



CHALMERS



Lågpassfilter för supraleddande mikrovågsresonatorer

Preliminär utveckling av lågpassfilter för minimering av kvasipartikelrelaterade förluster från fotoner över 100 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 minimering av kvasipartikelsgeneration i supraledande mikrovågsresonatorer

Preliminär utveckling av lågpassfilter för minimering av kvasipartikelrelaterade förluster från
fotoner över 100 GHz

PHILIP EDENBORG
LINA HULTQUIST
MATTIAS SJÖSTEDT
JOHAN WINTHER



CHALMERS

Lågpassfilter för minimering av kvasipartikelsgeneration i supraleddande mikrovågsresonatorer
Preliminär utveckling av lågpassfilter för minimering av kvasipartikelrelaterade förluster från fotoner över
100 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: Resonator på ett chip. Foto från Jonathan Burnett.

Typsatt i L^AT_EX
Göteborg, Sverige 2017

Lågpassfilter för minimering av kvasipartikelsgeneration i supraleddande mikrovågsresonatorer
Preliminär utveckling av lågpassfilter för minimering av kvasipartikelrelaterade förluster från fotoner över
100 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

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.

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

Tillkännagivanden

Vi skulle vilja tacka våra handledare Jonas Bylander och Jonathan Burnett för all kunskap och hjälp vi har fått under arbetets gång. Vi vill även tacka Thijs Boehme för tillåtelse att använda hans figurer.

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

Innehåll

1	Introduktion	2
1.1	Bakgrund	2
1.2	Problembeskrivning	3
1.3	Syfte	3
2	Supraledande resonatorer	4
2.1	Resonatorernas uppbyggnad	4
2.2	Mätuppställning i en kryostat	5
2.3	Teoretisk modell för resonatorernas transmissionskoefficient	6
2.4	Andra anpassningsfaktorer för icke-ideala förhållanden	7
2.5	Algebraisk anpassning av mätdata till fullständig modell av S_{21}	8
2.6	Exempel på anpassningar till en resonator	8
2.7	Modellens begränsning vid höga effekter	9
2.8	Förlustmekanismer	10
2.8.1	Magnetiska förluster	10
2.8.2	TLS-förluster	10
2.8.3	Kvasipartiklar och sönderslagning av Cooperpar	11
2.8.4	Modell för förlustmekanismer	12
3	Filter	13
3.1	Distribuerade lågpassfilter	13
3.2	Filterdesign	13
3.3	Konstruktion av filter	14
3.4	Filterkarakteristik	16
4	Experiment	18
4.1	Mätuppställning	18
4.2	Mätserier	18
4.2.1	Mätning 1, utan filter	19
4.2.2	Mätning 2, med filter	19
5	Resultat	20
5.1	Jämförelse av intern kvalitetsfaktor utan och med filter	20
6	Diskussion	23
6.1	Val av dielektrikum	23
6.2	Mätsäkerhet	23
6.3	Modellanpassning	23
6.4	Funktion hos filter	23
6.5	Vidarutveckling	23

1

Introduktion

1.1 Bakgrund

Kvantdatorer är ett aktuellt ämne inom modern forskning, 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, högenergifysiik, kemi, kosmologi. [2].

Teknologin bakom kvantsimulering bygger på kvantbitar. 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 $|1\rangle$. Den- na egenskap för kvantbitarna bidrar till att kvantsimuleringar kan vara exponentiellt mycket kraftfullare än klassiska simuleringar [3].

Dessa kvantbitar kan realiseras i verkligheten på olika sätt, bland annat med hjälp av supraleddande kretsar [4]. För att kvantbitarna ska vara användbara är det viktigaste att fokusera på koherenstiden, tiden då en kvantbit kan lagra information. För att kunna kunna utföra beräkningar måste koherenstiden vara tillräckligt hög för att informationen inte ska hinna försvinna innan beräkningarna är utförda[3].

Eckstein et al. skrev 2013 om materialens inverkan på avfasning och således koherenstid, där det framkom att system som är svåra att koppla internt har mycket längre koherenstid är system som är enkla att koppla [3]. Störta problemen som uppkommer är att informationen ska lagras, sammanflätas under kontroll och avläsas.

2010 publicerade Oliver och Welander en artikel angående materialbekymmer när det kommer till kvantbitar och således även mikrovågsresonatorer **Oliver2013** De problem som för tillfället har störst inverkan på kohe- renstiden kommer till störst del från två-nivåsystem, vilket diskuteras mer djupgående i Sektion ???. Under de senaste 15 åren har koherenstiden ökat med över en ordning av 10^5 , men möjliga andra bekymmer kan vara kvasipartikel-tunnling och strömfliktuonter som uppkommer i materialen [4].

I en artikel utgiven 2016 skriver Chiaro et al om hur minskade magnetiska förluster till följd av flödesfångande hål i SCPW-resonatorers film (Superconducting Coplanar Waveguide) bidrar till ökade dielektriska ytforluster, här användes en experimentuppställen som var snarlik den som användes i denna rapport. Problemet som kan uppkomma är förbättringar på resonatorernas geometriska design som leder till begränsande, dielektriska TLS-försluster. (Fyll på)

För att undersöka hur man kan förbättra koherenstiden för kvantbitar använde vi oss av supraleddande resonatorer. Dels för att dessa även är användbara för applikationer tillsammans med kvantbitar, till exempel för avläsning, koppling och filtrering **placeholder** och dels för att de är enklare att arbeta med samtidigt som störningarna som förändrar koherenstiden bör vara de samma[4]. Koherenstiden för resonatorer är relaterat till Q-värdet, ett mått på kvalitetsfaktorn för resonatorerna. En högre koherenstid ger ett högre Q-värde.

Målet med detta arbete är att undersöka möjligheter för att öka Q-värdet för supraleddande mikrovågsresonatorer. Vår hypotes var att en del av förlusterna uppkommer till följd av att fotoner med frekvenser över 100 GHz passerar genom de kommersiella lågpassfiltrena där de sedan slår sönder Cooperpar hos de supraleddande resonatorerna. Genom att tillverka distribuerade lågpassfilter som inte släpper igenom dessa högfrekventa fotoner var målet att öka koherenstiden och således öka Q-värdet.

Kort introduktion av problemet fotoner över 88 GHz bryter cooperparen i supraleddande aluminium , det är det här vi är intresserade av att ”lösa”

1.2 Problembeskrivning

Komponenter svartkroppstrålning

Hypotes, filter funkar inte, släpper genom strålning bryter par

1.3 Syfte

Syftet med rapporten är att utveckla

2

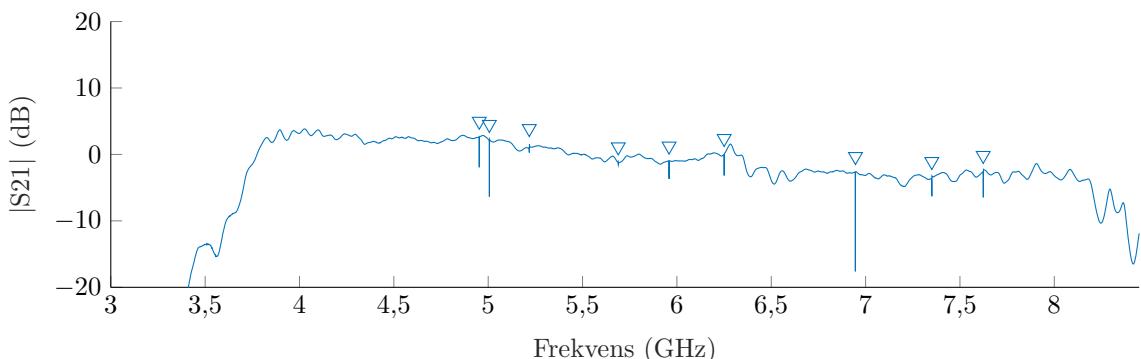
Supraledande resonatorer

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

2.1 Resonatorernas uppbyggnad

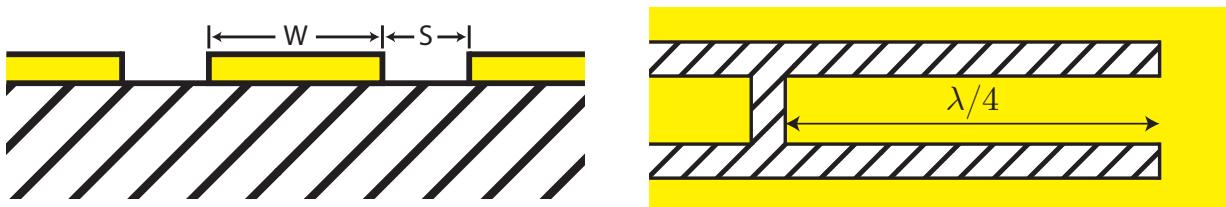
Den typ av resonatorer som användes i projektet är supraledande kvartvågsresonatorer som tillverkades av vår Dr. Jonathan Burnett. De består av en ko-planär vågledare på ett chipsubstrat av kisel, med en mittledare av aluminium separerad från ett jordplan [5] vilket kan ses i figur 2.1. Själva resonatorerna 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.

