en resonator ($f_r = 7,569$ GHz) uppvisade en ökning i $1/Q_o$ när filter användes. För prov 2 minskade $1/Q_o$ för fem av sex resonatorer med filter, dock uppvisade en resonator en kraftig ökning av $1/Q_o$. För prov 3 var filtrets effekt mer blandad. För samtliga resonatorer var förändringar i $1/Q_o$ relativt små. Bland resonatorerna på prov 3 syns inga större förbättringar samt försämringar när filter användes.

Från Figur 5.2 kan vi se att för prov 1 och prov 2 verkar filter minska de förluster som inte är kopplade till TLS då förlusttermen $1/Q_o$ minskade för majoriteten av resonatorerna på prov 1 och 2. Resonatorerna uppvisade inga större förändringar i $1/Q_o$, dock var de små förändringar som fanns av blandad karaktär.

I tabell 5.1 presenteras Q_i och procentuella förändringen av Q_i för våra prover vid $\langle n \rangle = 1$ och $\langle n \rangle = 10^4$. De största procentuella förbättringarna av Q_i återfinns hos prov 2, med medellånga filter vid höga effekter, där förbättringarna ligger mellan 11-46 %. Här finns dock även den största procentuella försämringen på -46 %. För prov 1 åstadkom de långa filtrena förbättringar för fem av sex resonatorer vid både låg och hög effekt. Bland resonatorerna på prov 3 syns inga större förbättringar eller försämringar när filter användes.

Tabell 5.1: Q_i vid låg ($\langle n \rangle = 1$) och hög effekt ($\langle n \rangle = 10^4$) för alla resonatorer, med och utan filter. Notera att majoriteten av resonatorerna i prov 1 och 2 har en positiv förbättring vid hög effekt, där alla förbättringar i prov 2 är över 10%.

	f_r (GHz)	låg Q_i^{utan}	låg Q_i^{filter}	%	hög Q_i^{utan}	hög Q_i^{filter}	%
Prov 1	5,153	357991	365356	+2	763255	781503	+2
	5,366	345178	349090	+1	786969	793972	+1
	6,132	334621	329145	-2	717688	719756	+0
	6,436	335975	377380	+12	690086	760466	+10
	7,569	261340	274584	+5	408291	437707	+7
	7,844	179143	207177	+16	249860	295340	+18
Prov 2	4,822	366937	391124	+7	1838027	2443362	+33
	5,012	346153	368569	+6	1602518	2052125	+28
	5,732	310297	358703	+16	1567717	2281294	+46
	6,025	331339	303028	-9	1519837	1763726	+16
	7,082	361850	296749	-18	1167356	1295680	+11
	7,322	274503	228240	-17	972577	521539	-46
Prov 3	4,953	494541	503112	+2	1639071	1636143	+0
	5,006	137541	150901	+10	176774	183369	+4
	5,218	473506	446376	-6	1225300	1111122	-9
	5,689	233851	185870	-21	325123	249776	-23
	5,959	320237	323121	+1	547830	557199	+2
	6,251	232915	237031	+2	368657	330500	-10
	6,946	100658	88755	-12	113367	102477	-10
	7,351	182866	206010	+13	240389	267209	+11
	7,624	432986	494658	+14	1193896	1410628	+18

6

Diskussion

I följande avsnitt kommer diskussion om våra resultat att presenteras.

6.1 Längre filter visar en tendens till förbättring

Det finns skäl till att tro att våra långa och medellånga filter reducerar mängden fotoner över 88 GHz i resonatorerna. För det första visar Figur A.2 en dämpning som ökar med ökad frekvens upp till 50 GHz. Eftersom denna uppmätta dämpningen upptäcktes en avtagande trend samt baserat på den teorin som diskuterades i avsnitt 3.2 är det rimligt att anta att dämpningen fortsätter att öka för ännu högre frekvenser. Samtidigt minskar förlusttermen $1/Q_o$ för majoriteten av resonatorerna i prov 1 och prov 2, vilket visas i Figur 5.2. Denna minskning av förlusttermen $1/Q_O$ som innefattar kvasipartikelrelaterade föruster orsakade av fotoner över 88 GHz, tillsammans med en förmad ökad dämpning hos våra filter vid frekvenser över 50 GHz gör det rimligt att dra slutsatsen att de långa och medellånga filter som tillverkats i detta projekt reducerar mängden fotoner över 88 GHz i resonatorn.

