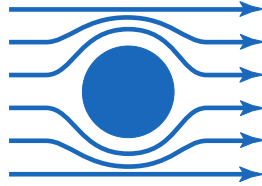




Technische
Universität
München



Walther-Meißner-
Institut



Bayerische
Akademie der
Wissenschaften

Untersuchung induktiv gekoppelter supraleitender Mikrowellenresonatoren

Bachelorarbeit
Niklas Bruckmoser

Betreuer: PD Hans Hübl
Garching – 29. Juli 2019

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Beschreibung	3
2.1	Koplanare Wellenleiter-Resonatoren	3
2.2	Kinetische Induktivität	6
2.3	Gütefaktor	7
2.4	Induktive Kopplung	8
3	Design und Simulation	11
3.1	Design	11
3.1.1	Design #1	12
3.1.2	Design #2	12
3.2	Simulation	13
3.2.1	Simulationsergebnisse für Design #1	14
3.2.2	Simulationsergebnisse für Design #2	15
4	Herstellung und Messaufbau	17
4.1	Herstellung supraleitender Mikrowellenresonatoren	17
4.1.1	Anmerkungen zur Herstellungsmethode	18
4.2	Mikrowellenspektroskopieaufbau	19
4.2.1	Probenbox	19
4.2.2	Experimenteller Messaufbau	20
5	Experimentelle Ergebnisse	23
5.1	Widerstandsmessungen	23
5.2	Induktive Kopplung	25
5.2.1	Gesamtes Spektrum	25
5.2.2	Resonanz bei $f = f_0$	26
5.2.3	Resonanzfrequenz für Design #2	28
5.3	Vergleich mit kapazitiver Kopplung	29
5.4	Vergleich mit Niob als supraleitenden Film	31
5.5	Ermittlung der Londonschen Eindringtiefe	32
5.5.1	Variation der Schichtdicke	33

5.6 Temperaturverlauf der Resonanzfrequenz	35
5.6.1 Verlauf für Nb	36
6 Zusammenfassung und Ausblick	39
A Detaillierte Angaben zur Herstellung	41
Literatur	45

Kapitel 1

Einleitung

Der Harmonische Oszillator ist neben dem Spin- $\frac{1}{2}$ -System eines der prototypischen Systeme, auf das sich viele Phänomene in der Physik zurückführen lassen. Im Allgemeinen beschreibt der Begriff des harmonischen Oszillators oder Resonators ein System mit einer charakteristischen Resonanzfrequenz f_0 und einer Lebensdauer $\frac{1}{k}$. Diese Parameter beschreiben die Eigenfrequenz des Systems und die Fähigkeit, die Schwingung aufrecht zu erhalten. Eine zentrale Eigenschaft eines Resonators ist die sogenannte Resonanzüberhöhung: sie ist ein Maß der Reaktion des Systems bei der Resonanzfrequenz im Vergleich zum nicht resonanten Fall – bei f_0 kann die Schwingungsamplitude ein Vielfaches der statischen Amplitude $A_{\text{stat}} = \frac{F_0}{k}$ mit der zeitlich unabhängigen Kraft F_0 erreichen. Wir können zwischen verschiedenen Arten von Schwingungen unterscheiden. Eine große Gruppe bilden die mechanischen Resonatoren, diese charakterisieren sich durch eine räumliche Auslenkung. Beispiele hierfür sind Masse-Feder-Pendel oder Stimmgabeln, aber auch schwingende Kohlenstoff-Nanoröhrchen, welche als sehr sensitive Masse- bzw. Kraftsensoren verwendet werden können [1, 2]. Außerdem lassen sich mit einem mechanischen Resonator potentiell Gravitationswellen nachweisen [3]. Eine weitere Gruppe bilden die elektromagnetischen Resonatoren. Hierzu zählen zum Beispiel Hohlraumresonatoren, in denen sich stehende elektromagnetische Wellen ausbilden. Sie finden große Beachtung für Linearbeschleuniger-Konzepte [4] oder auch als optische Resonatoren in Lasern [5]. Insbesondere im Mikrowellenbereich finden elektromagnetische Resonatoren breite Anwendung – wie in der Elektronenspinresonanz (ESR) zur Spinanregung und Signalverstärkung [6, 7], als Teilchendetektoren [8], oder im Gebiet der supraleitenden Quantenschaltkreise [9–12]. Um das Volumen der elektromagnetischen Mode zu minimieren, geht man häufig zu planaren Strukturen über, wie beispielsweise zu koplanaren Wellenleitern (CPWs). Gleichzeitig benötigt man für viele Anwendungen hohe Güten entsprechend langer Lebensdauern – eine Eigenschaft, welche von supraleitenden Materialien bestens erfüllt wird [13]. Supraleitende CPW-Resonatoren vereinen diese beiden Anforderungen. Im Bereich der ESR erzielen koplanare Resonatoren beispielsweise wesentlich höhere Füllfaktoren mit gleichzeitiger geringeren Probenvolumen im Vergleich zu konventionellen dreidimensionalen Hohlraumresonatoren [14, 15]. Für supraleitende Quantenschaltkreise werden bei niedriger Leistung