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.

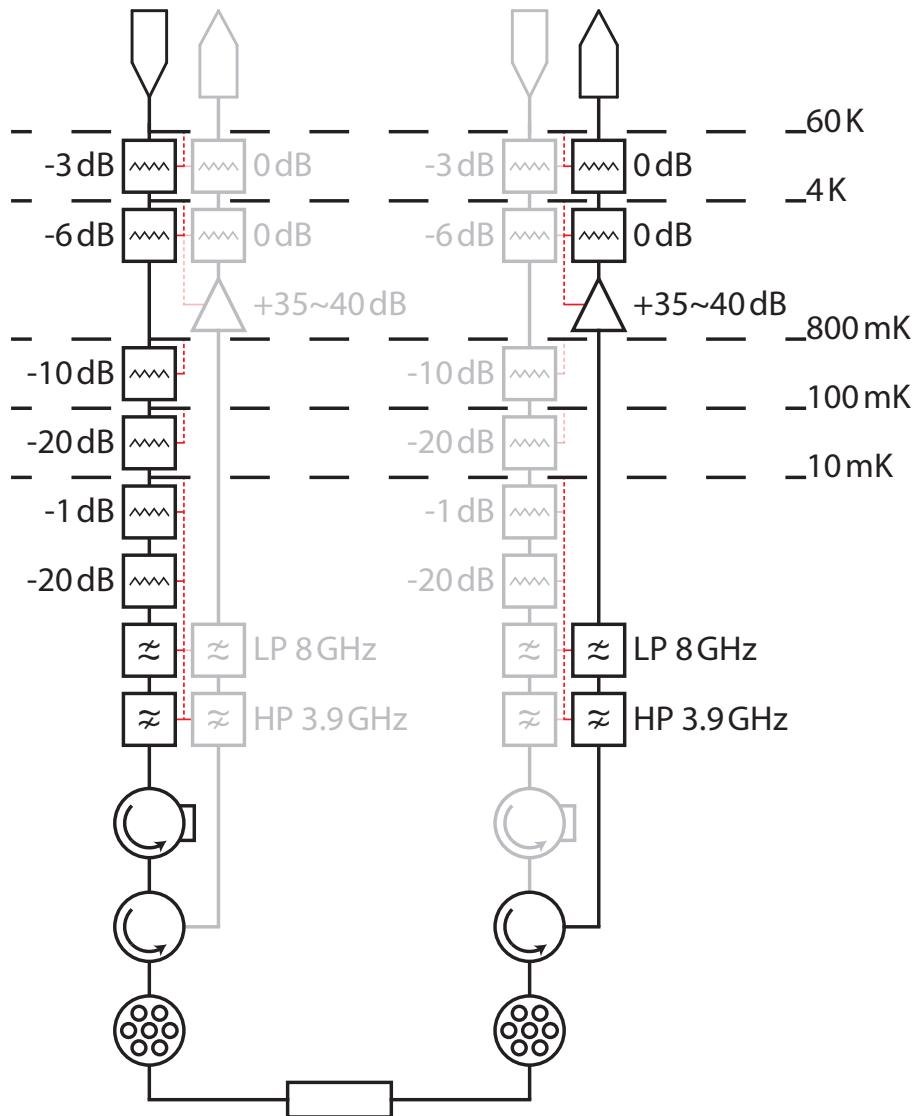


Figur 2.2: Amplitudspektrum i bandet 3-8 GHz för ett chipp med 9 resonatorer som är markerade i figuren.

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



Figur 2.1: Genomskärning av en ko-planär vågledare (vänster) 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 kvartvågsresonator från ovan. Ena änden är kortsluten och den andra är öppen. Figurerna är från [5, fig. 2.1].



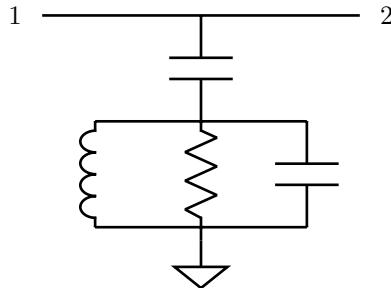
Figur 2.3: Allmänt kretsschema för en transmissionsmätning på ett resonatorchipp. En mätsignal från en VNA dämpas vid varje temperatursteg och filtreras innan den når provlådan (botten). Innehållet i provlådan byts ut med switchar beroende på vilket chipp som ska mätas. Sedan förstärks signalen på väg tillbaka till analysatorn. Figuren är från [5, fig. 3.7] (©Thijs Boehme, med tillståndelse).

2.2 Mätuppställning i en kryostat

Mätuppställningen för resonatorn visas schematiskt i figur 2.3. 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. Cirkulatorn 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.



Figur 2.4: Kretsmodell av en hängande kvartsvågsresonator. Den är kapacitivt kopplad till matarledningen och består av en parallellkopplad induktans och kapacitans. De dissipativa förlusterna modelleras som en resistans.

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

2.3 Teoretisk modell för resonatorernas transmissionskoefficient

En resonatorer definieras av dess resonansfrekvens f_r och kvalitetsfaktor Q [5, 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 [6]: intern kvalitetsfaktor Q_i och kopplad kvalitetsfaktor Q_c och förhåller sig enligt

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

Detta 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 [7, s. 437]. En härledning av en allmän transmissionsledning finns i appendix ???. Vi betraktar den ekvivalenta kretsmodellen för en hängande resonator [5] i figur 2.4. Anledningen att resonatorerna är hängande är för att en reflektionsmätning behöver göras för att kunna bestämma interna kvalitetsfaktorn [6]. När resonatorerna är hängande mäter vi reflektionen av resonatorn genom att mäta transmissionen mellan port 1 och port 2 (i figur 2.4). Denna geometri gör även att flera resonatorer kan hängas från samma matarledning och mätas individuellt.

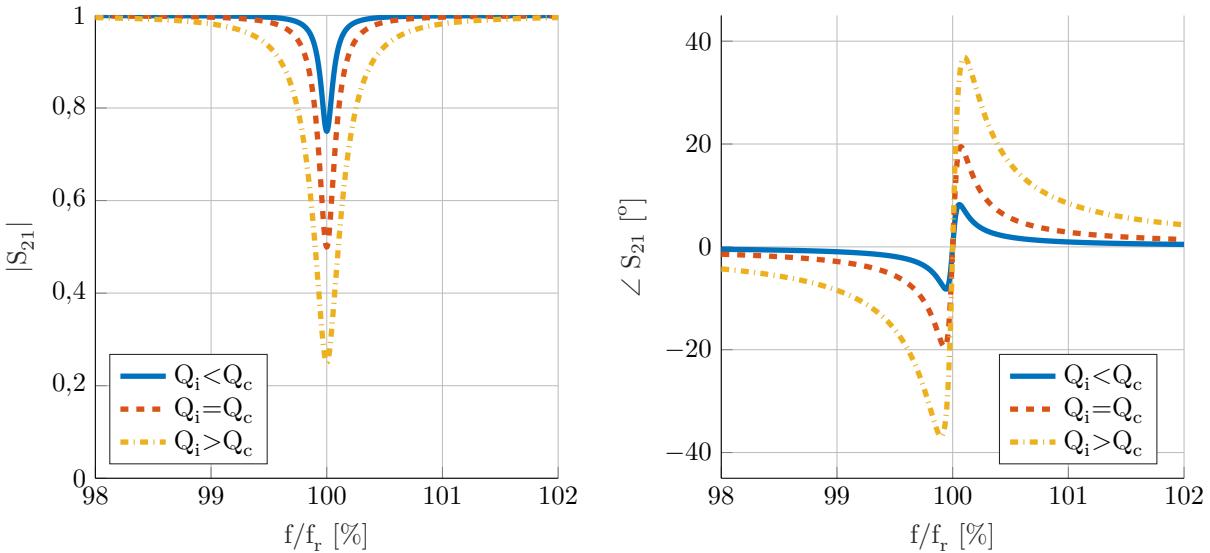
Transmissionen i kretsen beskrivs av den komplexa transmissionskoefficienten S_{21} som härleds av Boehme [5, s. 38]:

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

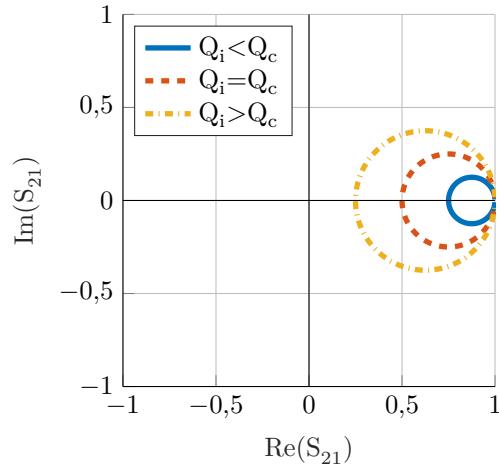
Det går att visualisera S_{21} med en graf av magnituden och fasen över frekvensen för en ideal resonator vilket visas i figur 2.5. Det är värt att notera hur magnituden av transmissionen har ett minimum vid resonansfrekvensen. Det förklaras av att fältet kopplar till resonatorn. Vi kan även observera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

Det går även att visualisera S_{21} i det komplexa planet där samma resonator representeras av en cirkel (se figur 2.6). 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 [6].

Det finns två arbetsområden för en resonator: där den är underkopplad ($Q_i < Q_c$) respektive överkopplad ($Q_i > Q_c$) [5]. Dessa två visas i graferna i figur 2.5 och 2.6. När $Q_i = Q_c$ är resonatorn kritisk kopplad och detta är gränsen mellan de två områdena. Underkoppling innebär att resonatorn har stora interna föruster och fältet eller fotonerna ”försvisser” till dissipativa föruster 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 och fas över frekvens för de olika kopplingsområdena. Vid resonansfrekvensen sjunker magnituden och en fasväxning sker. Figurerna är baserade på [5, fig. 2.4(a-c)].



Figur 2.6: S_{21} manifesteras sig som en cirkel i det komplexa planet. Cirkelns diameter är proportionell mot förhållandet mellan Q_i och Q_c . Figuren är baserad på [5, fig. 2.4d].

2.4 Andra anpassningsfaktorer för icke-ideala förhållanden

För att kunna anpassa en modell till mätdata kan inte endast den ideala resonatormodellen användas. Följande avsnitt baseras på [5], [6] 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 [6, 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 2.4. 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 resonancirkeln 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 [8] 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 mätdata till fullständig modell av S_{21}

Den fullständiga modellen för S_{21} med hänsyn till alla faktorer i avsnitt 2.4 är följande [6]:

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

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) [5]:

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

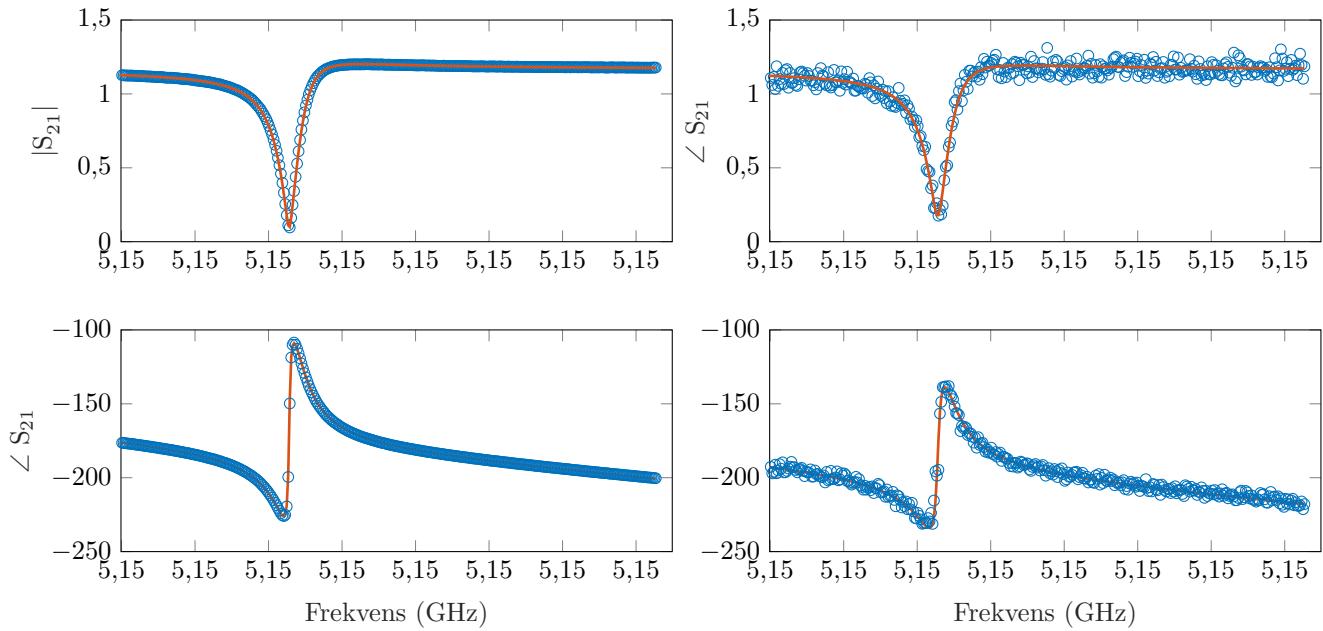
Mätdatan från resonatorn normeras med avseende på alla omgivningens faktorer med hjälp av ett skript så att den motsvarar en cirkel i det komplexa planet som i figur 2.6. Sedan utförs en algebraisk anpassning enligt appendix ???. Probst et al. [6] berättar att en algebraisk anpassning konvergerar snabbare 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 Python som är tillgänglig på https://github.com/sebastianprobst/resonator_tools [6].

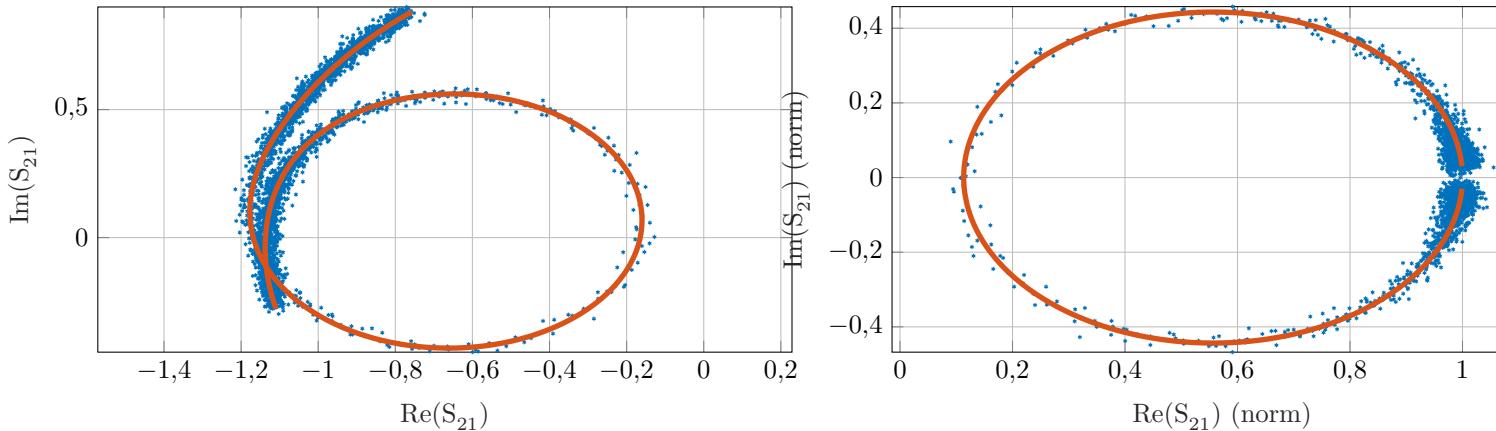
2.6 Exempel på anpassningar till en resonator

I figur ?? ser vi amplitud- och fasspektrum på en resonator vid en ineffekt från analysatorn -40 dBm (motsvarar ungefär -107 dBm in i resonatorn). På motsvarande sätt kan vi se bruset i figur ?? med en ineffekt på -90 dBm.