Från prov 3 ser vi inga klara trender hur våra filter påverkade Q_i vid $\langle n \rangle = 1$ eller $\langle n \rangle = 10^4$ fotoner i resonatorn, vilket visas i tabell 5.1. Vi ser heller inte några uppenbara trender i förlusttermen $1/Q_o$ med och utan filter i Figur ???. Detta skulle kunna vara ett resultat av att våra korta filter, som är kopplade till detta prov, inte tillräckligt effektivt dämpar fotoner med en frekvens över 88 GHz. Detta skulle i så fall innebära att även om fotonerna är reducerade i resonatorn så är detta inte tillräckligt för att reducera antalet kvasipartiklar till en sådan nivå att vi kan se en definitiv trend i Q_i eller $1/Q_o$.

En annan möjlig förklaring till varför prov 3 inte upptäcktes samma trender av förändring i Q_i eller $1/Q_o$ som prov 1 och 2 kan vara att majoriteten av resonatorer på prov 3 inte är begränsade av kvasipartikelrelaterade föruster utan begränsas av andra föruster. Även sådana av liknande storleksordning till kvasipartikelrelaterade föruster. Detta skulle då innebära att även om vårt filter reducerar fotonerna i resonatorn som kan ge upphov till kvasipartiklar i resonatorn så är resonatorn fortfarande begränsad av andra förlustmekanismer.

Ytterligare en intressant observation är att betrakta storleken av $1/Q_o$ mellan de olika proven i Figur 5.2. Vi kan här se att förlusttermen $1/Q_o$ för prov 3 är något större jämfört med prov 1 & 2 för majoriteten av resonatorerna. Detta skulle kunna tyda på att resonatorer med en förlustterm $1/Q_o$ i denna storleksordning i mindre utsträckning är begränsade av kvasipartikelrelaterade föruster och på så sätt förklara varför majoriteten av resonatorerna på prov 3 inte upptäcktes några större förändringar i $1/Q_O$ när filter användes.

En eventuell förklaring till de försämringar som kunde uppmäts både i Q_i och $1/Q_o$ på samtliga prov skulle kunna vara ett resultat av mekaniska förändringar i resonatorn på chippet. Sådana förändringar kan vara orsakade av mekanisk stress i substratet eller det ledande aluminiumet som uppkommit vid de två nedkylningscykler som utfördes under projektets gång. Den supraladede kretsen kan också degraderas genom oönskad oxidation av ledaren vid kontakt med luft mellan nedkylningar. Båda dessa effekter skulle kunna ge upphov till de försämringar i Q_i och $1/Q_o$ som uppmättes för vissa resonatorer.

6.2 Felkällor

En stor felkälla som kan ge upphov till tvetydiga resultat är att anpassningsskriftet uppskattade parametrar på varje mätning, även för de individuella mätningarna för olika effekter. Vid närmre undersökning upptäckte vi att många parametrar som inte är effektberoende ändrade sig till en viss grad mellan dessa mätningar, vilket inte borde ske. En mer korrekt utförd anpassningsrutin bör ske på följande sätt: En anpassning utförs vid en hög effekt innan duffing sker och sedan används dessa parametrar som startvärde för nästa lägre effektnivå. Detta fortsätter tills alla mätningar är anpassade. På så sätt är det bara Q_i som ändrar sig mellan olika effekter, vilket minskar felet i modellanpassningen.

Vi bedömer att trenderna överlag i våra mätningar inte har påverkats av denna felkälla, men att de absoluta och relativa värdena på Q_i garanterat har påverkats. Av just den anledningen har vi fokuserat på slutsatser om filtrens generella påverkan snarare än kvantitativa resultat.