die von supraleitenden CPW-Resonatoren erreichbaren hohen Gütefaktoren benötigt, um lange Kohärenzzeiten einzelner Photonen in dem Resonator zu erhalten. Zusätzlich besitzen supraleitende Dünnschichten die Eigenschaft einer nicht verschwindenden kinetischen Induktivität, welche von der Cooper-Paardichte abhängt. Da diese Induktivität zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz beiträgt, lassen sich sogenannte MKIDs (Microwave Kinetic Inductance Detectors) realisieren [8]. Durch das Aufbrechen von Cooper-Paaren aufgrund von einfallender elektromagnetischer Strahlung können somit einzelne Photonen detektiert werden.

Supraleitende CPW-Resonatoren mit einer Kopplungskapazität wurden in der Vergangenheit bereits intensiv analysiert [11, 16, 17]. Ziel dieser Arbeit ist hingegen die Untersuchung induktiv gekoppelter Resonatoren, welche ihren Ursprung im Bereich der Bandpassfilter besitzen [18, 19]. Im Gegensatz zu einer kapazitiven Kopplung weist die induktive Kopplung eine galvanische Verbindung mit dem externen Mikrowellenschaltkreis auf, welche Ladungsträger durchqueren können. Dadurch ist es möglich, zusätzlich zu dem Mikrowellensignal einen Gleichstrom anzulegen. Dies ermöglicht aufgrund der kinetischen Induktivität eine Verschiebung der Resonanzfrequenz, da die Cooper-Paardichte durch den Gleichstrom beeinflusst wird [20]. Um große Effekte zu erzielen, bietet sich ein Material mit einer großen Londonschen Eindringtiefe an. Bei Niobnitrid (NbN) beträgt diese 200 nm [21], weshalb wir uns auf induktiv gekoppelte supraleitende CPW-Resonatoren aus NbN fokussieren.

Zu Beginn dieser Arbeit wird in Kapitel 2 auf die theoretische Beschreibung der Resonatoren eingegangen. In Kapitel 3 gehen wir auf die geometrischen Überlegungen und damit verbundenen Simulationen ein, bevor wir in Kapitel 4 einen Prozess zur Herstellung induktiv gekoppelter CPW-Resonatoren im Lift-off-Verfahren vorstellen. Kapitel 5 spiegelt die zentralen Messergebnisse dieser Arbeit wieder, in Kapitel 6 wird abschließend die Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick zu weiteren möglichen Messungen gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Beschreibung

Im Folgenden gehen wir auf die theoretische Beschreibung der Eigenschaften eines induktiv gekoppelten supraleitenden CPW-Resonators ein. Neben der Resonanz und der Güte betrachten wir insbesondere auch die kinetische Induktivität und die induktive Kopplung.

2.1 Koplanare Wellenleiter-Resonatoren

Koplanare Wellenleiter bestehen aus einem Streifenleiter, dem Signalleiter, und zwei äquidistant platzierten Masseflächen auf Nullpotential, welche auf einem dielektrischen Substrat aufgebracht sind. Werden aus dem Streifenleiter zwei Segmente entfernt, erhält man einen kapazitiv gekoppelten Resonator.

Die relevanten Kenngrößen eines CPW-Resonators lassen sich aus der Abbildung (2.1) entnehmen. Der Mittelstreifen mit der Breite w hat auf beiden Seiten den Abstand s zur Massefläche, der gesamte supraleitende Film besitzt die Dicke $d \ll w, s$. Die Länge l des Resonators setzt die Resonanzfrequenz fest – durch die Kopplungskapazitäten sind feste Randbedingungen definiert, wodurch sich stehende elektromagnetische Wellen im Resonator ausbilden. Für die Resonanzfrequenz gilt somit [16]

$$f_n = \frac{(n+1) v_{\text{ph}}}{2l} = \frac{n+1}{2l} \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}}}, \quad n \in \mathbb{N}_0 \quad (2.1)$$

mit der Phasengeschwindigkeit v_{ph} und der effektiven relativen Permittivität $\varepsilon_{\text{eff}} \approx \frac{1}{2}(\varepsilon_{\text{Substrat}} + \varepsilon_{\text{Luft}})$. Im Fall eines Siliziumsubstrats ergibt sich dadurch mit $\varepsilon_{\text{Si}} = 11,9$ ein Wert von $\varepsilon_{\text{eff}} \approx 6,45$. Für $n = 0$ bildet sich gerade die Grundschwingung mit der Wellenlänge $\lambda = 2l$ aus, weshalb solche Resonatoren auch als $\frac{\lambda}{2}$ -Resonatoren bezeichnet werden. Die Phasengeschwindigkeit lässt sich außerdem über die Induktivität bzw. Kapazität pro Länge L_l und C_l beschreiben [22]. Die Kapazität des CPW wird rein geometrisch bestimmt, die Induktivität besteht aus einem geometrischen und kinetischen Anteil (siehe Abschnitt 2.2). Es ergibt sich somit