Ett exempel på en normering syns bäst i det komplexa planet (se figur 2.8). Här ser vi den onormerade



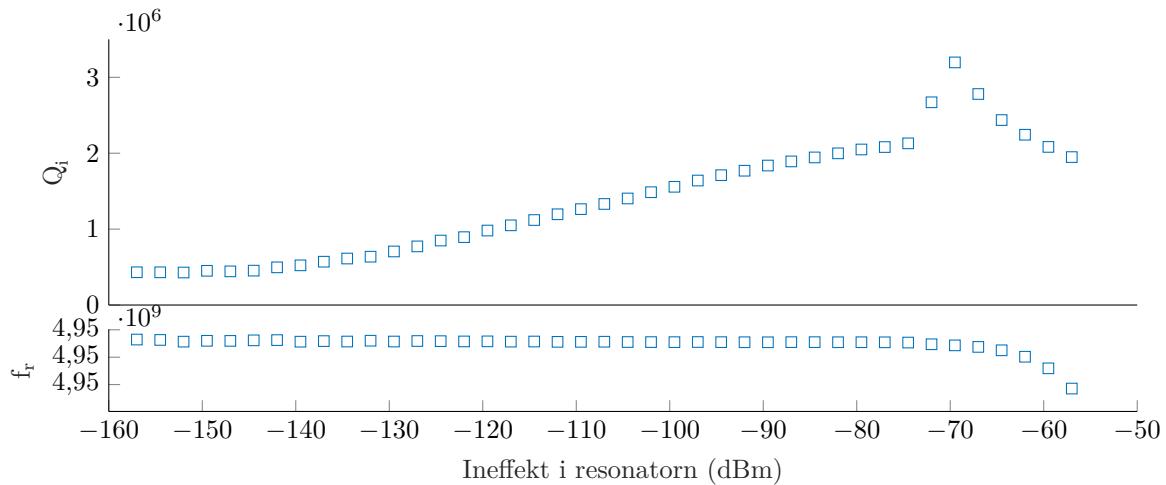
Figur 2.7: Resonatorn i det komplexa planet vid en ineffekt på -80 dBm.



Figur 2.8: Resonatorn i det komplexa planet vid en ineffekt på -80 dBm.

2.7 Modellens begränsning vid höga effekter

Vid ineffekter över -70 dBm uppvisar resonatorerna ett beteende (så kallat "duffing" [9]) som inte kan förklaras med vår modell. Detta kan vi se om vi försöker anpassa mätdata till vår modell. Figur 2.9 visar Q_i och resonansfrekvens med avseende på ineffekt och kan tydlig se hur resonansfrekvensen driver iväg över -70 dBm. Vi begränsar oss till att använda 2.6 och endast undersöka samt presentera resultaten fram till detta olinjära område.



Figur 2.9: Intern kvalitetsfaktor Q_i (övre) och resonansfrekvens (undre) för olika ineffekter i resonatorn. Vid effekter över -70 dBm drifstar resonansfrekvensen iväg.

2.8 Förlustmekanismer

Den interna Q-faktorn hos resonatorerna reduceras av flera olika förlustmekanismer och är omvänt proportionell mot förlustfaktorn δ som kan ses som summan av flera olika förlusttermer[5], [10], till exempel som:

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

Där δ_{qp} är temperaturberoende förluster som uppkommer av kvasipartiklar i systemet, δ_{TLS} uppkommer av kvantmekaniska två-nivå-system, δ_{mag} uppkommer av magnetiska fält.

Dessa förluster har under åren reducerats och vilken av dem som är begränsande varierar med tiden.

2.8.1 Magnetiska förluster

Magnetfält kommer i stor grad trängas ur supraledaren som ett resultat av meissnereffekten men det kan vara möjligt för magnetfält att skapa virvlar i ojämnheter i resonatorns supraledande delar. 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 och en lösning till det diskuteras i [11]. De magnetiska förlusterna reduceras av uppställningen genom att skärma resonatorerna med supraledande material och ytterligare genom att skapa ett hålmönster i resonatorns jordplan i vilka de magnetiska virvlarna kan skapas förlustfritt[11]. Det magnetiska flödet fastnar i hålen och orsakar därmed inga förluster[11] eftersom det inte finns några supraledande kärnor i dessa.

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[11]. δ_{TLS} är dielektriska ytförluster som uppkommer av kvantfysikaliska två-nivå-system (TLS). I början av 2010-talet ansågs förluster från TLSer vara begränsande för supraledande resonatorers Q-faktorer vid effekter motsvarande enstaka fotoner[12] och detsamma gäller än idag för mer moderna resonatorer[5][10]. Genom att förbättra tillverkningsmetoderna och designen för resonatorerna och genom att med omtanke välja rätt material har dessa förlusters inverkan minskat under åren[4]. Till exempel kan δ_{TLS} genom att välja tillräckligt stort avstånd mellan de tidigare nämliga flödesfångande hålen i resonatorn[11].

TLS-förluster är effektberoende och kommer av att TLSer kopplar till resonatorns elektriska fält och sedan exciteras och deexciteras[5], [10].

Effektberoendet kommer av att det krävs en viss energi för att excitera en viss mängd TLSer. TLSer har störst påverkan vid låga effekter eftersom en större andel av ineffekten går förlorad. Vid högre effekter mäts tillslut

TLSerna och δ_{TLS} planar ut. Förlusterna är även temperaturberoende, då termisk energi kan excitera dem. 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 mycket låg temperatur och mycket låg effekt, 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[13] med viss modifikation. β används som en anpassningsparamter som grovt brukar anses ligga kring 0,2[14] för våra tillämpningar. Från 2.9 fås att det inte går att eliminera TLS-förluster helt ens vid godtyckligt låga temperaturer[5].

2.8.3 Kvasipartiklar och sönderslagning av Cooperpar

För att ha förståelse för hur δ_{qp} kan påverkas krävs viss kännedom om Cooperpar och supraledning.

Cooperpar är ett par av elektroner, eller andra 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. Detta beror på elektron-fonon interaktion, vilket orsakar supraledning.

I en klassisk beskrivning av Cooperpar i en metall så beter sig en elektron vanligtvis som en fri partikel. Eftersom elektroner alla har negativ laddning så repellerar de varandra men attraherar de positiva jonerna i metallens gitter. Jongittret blir då aningen skevt och jonerna blir aningen förflyttade mot elektronerna och densiteten av positiv laddning ökar för gittret. Detta överskott av positiv energi attraherar i sin tur fler elektroner.

Vid långa avstånd (hur långa?) kan denna attraktion övervinna elektronernas bortstötning (som beror av deras negativa laddning).

Energin för bindningen är dock väldigt låg, på ungefär en ordning 10^{-3} eV.**placeholder** Detta innebär att energi, så som 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. HÄR KANSKE VI VILL SKRIVA LITE OM BANDGAPET FÖR ALUMINIUM FÖR ATT KUNNA KOPPLA BÄTTRE TILL DELEN OM QUASIPARTIKELFÖRLUSTER:

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[15]. 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[15].

Ytterligare dielektriska förluster uppkommer när högfrekventa 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[15]. Aluminium, som ingår i resonatorerna som det här projektet berör, har en bandgapsfrekvens på 88 GHz varpå ?? ger att de fotoner med en frekvens på $f \gtrsim 180$ GHz kan öka mängden kvasipartiklar. 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[16]. För ett 4-8 GHz bandpassfilter börjar fotoner släppas igenom igen 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 sammanslås 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[7].

I detta projekt har vi konstruerat ett distribuerat lågpassfilter genom att i en koaxial geometri ersätta en del av det isolerande dielektrikum mellan centerledare och hölje med ett dielektrikum med frekvensberoende försluster 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 maskinarbetad koppar som visas i figur 3.1. Från kopparblockets kortsida 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 kortsidorna 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 försluster för att ge filtret en frekvensberoende dämpning som diskuteras i avsnitt 3.2.



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

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, vilket visas i ??.