En till felkälla, dock med mindre relevans, är att vi för samtliga beräkningar av Q_i har tagit hänsyn till en uppskattad dämpning från våra filter vid resonansfrekvensen. Det finns dock en viss osäkerhet när det kommer till filterdämpningens påverkan eftersom filtrena är karakteriserade i rumstemperatur och inte vid 10 mK som mätningarna på resonatorerna är utförda vid. Dock ger en överskattning av dämpningen större förbättring eftersom mätpunkterna i en graf med Q_i mot $\langle n \rangle$ flyttas åt vänster. Med störst sannolikhet är filtren oförändrade vid låga temperaturer eller upplever en relativt liten försämring, med hävning till egenskaperna för StyCast.

6.3 Vidareutveckling

Vi presenterar våra förslag för fortsatt utveckling som vi förmodar kommer att ge tydligare trender i resultatet.

6.3.1 Eccosorb som dielektrikum istället för StyCast

Eccosorb är till skillnad från StyCast ämnat för mikrovågsabsorption. Förutom de rent dissipativa förlusterna som StyCast gav upphov till i våra filter, ger Eccosorb även upphov till magnetiska förluster som ett resultat av att det är laddat med metallpartiklar [22]. Det är rimligt att, utifrån vad som står i databladet för Eccosorb, anta att dessa frekvensberoende förluster skulle ge oss en skarpere dämpning vid frekvenser på 8-50 GHz än vad som syns i figur ???. Exempelvis gäller för den vanliga Eccosorb-typen CR-116 att den ger en dämpning på ca 57 dB/cm vid 18 GHz [22] vilket för våra långa filter skulle innebära en dämpning omkring 150 dB. Detta kan jämföras med den uppmätta dämpningen i rumstemjämfört med en dämpning på cirka 10 dB vid samma frekvens för StyCast. Santavicca et al. tillverkade liknande filter med Eccosorb och uppnådde dämpningar på runt 80 dB redan vid 10 GHz, dessutom uppvisade dämpningen ett mycket större frekvensberoende [10]. Även dessa resultat tyder på att Eccosorb hade givit bättre dämpning vid höga frekvenser. Detta skulle troligtvis påverka Q -faktorn positivt för effekter då hypotesen om sönderslagna Cooperpar verkar stämma.

En annan möjlighet hade varit att blanda in metallpulver i den styCast som användes för att efterlikna egenskaperna som eccosorb uppvisar.

6.3.2 Ytterliga filtermätningar

Om filtren hade karakterisrats vid 10 mK är det möjligt att en mer korrekt dämpning i 4-8 GHz-intervallet hade kunnat tas fram vilket skulle leda till mer tillförlitliga beräkningar av Q_i .

När komponenter genomgår termisk cykling, upprepade nedkyllningar och upphettningar, kan dess egenskaper förändras. Detta kan ha påverkat både våra filter och våra resonatorer, mätningen av resonatorerna tillsammans med filter skedde efter mätningen av enbart resonatorer. Mellan dessa mätningar värmdes kryostaten först upp från 10 mK till rumstemperatur, filtren placerades och allt kyldes ned till 10 mK. Om vi tittar på förändringen i Q -värde i 5.1 kan man till exempel se att för Q_i för de höga effekterna på prov 2 har en stor förbättring i Q_i , mellan 11% och 26%, förutom för resonatorn med resonatorfrekvensen 7,322 GHz. En möjlig anledning till detta är att resonatorn har tagit skada under uppvärmningen och nedkyllningen, detta går dock inte att bekräfta med den data vi har, utav vidare undersökningar av resonatorerna hade krävts.

Vidare skulle upprepade nedkyllningar och uppvärmningar av filtrena kunna ge kunskap om deras hållbarhet.

6.3.3 Mätning av olika filter på samma resonatorprov

På grund av tidsbrist mättes olika filter på olika provlådor i hopp om att ändå upptäcka en tydlig trend beroende av filterlängd. Därför är det svårt att dra definitiva slutsatser om filtrens förbättringar. Den stora variationen mellan mätningar kan bero på den inbördes skillnaden mellan provlådorna med resonatorerna. Därför rekommenderar vi att utföra en mätning av minst 10 filterlängder på samma provlåda. I ett sådant experiment är det dock viktigt att inte utföra en mätning med ett filter och sedan värma upp kryostaten för att byta till nästa filter. En bättre uppställning, som inte utsätter resonatorerna för termisk cykling, är en koppling som tillåter fjärrbyte av filter för samma provlåda.