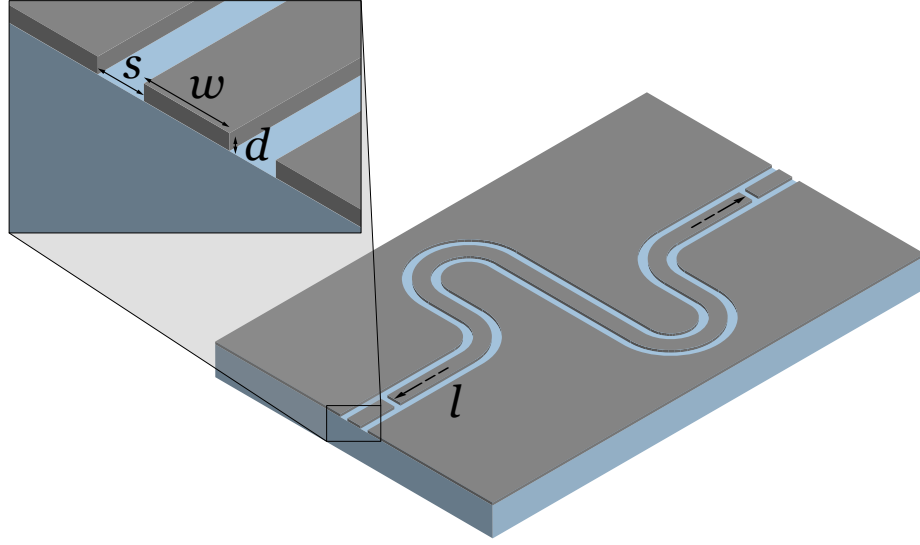


Abbildung 2.1: Skizze eines (kapazitiv gekoppelten) CPW-Resonators. Die blaue Grundfläche ist ein Substrat, die auf dem Substrat liegende graue Schicht ist ein supraleitender Film.

$$v_{\text{ph}} = \frac{1}{\sqrt{L_l C_l}} = \frac{1}{\sqrt{(L_{l,\text{geo}} + L_{l,\text{kin}}) C_{l,\text{geo}}}}. \quad (2.2)$$

Wir definieren aus zweckmäßigen Gründen eine geometrische Resonanzfrequenz

$$f_{\text{geo}} \equiv \frac{1}{2l} \frac{1}{\sqrt{L_{l,\text{geo}} C_{l,\text{geo}}}}, \quad (2.3)$$

welche der Resonanzfrequenz f_0 im Fall verschwindender kinetischer Induktivität entspricht.

Unter der Annahme einer infinitesimal dünnen Leiter-Schicht lassen sich für die geometrischen Beiträge analytische Ausdrücke finden: durch Anwendung der konformen Schwarz-Christoffel-Transformation lässt sich die Geometrie des CPW in die eines Plattenkondensators umwandeln. Löst man in diesem Raum die Laplace-Gleichung, erhält man [16, 23]

$$L_{l,\text{geo}} = \frac{\mu_0}{4} \frac{K(k'_0)}{K(k_0)} \quad C_{l,\text{geo}} = 4\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{eff}} \frac{K(k_0)}{K(k'_0)} \quad (2.4)$$

mit dem vollständigen elliptischen Integral erster Art $K(k)$ und den Geometriefaktoren

$$k_0 = \frac{w}{w + 2s} \quad \text{und} \quad k'_0 = \sqrt{1 - k_0^2}.$$

Für den Fall vernachlässigbarer kinetischer Induktivität ist die Phasengeschwindigkeit und hieraus die Resonanzfrequenz des Resonators festgelegt. Im Gegensatz zu Normalleitern liefert $L_{l,\text{kin}}$ jedoch für dünne Schichten aus supraleitendem Material einen nicht unwesentlichen Beitrag, welcher berücksichtigt werden muss.

In der Umgebung der Resonanzfrequenz f_0 lässt sich ein CPW-Resonator auch als LCR-Schwingkreis auffassen.