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

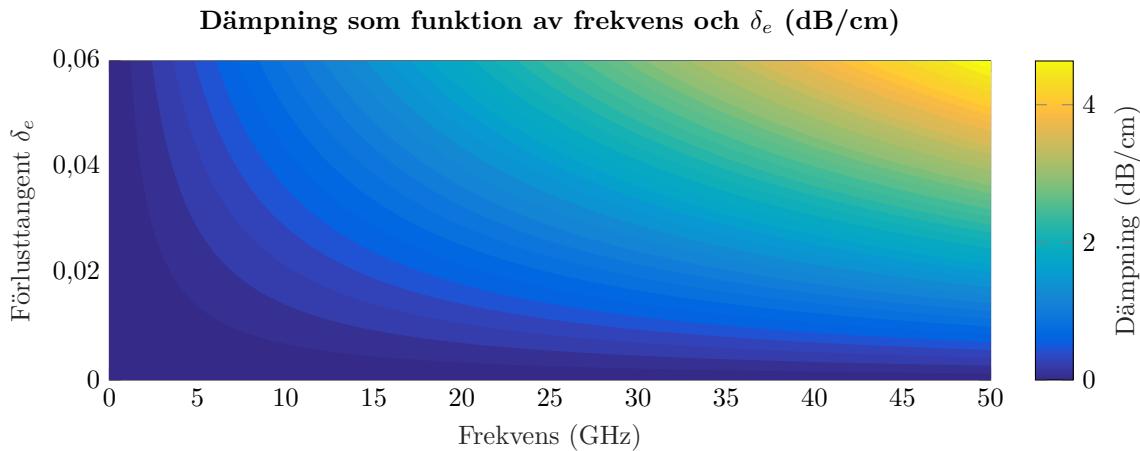
$$R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi f \mu_c}{\sigma_c}} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right), \quad L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a}, \quad G = \frac{2\pi\sigma}{\ln \frac{b}{a}}, \quad C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{b}{a}}$$

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.

Genom att välja $a = 0,64$ mm och $b = 2,03$ mm, vilket motsvarar dimensionerna på vårt filter som konstruerats i detta projekt. 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 förslusttangent δ_e som kan relateras till dielektrikumets konduktivitet genom

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

[7]. Så kan dämpningen som funktion av frekvens och förslusttangent beräknas, vilket visas i figur 3.2.



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 50 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 Konstruktion av filter

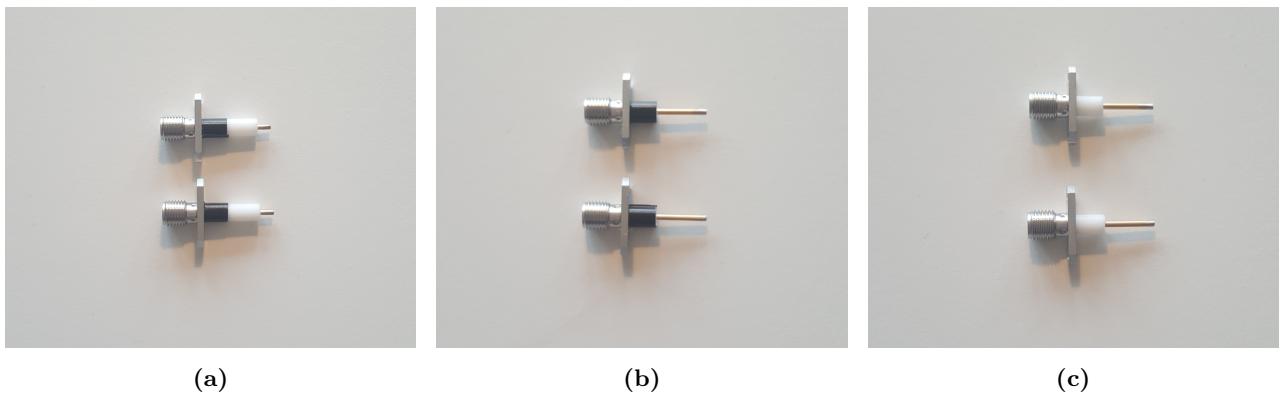
Materialen och utrustning för att göra ett distribuerat lågpassfilter visas i figur 3.3. Ytterligare krävs även: en värmeplatta, Styccast 1266 A/B, lödkolv med mejsel-spets, skjutmått, eltejp och en hobbykniv.



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

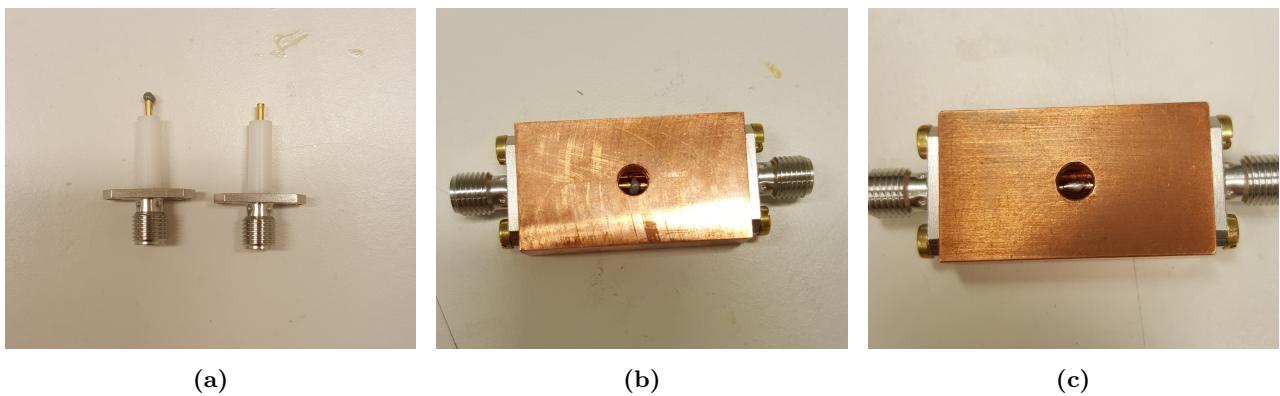
denna motsvarade längden på teflonet som skulle behållas. Eltejpen virades sedan runt SMA kontakten som i figur 3.4a och det frilagda teflonet skars bort med en hobbykniv.



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 smält och flutit ut så att lödningen 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 lödningen.

Efter att lött ihop SMA-kontakterna placerades filtret på en värmepinne 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 ledaren som ska kapslas in 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 fylldes sedan försiktigt med Styccast med hjälp av en pipett. Pipetten placerades 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 som i figur 3.6 så att ifall det fortfarande fanns lite luft kvar i filtret så skulle detta kunna komma ut och den extra Styccasten som placerades



över titthålet skulle kunna fylla igen hålrummet. Filtret härdades sedan vid rumstemperatur i minst 16 timmar. Efter att filtret härdats kan överflödigt Styccast på filtrets ovansida slipas bort. Detta är dock inte nödvändigt för filtrets funktion.

3.4 Filterkarakteristik

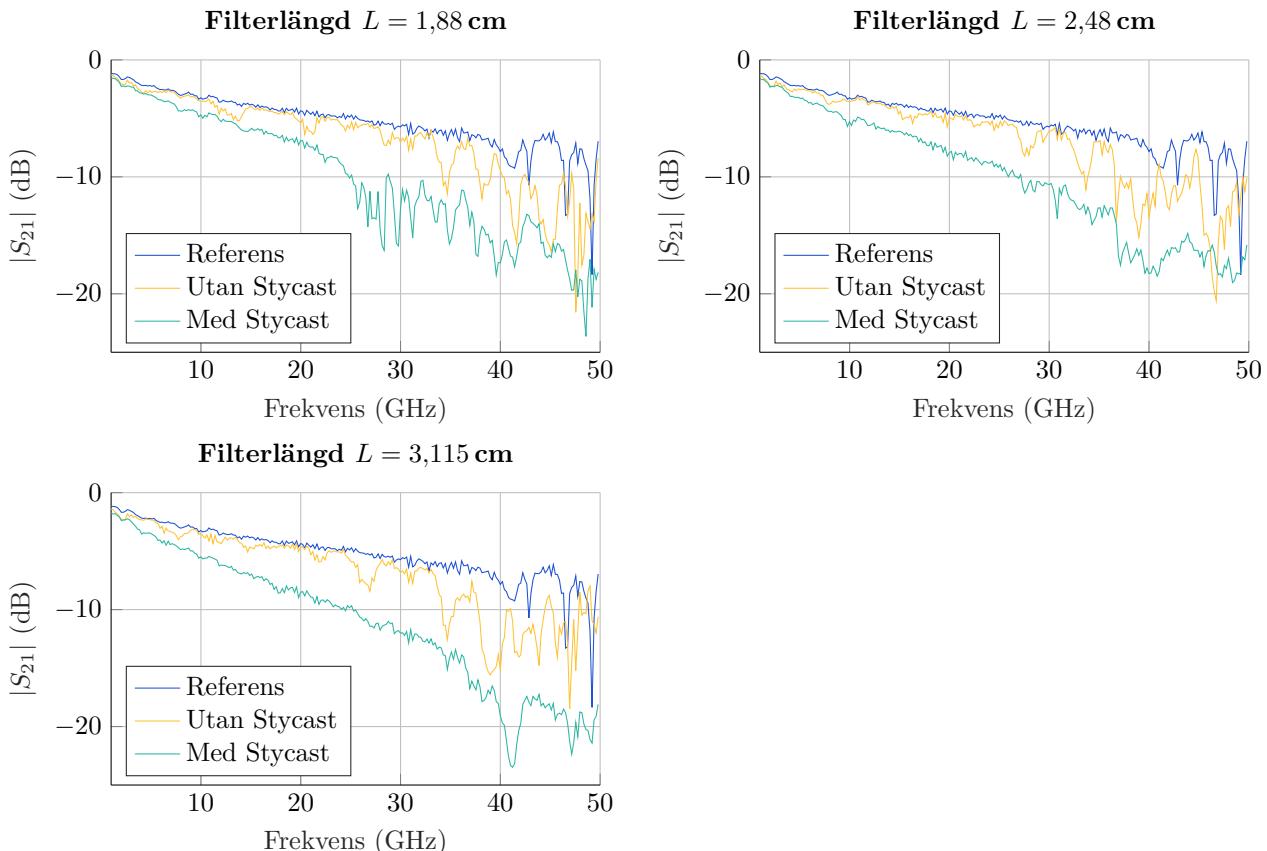
I detta projekt har vi konstruerat filter av tre olika längder i tre uppställningar och vi kommer fortsättningsvis hänvisa till dessa enligt tabell 3.1.