6.3.4 Tillverkning

Tillverkningen hade kunnat förbättras och förenklats genom att bättre anpassa kopparlådorna till att skapa filter, till exempel genom att ge fyllningshålen koniska kanter så att Styccasten lätt kan rinna ner i lådan och på så sätt minimera risken för luftbubblor. Ytterligare skulle fyllning av filter med Styccast kunna underlättas genom att använda en mindre pipett för att göra det lättare att applicera mindre mängder Styccast åt gången. Risken för luftbubblor i filtret skulle således minskas.

6.4 Slutsats

Sammanfattningsvis drar vi slutsatsen att distribuerade lågpassfilter kan bidra till ökad prestanda för supraleddande mikrovågsresonatorer men att ytterligare experiment och vidareutveckling är nödvändigt för att förstå när och varför de uppfyller sitt syfte.

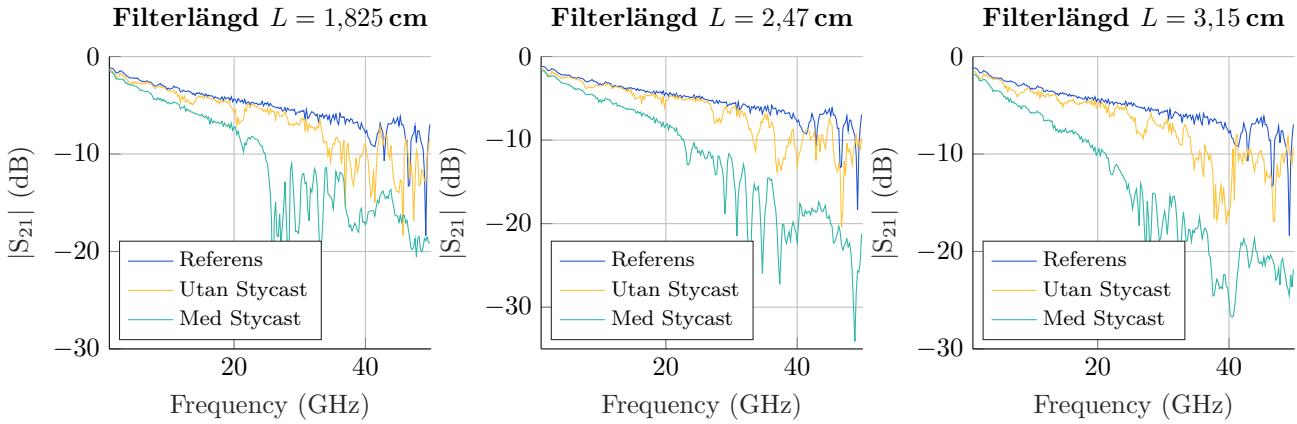
Våra filter uppvisade en dämpning med fortsatt nedåtgående trend, dock var den här