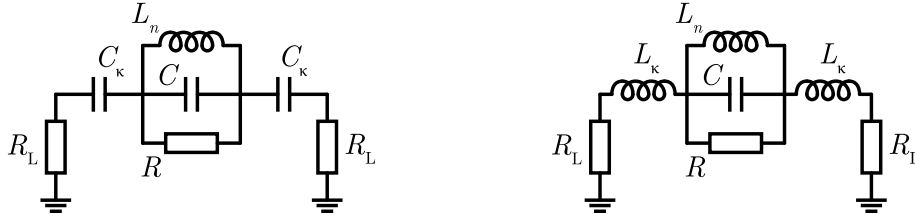


Abbildung 2.2: Vergleich der parallel geschalteten LCR-Schwingkreis-Repräsentationen für einen kapazitiv (links) und induktiv gekoppelten CPW-Resonator (rechts).

Wie man Abbildung 2.2 entnehmen kann, ist der kapazitiv gekoppelte Resonator über die Kopplungskapazität C_κ an die Umgebung gekoppelt. Bei einer induktiven Kopplung ist diese durch eine Kopplungsinduktivität L_κ substituiert, worauf in Abschnitt 2.4 genauer eingegangen wird. R_L entspricht 50Ω ; L_n , C und R bilden den Parallelschwingkreis mit der Resonanzfrequenz

$$f_n = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_n C}}. \quad (2.5)$$

Für die Kapazität und Induktivität gilt hierbei der Zusammenhang [16]

$$L_n = \frac{2(L_{l,\text{geo}} + L_{l,\text{kin}})l}{n^2\pi^2} \quad C = \frac{C_{l,\text{geo}}l}{2}. \quad (2.6)$$

Die Transmission in dem Bereich um f_0 lässt sich mithilfe der Lorentz-Kurve [16]

$$T(f) = A_0 \frac{\delta f}{(f - f_0)^2 + \delta f^2/4} \quad (2.7)$$

fitten, wobei δf der vollen Halbwertsbreite FWHM (engl. Full Width at Half Maxi-

mum) entspricht. Im Fall einer Impedanzfehlانpassung an den Kontaktflächen des Resonators erhält die Transmission um die Resonanzfrequenz einen asymmetrischen Verlauf, dieser lässt sich mit einer Fano-Resonanz fitten [24]. Diese ist gegeben durch die Funktion [25]

$$T(f) = H \frac{(\varepsilon + q)^2}{\varepsilon^2 + 1} + y_0, \quad \varepsilon = \frac{f - f_0}{g}, \quad (2.8)$$

mit der Kurvenbreite g und dem Asymmetriefaktor q . Für $q = 0$ liegt keine Asymmetrie vor, für $q = 1$ ist diese maximal.

2.2 Kinetische Induktivität

Durch die am Resonator angelegte Wechselspannung werden die Ladungsträger permanent beschleunigt. Aufgrund der Massenträgheit folgen die Cooper-Paare dem elektrischen Feld jedoch nicht instantan, sondern mit einer Verzögerung – dieses Verhalten lässt sich durch die kinetische Induktivität beschreiben [20]. Für die gesamte kinetische Energie der im Resonator vorhandenen Cooper-Paare gilt

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} M v^2 = \frac{1}{2} V n_s m_s v^2 = A_{\text{eff}} l n_s m_e v^2 \quad (2.9)$$

mit dem Filmvolumen V , der Cooper-Paardichte n_s , der Cooper-Paarmasse m_s und der Geschwindigkeit v der Ladungsträger. Da die Cooper-Paare aus zwei Elektronen bestehen, gilt $m_s = 2m_e$ mit der Elektronenmasse m_e . Da unter der Annahme eines Typ-I-Supraleiters der Strom effektiv in einer Randschicht mit der Breite der Londonschen Eindringtiefe λ_L [21] auf der Außenseite des Leiters fließt, lässt sich der relevante Querschnitt mit der effektiven Querschnittsfläche A_{eff} beschreiben.

Gleichzeitig ist die magnetische Energie definiert als

$$E_{\text{mag}} = \frac{1}{2} L I^2 = \frac{1}{2} L (A_{\text{eff}} n_s q_s v)^2 = 2L (A_{\text{eff}} n_s e v)^2, \quad (2.10)$$

wobei wir identischer Weise den effektiven Querschnitt A_{eff} verwenden. Die Ladung der Cooper-Paare q_s entspricht analog zur Masse dem Doppelten der Elementarladung e . Durch Gleichsetzen der beiden Gleichungen (2.9) und (2.10) und Umstellen nach der Induktivität erhält man somit

$$L_{\text{kin}} = \frac{l}{A_{\text{eff}}} \frac{m_e}{2n_s e^2} = \frac{l}{A_{\text{eff}}} \mu_0 \lambda_L^2, \quad \lambda_L^2 = \frac{1}{\mu_0} \frac{m_e}{2n_s e^2}, \quad (2.11)$$

wobei λ_L von der Cooperpaardichte abhängt [21].