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. Filtrerna anslöts direkt till VNA:n med två SMA M-M adapter och där efter mättes S_{21} i frekvensintervallet 1-50 GHz. En liknande mätning utfördes även innan filtrerna fylldes med Styccast samt en mätning av S_{21} utan filter för att kunna få en 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 som skinneffekt och reflektioner på grund av impedansmissmatcher.

I figur 3.7 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 ??.



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 fylldes med Styccast och efter. I figurerna finns och en referens som är en mätning av $|S_{21}|$ utan filter.

Samtliga filter varav tre stycken som visas i figur 3.7 uppvisade en högre dämpning efter att de fyllts med StyCast 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 3.7 samt teorin bakom våra filter som diskuterades i avsnitt 3.2 att dämpningen bör öka ytterligare vid högre frekvenser.

Från figur 3.7 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 förlusstangenten δ_e inte är tillräckligt stor för att den frekvensberoende dämpningen ska bli tillräckligt tydlig för att synas över de fluktuationer som finns i $|S_{21}|$.

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 innehålla 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 3.7 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 fylldes med StyCast. Efter att filter fyllts med StyCast verkar detta beteende vara kraftigt reducerat. Dessa spikar är inte nödvändigtvis orsakade av impedansmissmatcher i våra filter på grund av lösning 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 för att undersöka effektiviteten av filtrena. Vi beskriver först mätuppställningen, sedan utförda mätserier och till sist vilka parametrar som från modellanpassningen som jämförs och presenteras i resultatkapitlet.

4.1 Mätuppställning

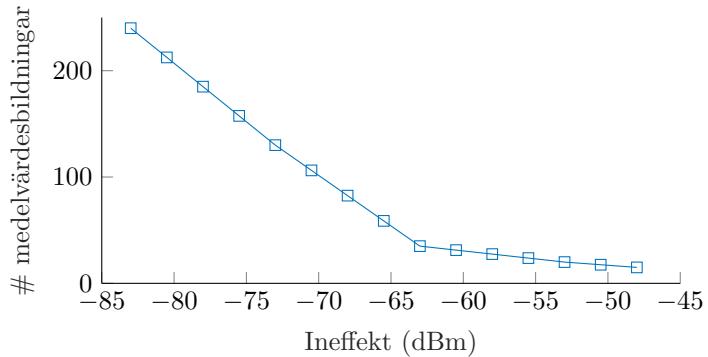
Mätuppställningen är baserad på figur 2.3, men med våra filter på vardera sida om provlådan.

Nio filter användes i mätningen, tre stycken med en frilagd ledare med en ungefärlig längd kring 1,85 cm (1,825 cm, 1,895 cm och 1,880 cm), tre stycken med en frilagd ledare med ungefärlig längd kring 2,5 cm (2,520 cm, 2,480 cm och 2,470 cm), och tre stycken med en frilagd ledare med ungefärlig längd kring 3,15 cm (3,145cm, 3,155cm och 3,150cm). Till varje provlåda placerades två filter med ungefär lika lång frilagd ledare, ett filter innan och ett efter, se figur ?? där enbart en av provlådorna har ett filter placerat före och efter sig. I tabell 4.1 redovisas vilka filter som hörde till vilken provlåda. En koppartråd fästes även från varje filter till plattan som provlådorna var fästa vid. Detta gjordes för att uppnå termisk jämvikt eftersom värmeförledningen i koaxial-kablarna kunde vara otillräcklig.

Tabell 4.1: Provlåda med tillhörande filter. L_i innebär längden på den frilagda ledaren i filtret placerat innan provlådan, L_e innebär längden på dett

Provlåda	Antal resonatorer	L_i (cm)	L_e (cm)
AlSi12-A	9	1.895	1.825
AlSi12-22C	6	3.145	3.150
AlSi12-11d	6	2.520	2.470

4.2 Mätserier



Figur 4.1: Antal medelvärdesbildningar av VNA:n mot ineffekt

En VNA av modell Agilent E8364b användes för att svepa över ett frekvensspann mellan 2 och 8 GHz, detta för att finna de olika frekvenserna för resonatorerna. I provlåda A fanns nio resonatorer och i provlådorna C och d fanns sex stycken. Signalen från ett intervall på 3 MHz kring centerfrekvenserna analyserades sedan där värdet på ineffekten varierades.

VNA:n svepte mellan en effekt på 8 dBm och -27 dBm med en steglängd på 2,5 dBm. För att nå ner till lägre effekter lades en dämpning till på input-kabeln. Först gjordes en mätning utan någon tillagd dämpning, denna behövde väldigt få medelvärdesbildningar eftersom bruset i förhållande till signalen är mycket lägre vid hög effekt.

Vid andra svepet lades en dämpning på 30 dBm genom att placera en 20 dBm och en 10 dBm dämpare på rad, då fick vi data för effekter mellan -22 dBm och -52 dBm. Här krävdes det fler medelvärdesbildningar än tidigare, vi använde oss av 32 stycken medelvärdesbildnignar.

Vid tredje svepet placerades en dämpning på totalt 56 dBm (20+30+6), den gick alltså mellan -44 dBm och -83 dBm, i detta fall behövdes det många fler medelvärdesbildningar eftersom vi arbetade med en sådan låg ineffekt att bruset var väldigt stort i relation till signalen. Antal medelvärdesbildningar som behövdes vid varje effekt visas i en graf i figur 4.1.

4.2.1 Mätning 1, utan filter

I tabell 4.2 visas centerfrekvenserna som användes i mätningarna.

Tabell 4.2: Centerfrekvenser för resonatorerna i de olika provlådorna

Provlåda	Centerfrekvenser (GHz)									
AlSi12-A	4,9527	5,0059	5,2182	5,6892	5,9586	6,2507	6,9457	7,3506	7,6232	
AlSi12-22C	5,1535	5,3659	6,1322	6,4356	7,5693	7,8442				
AlSi12-11d	4,8211	5,0110	5,7307	6,0239	7,0805	7,3207				

4.2.2 Mätning 2, med filter

På samma sätt som för mätningarna utan filter hittades centerfrekvenserna, dessa redovisas i tabell ??.