Litteratur

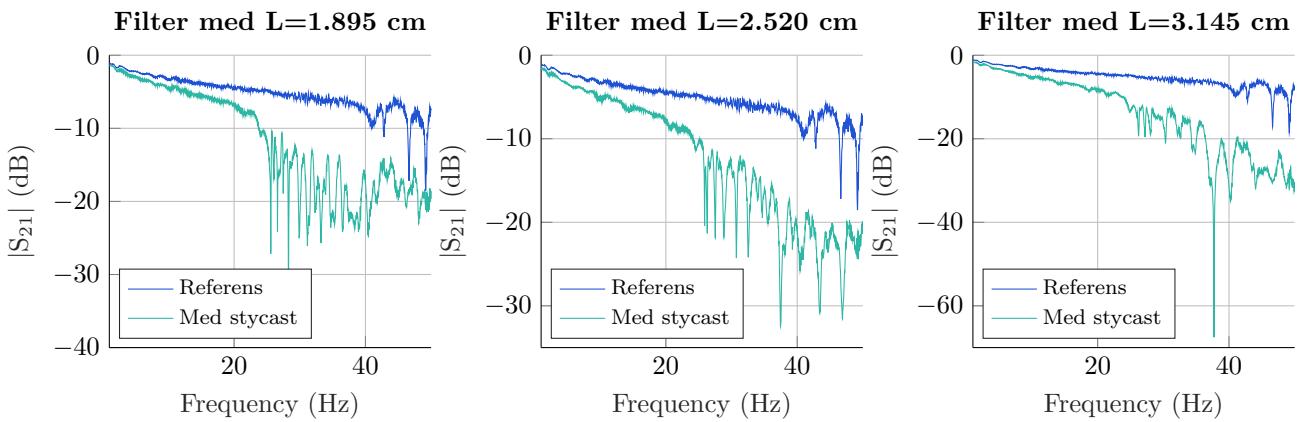
- [1] J. Bylander, "Superconducting Quantum Bits of Information - Coherence and Design Improvements", *The Oxford Handbook of Small Superconductors. First Edition.*, årg. 1, s. 525, 2017.
- [2] I. M. Georgescu, S. Ashhab et al., "Quantum simulation", *Reviews of Modern Physics*, årg. 86, s. 153–185, 1 mars 2014.
- [3] J. N. Eckstein och J. Levy, "Materials issues for quantum computation", *MRS Bulletin*, årg. 38, nr 10, s. 783–789, 2013.
- [4] W. D. Oliver och P. B. Welander, "Materials in superconducting quantum bits", *MRS Bulletin*, årg. 38, nr 10, s. 816–825, 2013.
- [5] G. Wendin, "Quantum information processing with superconducting circuits: a review", *arXiv preprint arXiv:1610.02208*, 2016.
- [6] M. S. Khalil, F. Wellstood et al., "Loss dependence on geometry and applied power in superconducting coplanar resonators", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, årg. 21, nr 3, s. 879–882, 2011.
- [7] J. Goetz, F. Deppe et al., "Loss mechanisms in superconducting thin film microwave resonators", *Journal of Applied Physics*, årg. 119, nr 1, s. 015304, 2016.
- [8] A. Bruno, G. de Lange et al., "Reducing intrinsic loss in superconducting resonators by surface treatment and deep etching of silicon substrates", *Applied Physics Letters*, nr 106, s. 182601, 2015.
- [9] R. Barends, J. Wenner et al., "Minimizing quasiparticle generation from stray infrared light in superconducting quantum circuits", *Applied Physics Letters*, årg. 99, nr 11, s. 113507, 2011.
- [10] D. Santavicca och D. Prober, "Impedance-matched low-pass stripline filters", *Measurement Science and Technology*, årg. 19, nr 8, s. 087001, 2008.
- [11] J. Gao, "The physics of superconducting microwave resonators", diss., California Institute of Technology, 2008.
- [12] T. Boehme, *Characterisation and optimisation of superconducting microwave resonators*, 2016.
- [13] S. Probst, F. Song et al., "Efficient and robust analysis of complex scattering data under noise in microwave resonators", *Review of Scientific Instruments*, årg. 86, nr 2, s. 024706, 2015.
- [14] D. K. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics*, Second edition. Pearson.
- [15] R. Schmitt, *Electromagnetics Explained: A Handbook for Wireless/ RF, EMC, and High-Speed Electronics*, ser. EDN Series for Design Engineers. Elsevier Science, 2002.
- [16] E. A. Tholén, A. Ergül et al., "Nonlinearities and parametric amplification in superconducting coplanar waveguide resonators", *Applied Physics Letters*, årg. 90, nr 25, s. 253509, 2007.
- [17] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Eighth editon. John Wiley & Sons, Inc, 2005.
- [18] B. Chiaro, A. Megrant et al., "Dielectric surface loss in superconducting resonators with flux-trapping holes", *Superconductor Science and Technology*, årg. 29, nr 10, 2016.
- [19] I. Siddiqi, "Superconducting qubits: poised for computing?", *Superconductor Science and Technology*, årg. 24, nr 9, s. 091002, 2011.
- [20] D. P. Pappas, M. R. Vissers et al., "Two level system loss in superconducting microwave resonators", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, årg. 21, nr 3, s. 871–874, 2011.
- [21] L. Faoro och L. B. Ioffe, "Internal loss of superconducting resonators induced by interacting two-level systems", *Physical Review Letters*, årg. 109, nr 15, s. 157005, 2012.
- [22] *Ecosorb CR*, Emerson & Cuming, 2008.