Für CPWs lässt sich mithilfe konformer Abbildungen ein exakterer Ausdruck unter der Annahme $d < 2\lambda_L$ herleiten, welcher die in Gleichung (2.11) erhaltene Formel

mit einem rein geometrischen Korrekturterm versieht [26]:

$$L_{\text{kin,CPW}} = \frac{L_{\text{kin}}}{2k_0^2 K(k_0)^2} \left\{ -\ln \frac{d}{4w} - k_0 \ln \frac{d}{4(w+2s)} + \frac{2(w+s)}{w+2s} \ln \frac{s}{w+s} \right\} \quad (2.12)$$

Die Annahme ist in unserem Fall mit $\lambda_{\text{L,NbN}} = 200 \text{ nm}$ [21] für Schichtdicken $d \leq 400 \text{ nm}$ erfüllt. Für den effektiven Querschnitt ergibt sich folglich $A_{\text{eff}} = wd$.

Aufgrund der Abhängigkeit der kinetischen Induktivität von der Ladungsträgerdichte wird ersichtlich, dass dieser Beitrag im Gegensatz zu den restlichen Termen der Resonanzfrequenz nicht nur von der Geometrie abhängt, und sich somit über äußere Einflüsse regeln lässt.

Für viele Supraleiter lässt sich der Temperaturverlauf der Londonschen Eindringtiefe λ_{L} gut mit der empirischen Formel [21]

$$\lambda_{\text{L}}(T)^2 = \lambda_{\text{L}}(0)^2 \frac{1}{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^\gamma} \quad (2.13)$$

mit $\gamma = 4$ beschreiben. Es existieren jedoch auch andere Zahlenwerte für γ , wie beispielsweise $\gamma = 2$ für manche Hochtemperatursupraleiter [27]. Aus Gleichung (2.13) in Kombination mit (2.2) und (2.12) wird sofort ersichtlich, dass die Resonanzfrequenz mit steigender Temperatur abnimmt. Betrachten wir die Differenz der Resonanzfrequenz $\Delta f(T) = f(T) - f(T=0)$ normiert auf $f(T=0)$, erhalten wir für den Verlauf

$$\frac{\Delta f(T)}{f(T=0)} = \sqrt{\frac{L_{l,\text{geo}} + L_{l,\text{kin}}(0)}{L_{l,\text{geo}} + L_{l,\text{kin}}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{-\gamma}\right]}} - 1. \quad (2.14)$$

Hierbei nutzen wir neben dem empirischen Verlauf von Gleichung (2.13) den Zusammenhang $L_{l,\text{kin}} \propto \lambda_{\text{L}}^2$ aus.

2.3 Gütefaktor

Neben der Resonanzfrequenz ist eine weitere wichtige Eigenschaft der Resonatoren der sogenannte Gütefaktor Q . Dieser ist ein Maß für die Verluste eines Resonators [22] und ist definiert als

$$Q = \frac{f_0}{\text{FWHM}} \quad (2.15)$$

mit der Halbwertsbreite FWHM. Die Güte besteht aus einem externen und internen Anteil, welche reziprok addiert werden, sodass sich der Zusammenhang

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{int}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \quad (2.16)$$

ergibt. Die interne Güte ist durch inhärente Verluste im Resonator festgelegt, wie beispielsweise Verluste durch Dielektrizität oder Strahlung [16, 22, 28]. Die externe Güte wird durch die Geometrie des Resonators bestimmt. Im Fall einer kapazitiven Kopplung lässt sich dies anschaulich erklären: je kleiner die Lücke der Kopplungskapazität, desto stärker sind die Streufelder und desto kleiner ist der externe Gütefaktor Q_{ext} .

Aus Gleichung (2.16) ergeben sich zwei interessante Bereiche: im Fall von $Q_{\text{int}} \ll Q_{\text{ext}}$ befindet man sich im untergekoppelten Bereich. Die gemessene Güte entspricht also etwa der internen Güte Q_{int} , wodurch sich die Begrenzung des Gütefaktors durch die materiellen Eigenschaften abschätzen lässt. In Abbildung 2.3 ist dies der Bereich rechts, in dem der Verlauf des Gütefaktors sich der internen Güte asymptotisch nähert. Im übergekoppelten Bereich, also für $Q_{\text{ext}} \ll Q_{\text{int}}$, ist die Güte durch die externe Kopplung limitiert (vgl. linker Bereich in Abbildung 2.3). Dies ist das gewünschte Regime, da hier der gesamte Gütefaktor des Resonators durch geeignete Wahl der Resonatorgeometrie bestimmt werden kann.