5

Resultat

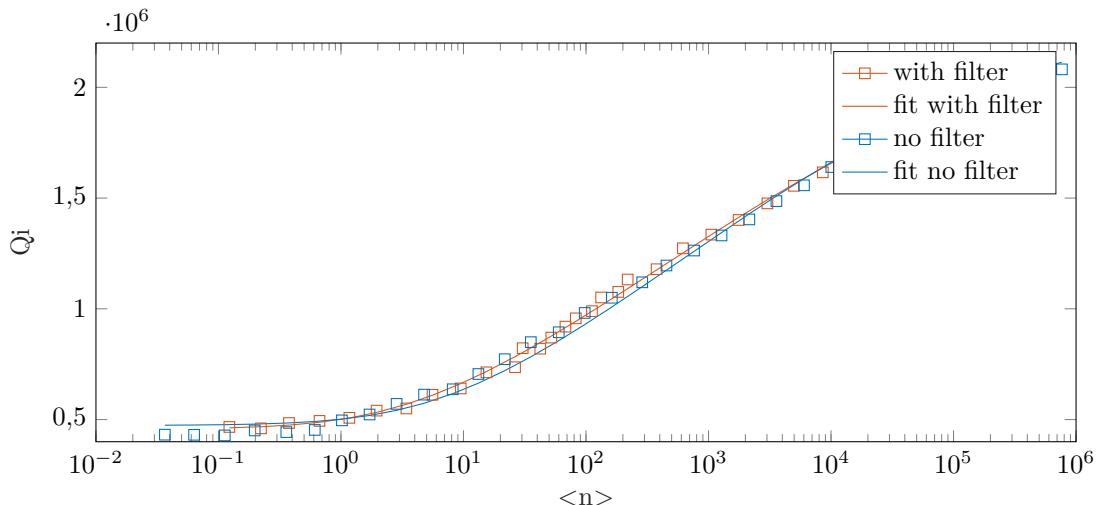
I följande avsnitt presenteras först mätningarna av S_{21} för ett antal resonatorer

5.1 Jämförelse av intern kvalitetsfaktor utan och med filter

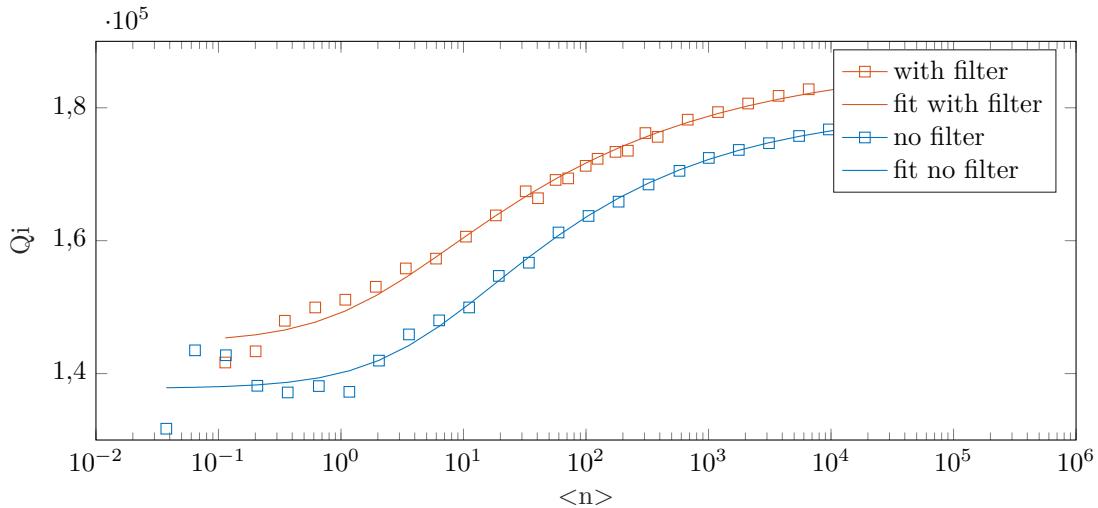
Jämförelse av Q_i med och utan filter görs genom att plotta Q_i mot genomsnittliga antalet fotoner i resonatorn. I det här avsnittet presenteras ett urval sådana figurer. Övriga mätningar finns i appendix ??.

Samtliga figurer innehåller en kurvanpassning utifrån modellen 2.11 och värdet på parametrarna är presenterade i figurexterna.

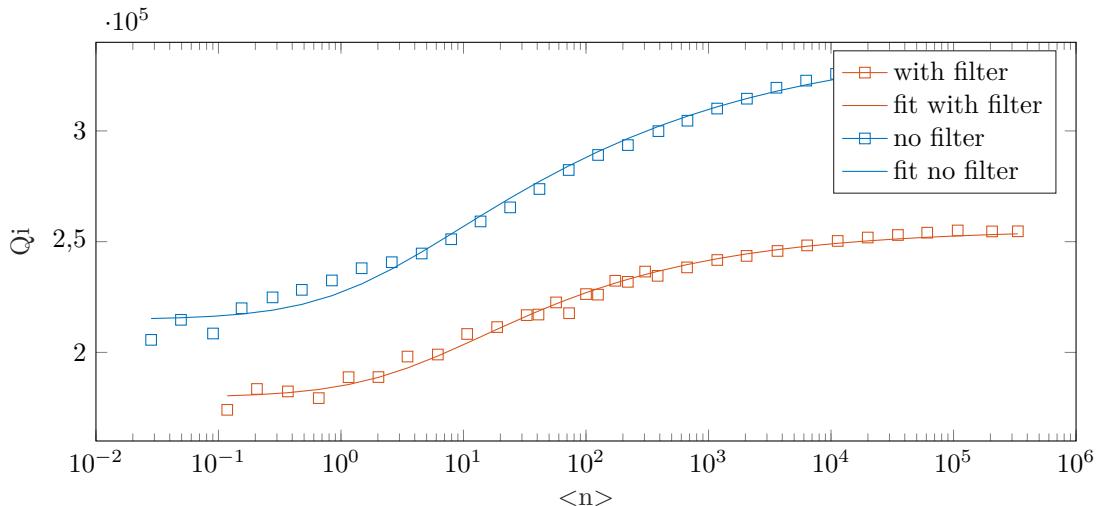
Mätningar på prov A visade blandade resultat. Figur 5.1 visar exempel på en resonator där Q-värdet förändrades väldigt lite efter våra filter hade kopplats på. Figur 5.2 och figur 5.3 visar resonatorer vilkas Q-värde har förbättras respektive försämrats över hela effektintervallet. Samtliga av dessa mätningar från prov A passade väl med anpassningen till TLS-modellen 2.11.



Figur 5.1: AlSi-A_4.953_GHz, Intern Q-faktor för resonator med och utan filter vid olika antal fotoner i resonatorn. Mätningarna är gjorda vid resonansfrekvensen 4,953 GHz. Anpassning till 2.11 gav $Q_{\text{annat}}^{\text{filter}} = 2,342 \cdot 10^6$, $Q_{\text{annat}}^{\text{utan}} = 2,394 \cdot 10^6$.

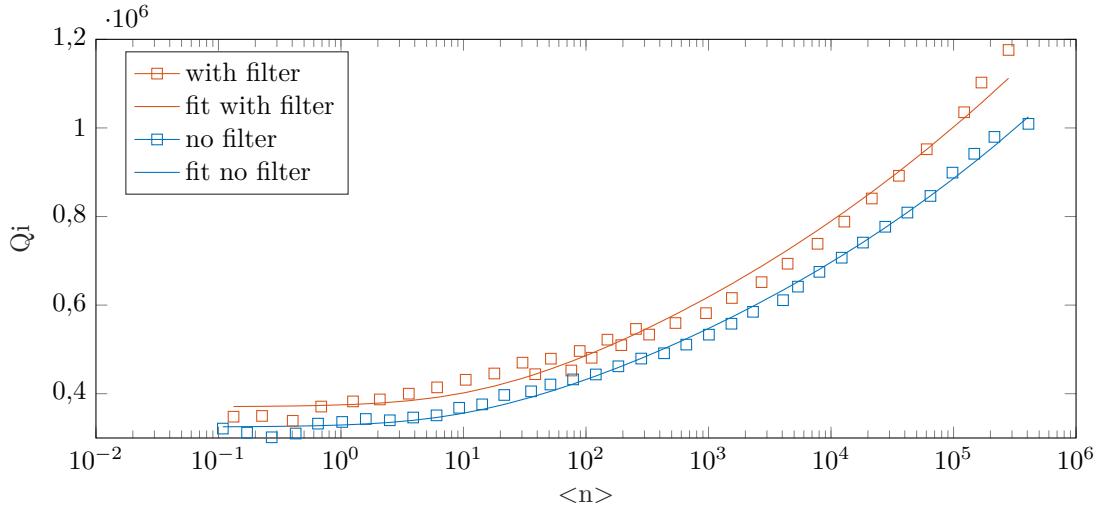


Figur 5.2: AlSi-A_5.006_GHz Intern Q-faktor för resonator med och utan filter vid olika antal fotoner i resonatorn. Mätningarna är gjorda vid resonansfrekvensen 4,953 GHz. Anpassning till 2.11 gav $Q_{\text{annat}}^{\text{filter}} = 1,873 \cdot 10^5$, $Q_{\text{annat}}^{\text{utan}} = 1,802 \cdot 10^5$.