A

Filterkarakteristik



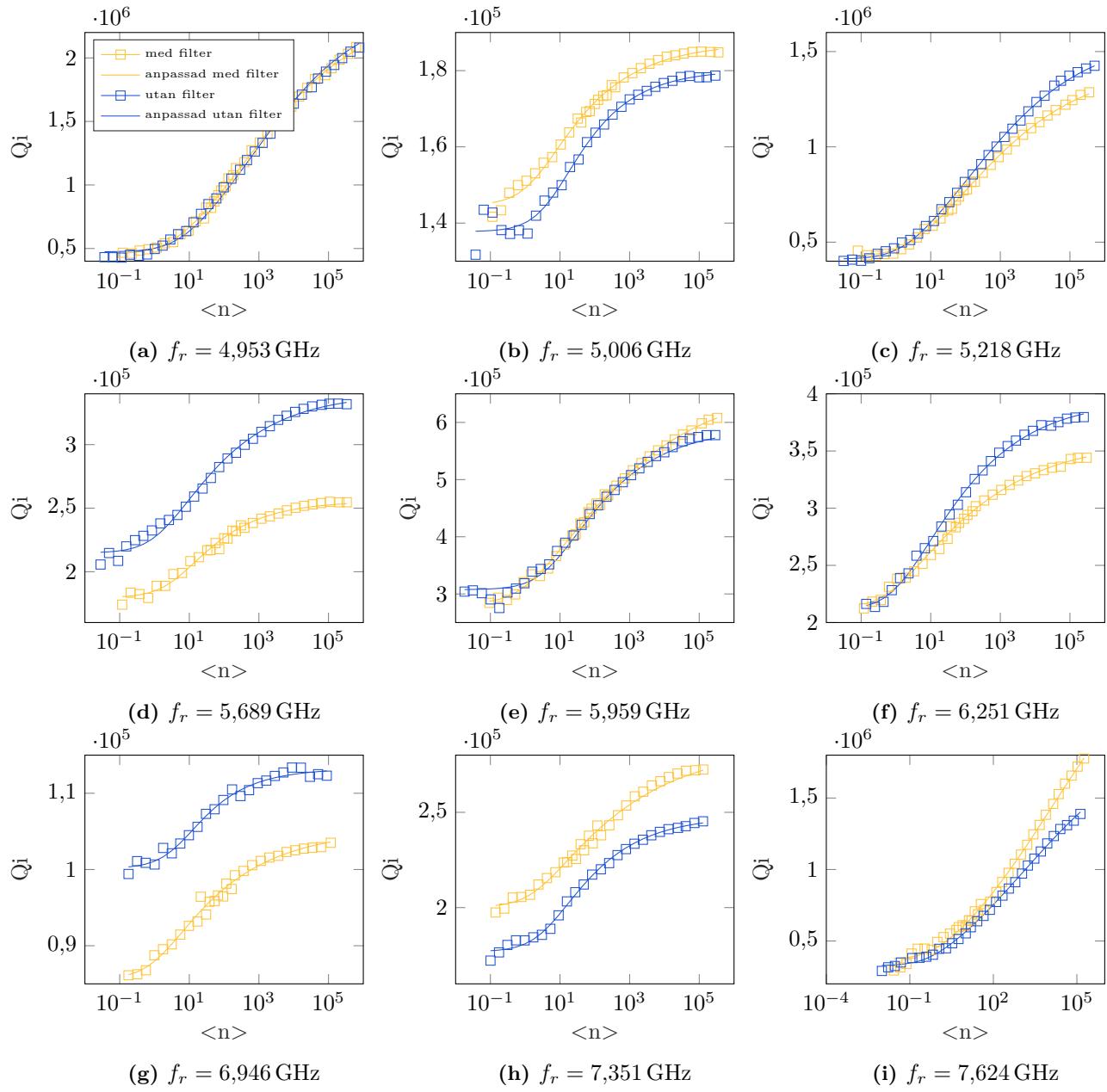
Figur A.1: Visar den uppmätta $|S_{21}|$ för tre olika filterlängder: ett kort, medel och långt. I figurerna finns $|S_{21}|$ plottat mot frekvens för filter innan de fylldes med Stycast och efter. I figurerna finns och en referens som är en mätning av $|S_{21}|$ utan filter.