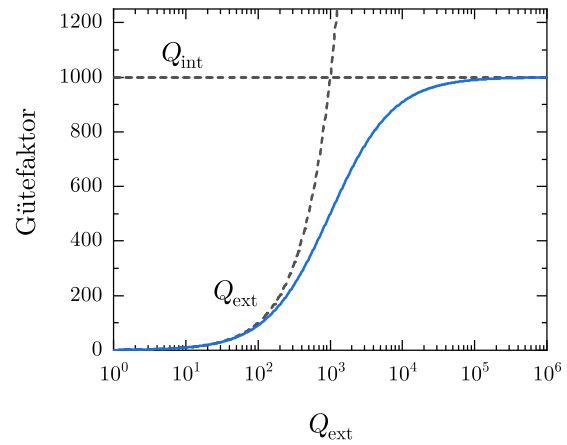


Abbildung 2.3: Exemplarischer Verlauf des Gütefaktors in Abhängigkeit von Q_{ext} für $Q_{\text{int}} = 1000$.

2.4 Induktive Kopplung

Supraleitende CPW-Resonatoren wurden in der Vergangenheit bereits intensiv untersucht [11, 16, 17]. Im Folgenden untersuchen wir induktiv gekoppelte CPW-Resonatoren: anstatt den Streifenleiter mit Lücken zu unterbrechen, wird der Resonator auf beiden Seiten mit den Masseflächen kurzgeschlossen [29].

In Abbildung 2.4 ist schematisch der geometrische Unterschied zwischen kapazitiver (links) und induktiver Kopplung (rechts) skizziert.

Wie bereits in Abschnitt 2.1 erwähnt, lässt sich der CPW-Resonator in der Umgebung der Resonanzfrequenz auch als LCR-Schwingkreis beschreiben. In Abbildung 2.2 sind diese Repräsentationen für beide Kopplungsarten dargestellt.

Die beiden Kopplungen verhalten sich sehr identisch, für die externe Güte gilt $Q_{\text{ext}} \propto C_{\kappa}^{-2}$ [16] sowie $Q_{\text{ext}} \propto L_{\kappa}^{-2}$ [29]. Für $L_{\kappa} = Z_0^2 C_{\kappa}$ stimmt die externe Güte beider Geometrien direkt überein [29].

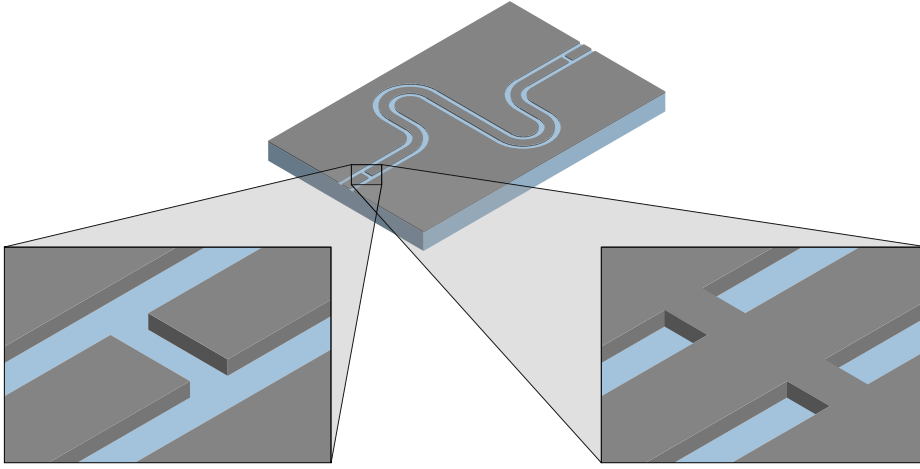


Abbildung 2.4: Vergleich der Kopplungen eines CPW-Resonators. Links liegt eine kapazitive Kopplung durch Entfernen eines Segmentstücks vor, rechts ist die schematische Darstellung einer induktiven Kopplung mit Verbindungen zu den Masseflächen gezeigt.

Kapitel 3

Design und Simulation

In diesem Kapitel werden auf die Geometrieüberlegungen des Resonators eingegangen. Insbesondere stellen wir sowohl ein untergekoppeltes als auch ein übergekoppeltes Design vor. Mit Letzterem erreichen wir eine sehr niedrige Güte Q_{ext} . Neben der Charakterisierung der Designs zeigen wir außerdem die mit dem Programm CST Studio Suite® erhaltenen Simulationsergebnisse.