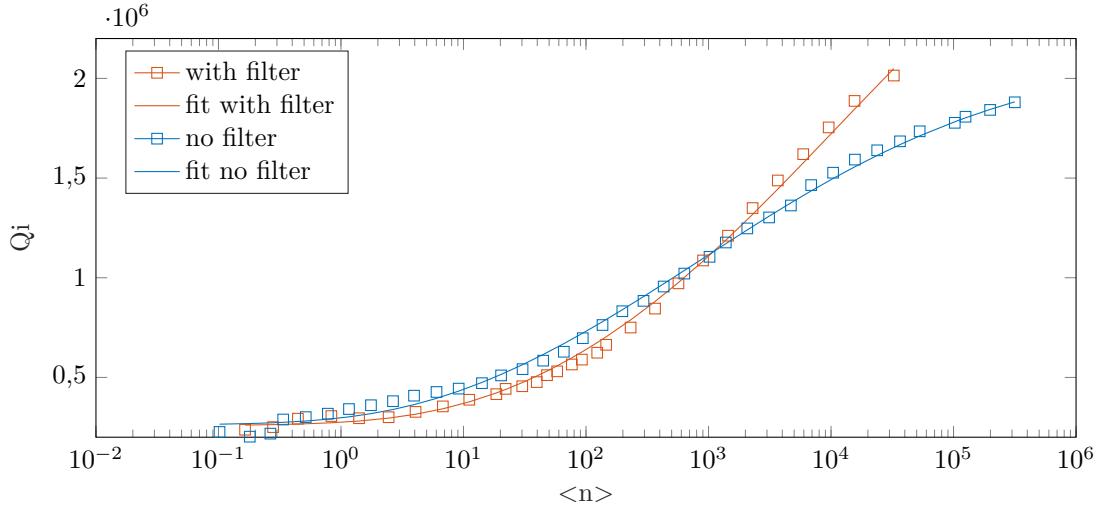
Figur 5.3: AlSi-A_5.689_GHz Intern Q-faktor för resonator med och utan filter vid olika antal fotoner i resonatorn. Mätningarna är gjorda vid resonansfrekvensen 4,953 GHz. Anpassning till 2.11 gav $Q_{\text{annat}}^{\text{filter}} = 2,556 \cdot 10^5$, $Q_{\text{annat}}^{\text{utan}} = 3,403 \cdot 10^5$.

För prov C skedde inga försämringar till följd av filtrena. figur 5.4 visar ett exempel på en resonator från prov C där filtrena gav upphov till en liten men konsekvent förbättring av Q_i



Figur 5.4: AlSi-C_6.436_GHz Intern Q-faktor för resonator med och utan filter vid olika antal fotoner i resonatorn. Mätningarna är gjorda vid resonansfrekvensen 4,953 GHz. Anpassning till 2.11 gav $Q_{\text{annat}}^{\text{filter}} = 8,727 \cdot 10^6$, $Q_{\text{annat}}^{\text{utan}} = 1,565 \cdot 10^6$.

De flesta graferna från mätningarna på d-provet hade ett utseende som liknar det hos figur 5.5, alltså ett någorlunda oförändrat Q-värde under ett visst antal fotoner och en ökande förbättring efter det.



Figur 5.5: AlSi-d_6.025_GHz Intern Q-faktor för resonator med och utan filter vid olika antal fotoner i resonatorn. Mätningarna är gjorda vid resonansfrekvensen 6,025 GHz. Anpassning till 2.11 gav $Q_{\text{annat}}^{\text{filter}} = 1,036 \cdot 10^7$, $Q_{\text{annat}}^{\text{utan}} = 2,229 \cdot 10^7$.

6

Diskussion

6.1 Val av dielektrikum

Den ursprungliga planen var att använda Eccosorb som dielektrikum i filtrena. Det var dock inte möjligt att få tag på i tid för det här projektet. 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[17]. 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[17] vilket för våra långa filter blir en dämpning på cirka 150 dB jämfört med en dämpning på cirka 10 dB vid samma frekvens för StyCast. Detta skulle troligtvis påverkar Q-faktorn positivt för effekter då hypotesen om sönderslagna Cooper-par verkar stämma.

6.2 Mätosäkerhet

För samtliga mätningar har vi tagit hänsyn till en uppskattad dämpning hos våra filter. 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.

6.3 Modellanpassning

När passar TLS-modellen?

6.4 Funktion hos filter

Slusatser om filters funktion...

-När funkar det eller inte + varför

6.5 Vidarutveckling

På grund av tidsbrist hann vi inte mäta med olika filter på samma provlådor. Därför är resultaten svåra att tolka eftersom den stora variationen kan bero på den inbördes skillnaden mellan provlådorna med resonatorerna. Idealt bör minst 10 filterlängder mätas på samma provlåda med förväntan om en genomgående och tydlig trend.

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", *Rev. Mod. Phys.*, årg. 86, s. 153–185, 1 mars 2014.
- [3] J. N. Eckstein och J. Levy, "Materials issues for quantum computation", *MRS Bull.*, årg. 38, nr 10, s. 783–789, 2013.
- [4] W. D. Oliver och P. B. Welander, "Materials in superconducting quantum bits", *MRS Bull.*, årg. 38, nr 10, s. 816–825, 2013.
- [5] T. Boehme, *Characterisation and optimisation of superconducting microwave resonators*, 2016.
- [6] 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.
- [7] D. K. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics*, Second edition. Pearson.
- [8] R. Schmitt, *Electromagnetics Explained: A Handbook for Wireless/ RF, EMC, and High-Speed Electronics*, ser. EDN Series for Design Engineers. Elsevier Science, 2002.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] B. Chiaro, A. Megrant et al., "Dielectric surface loss in superconducting resonators with flux-trapping holes", 2016.
- [12] I. Siddiqi, "Superconducting qubits: poised for computing?", *Supercond. Sci. Technol.*, årg. 24, nr 9, s. 091002, 2011.
- [13] 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.
- [14] 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.
- [15] 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.
- [16] D. Santavicca och D. Prober, "Impedance-matched low-pass stripline filters", *Measurement Science and Technology*, årg. 19, nr 8, s. 087001, 2008.
- [17] *Ecosorb CR*, Emerson & Cuming, 2008.
- [18] R. Barends, N. Vercruyssen et al., "Minimal resonator loss for circuit quantum electrodynamics", *Applied Physics Letters*, årg. 97, nr 2, s. 023508, 2010.
- [19] A. Bruno, G. de Lange et al., "Reducing intrinsic loss in superconducting resonators by surface treatment and deep etching of silicon substrates", 2015. eprint: [arXiv:1502.04082](https://arxiv.org/abs/1502.04082).
- [20] R. P. Feynman, "Simulating physics with computers", *Int. J. Theor. Phys.*, årg. 21, nr 6, s. 467–488, 1982.
- [21] I. Buluta och F. Nori, "Quantum Simulators", *Science*, årg. 326, nr 5949, s. 108–111, 2009.
- [22] S. Lloyd, "Universal Quantum Simulators", *Science*, årg. 273, nr 5278, s. 1073–1078, 1996.
- [23] P. W. Shor, "Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer", *SIAM J. Comput.*, årg. 26, nr 5, s. 1484–1509, 1997.
- [24] J. Gao, "The physics of superconducting microwave resonators", diss., California Institute of Technology, 2008.
- [25] P. Krantz, A. Bengtsson et al., "Single-shot Readout of a Superconducting Qubit using a Josephson Parametric Oscillator", *Nat. Commun.*, årg. 7, s. 11417, 2015.
- [26] R. H. Hadfield och G. Johansson, *Superconducting Devices in Quantum Optics*. Cham: Springer International Publishing, 2016.
- [27] J. Q. You och F. Nori, "Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits", *Nature*, årg. 474, nr 7353, s. 589–597, juni 2011.

- [28] L. Jaroszyński, "Introduction to quantum computing", i *9th Seminar Applications of Superconductors*, 2008, s. 53–54.
- [29] N. Chernov och C. Lesort, "Least Squares Fitting of Circles", *Journal of Mathematical Imaging and Vision*, årg. 23, nr 3, s. 239–252, 2005.
- [30] J. Bardeen, L. N. Cooper et al., "Theory of superconductivity", *Physical Review*, årg. 108, nr 5, s. 1175, 1957.
- [31] *Stycast 1266 A/B*, Emerson & Cuming, 2003.