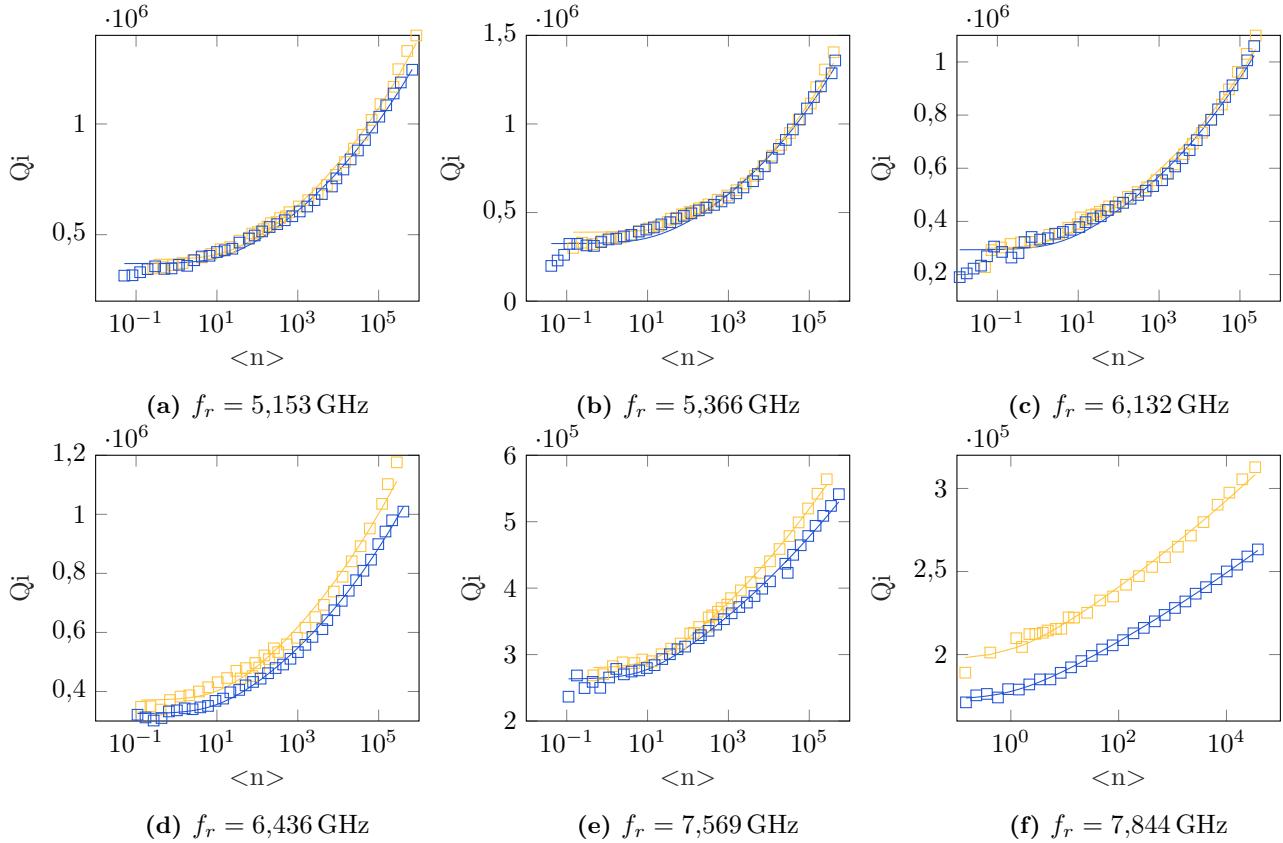
Figur A.2: Visar den uppmätta $|S_{21}|$ för tre olika filterlängder: ett kort, medel och långt. I figurerna finns $|S_{21}|$ plottat mot frekvens för filter med Stycast. I figurerna finns och en referens som är en mätning av $|S_{21}|$ utan filter.