3.1 Design

Für das Design des Resonators sind einige Randbedingungen wichtig. Die Größe ist durch die Fläche $6 \times 10 \text{ mm}^2$ des Silizium-Substrats limitiert, zusätzlich müssen genügend große Kontaktflächen (Pads) auf der Probe vorhanden sein, um den auf dem Chip vorhandenen Schaltkreis mit der äußeren Kontaktstruktur zu verbinden. Die geometrische Resonanzfrequenz f_{geo} (siehe Gleichung (2.3)) wird außerdem auf etwa 6 GHz festgelegt, sodass der Resonator etwa eine Länge von $l = c/(2f\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}) \approx 10 \text{ mm}$ besitzt. Aus diesem Grund wird eine Mäanderstruktur gewählt.

Um den Mikrowellen-Schaltkreis optimal an die Mikrowellen-Infrastruktur anzupassen, wird die Impedanz des koplanaren Wellenleiters auf 50Ω festgelegt. Mithilfe des Programms TX-LINE¹ ermitteln wir die Werte $w = 20 \mu\text{m}$ für die Breite und $s = 12 \mu\text{m}$ für den Abstand zu den Masseflächen. Diese Größen sind so gewählt, dass die Fabrikation einfach realisierbar ist.

Die Anschlusspunkte müssen flächenmäßig auf die Metallkontakte der verwendeten SMA-Mikrowellenkonnektoren abgestimmt sein. Diese sind etwa 0,5 mm breit. Wir wählen für die Pads die Werte $w = 514 \mu\text{m}$ und $s = 264 \mu\text{m}$, welche damit ebenso eine Impedanz von 50Ω aufweisen. Die Länge der Pads ist so gewählt, dass sie zusätzlich zu den Metallkontakten genug Platz für den leitenden Silberkleber bieten, welcher eine galvanische Verbindung gewährleistet. Um das Kleben zu vereinfachen, wurde die Länge nach den ersten hergestellten Proben vergrößert. Dies hat jedoch aufgrund der genügend großen Distanz zu der Resonatorstruktur keinen Einfluss auf dessen Eigenschaften.

¹www.awr.com/software/options/tx-line

3.1.1 Design #1

Unter Berücksichtigung der oben genannten Randbedingungen wurde zu Beginn das in Abbildung 3.1 gezeigte Design erstellt.

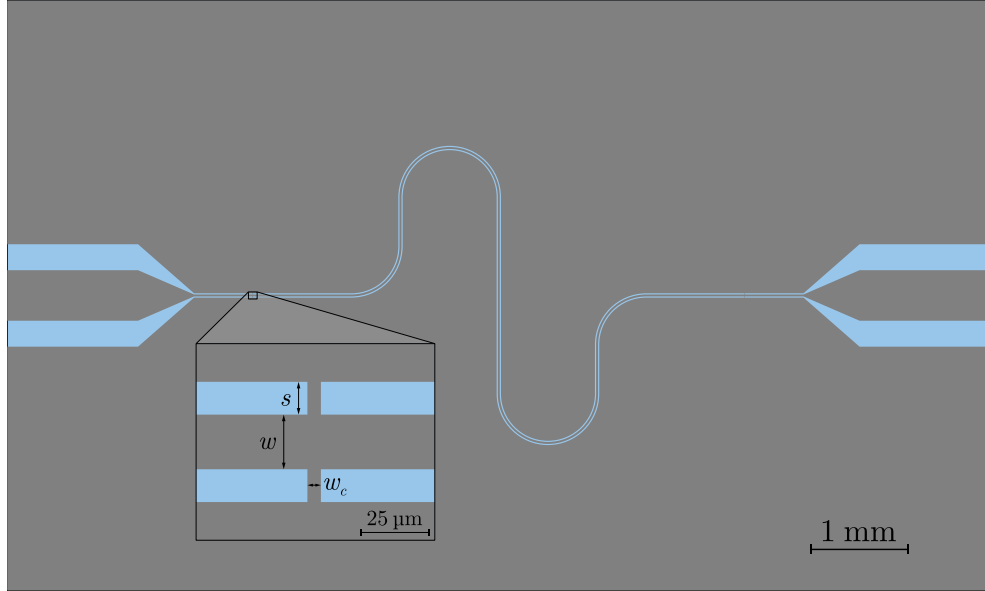


Abbildung 3.1: Induktiv gekoppeltes Design #1. Die grauen Bereiche stellen den supraleitenden Film dar, das Substrat ist in blau dargestellt.

Die Länge des Resonators beträgt $l \approx 9,71\text{ mm}$, wodurch man sich für die geometrische Resonanzfrequenz im Regime von 6 GHz befindet. Da auf dem Chip neben dem Resonator keine weiteren Strukturen benötigt werden, wählen wir für den Krümmungsradius des Resonators $500\text{ }\mu\text{m}$. Dadurch lassen sich Beeinflussungen durch Wechselwirkungen innerhalb des Resonators ausschließen. Die Breite der Kopplungsinduktivität $w_c = 5\text{ }\mu\text{m}$ ist so gewählt, dass wir uns im untergekoppelten Bereich befinden, wodurch Materiallimitationen abgeschätzt werden können.