B

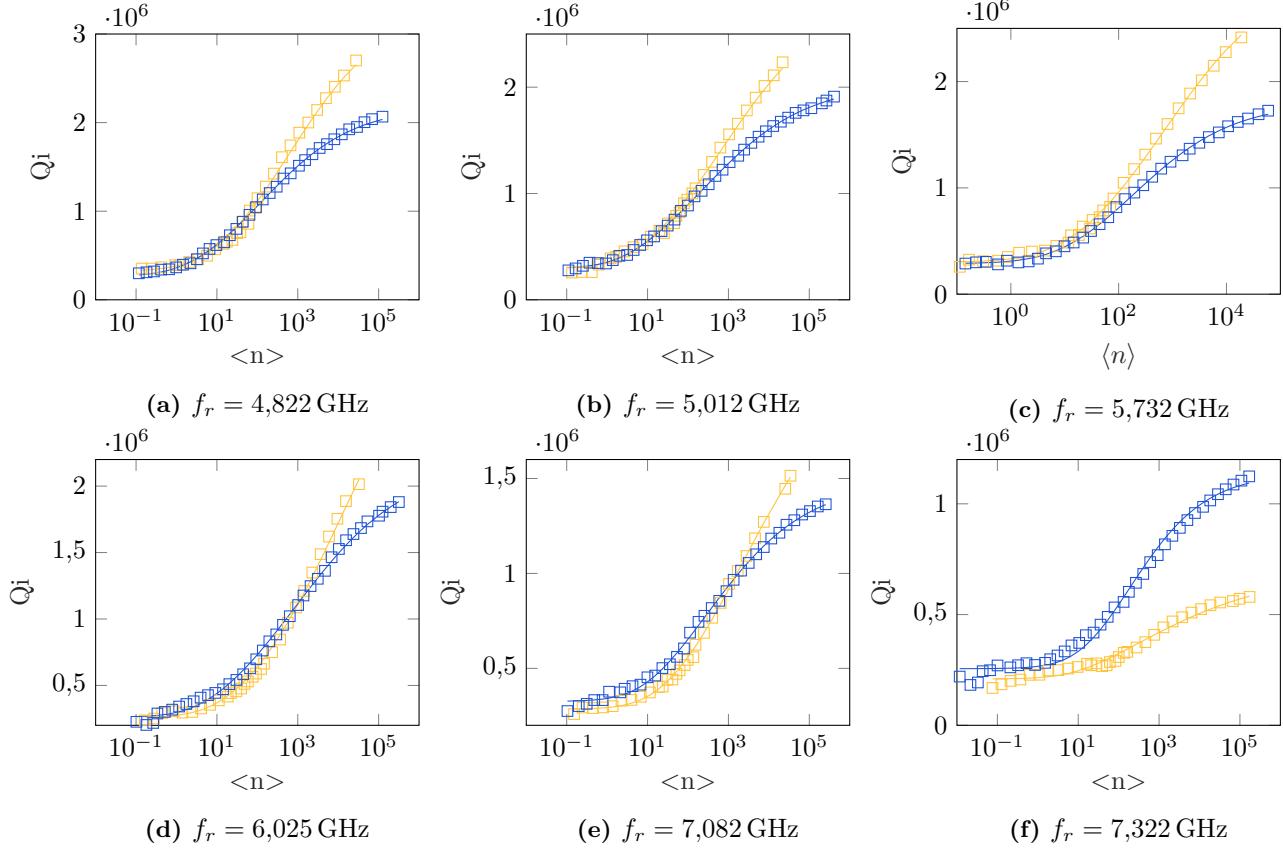
Q_i mot $\langle n \rangle$ för samtliga resonatorer



Figur B.1: Q_i mot $\langle n \rangle$ för samtliga resonatorer på prov 3.



Figur B.2: Q_i mot $\langle n \rangle$ för samtliga resonatorer på prov 1.



Figur B.3: Q_i mot $\langle n \rangle$ för samtliga resonatorer på prov 2.