3.1.2 Design #2

Um die Peakbreite der Resonanzfrequenz effektiv steuern zu können, bietet es sich an, den Resonator für den übergekoppelten Bereich zu konzipieren. Dies erreicht man durch sehr schmale und lange Kopplungsinduktivitäten. Um $Q_{\text{int}} < Q_{\text{ext}}$ in unserem Fall zu erreichen, wird das in Abbildung 3.2 gezeigte Design benötigt.

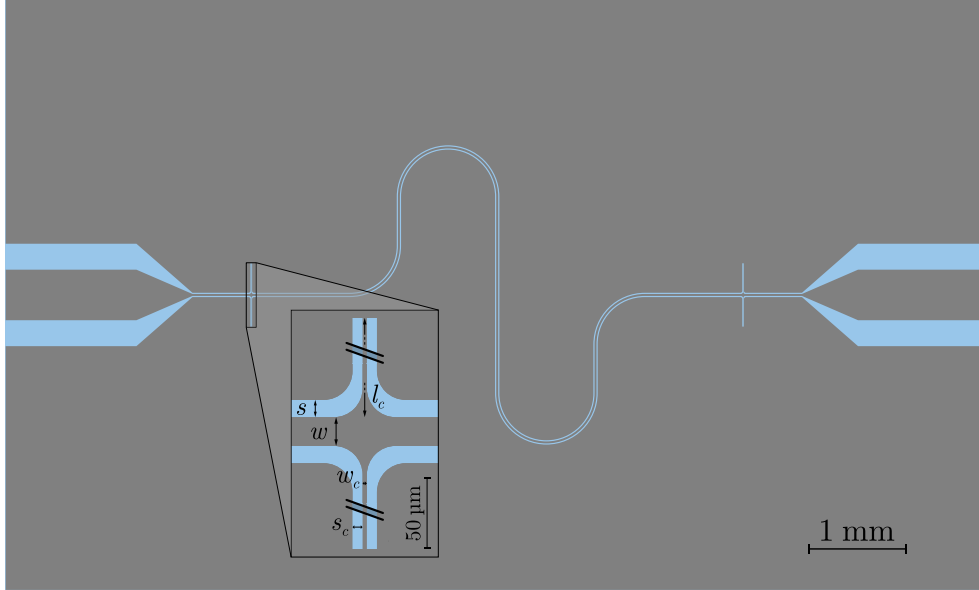


Abbildung 3.2: Induktiv gekoppeltes Design #2. Die sehr lange Kopplung ist nötig, um die externe Güte zu reduzieren.

Die Kopplungsinduktivität ist hier lang und dünn ausgeführt, um ein großes L_κ und damit eine starke externe Kopplung zu erreichen. Die Leitung besitzt eine Breite von $w_c = 3 \mu\text{m}$ sowie einen Abstand $s_c = 7 \mu\text{m}$, da kleinere Auflösungen mit dem gewählten Herstellungsverfahren schwer realisierbar sind (siehe auch Kapitel 4.1). Aufgrund der Breite und der Schwierigkeiten in der Herstellung befindet sich die Kopplung nicht in den Leerräumen des Resonators, wie sonst üblich (vgl. das Design von Bothner u. a. [29]). Die vertikale Kopplung besitzt in beiden Richtungen eine Länge von jeweils $l_c = 300 \mu\text{m}$. Alle kopplungsunabhängigen Parameter sind identisch zu dem in Abschnitt 3.1.1 vorgestelltem Design, die Geometrien unterscheiden sich lediglich in der Art der Kopplung.

3.2 Simulation

Die beiden Designs werden mit dem Finite-Elemente-Simulationsprogramm CST Studio Suite® 2018.06 (CST) simuliert. Mithilfe von CST lassen sich beispielsweise die Streuparameter in einem festgelegten Frequenzbereich ermitteln, oder auch die Eigenmoden des Systems. Wir verwenden beide Lösungsansätze, um die Designs zu charakterisieren. Das Programm löst die Maxwell-Gleichungen, implementiert jedoch nativ kein supraleitendes Material. Der supraleitende Film wird deshalb als perfekter elektrischer Leiter ($R = 0$) simuliert. Die unmittelbare Folge davon ist, dass die

simulierte Resonanzfrequenz lediglich der geometrischen Resonanzfrequenz entspricht. Da die kinetische Induktivität jedoch für große Werte der Londonschen Eindringtiefe nicht vernachlässigbare Beiträge liefert, erwarten wir Abweichungen zwischen den simulierten Ergebnissen und den gemessenen Daten. Mithilfe des sogenannten „Frequency Domain Solvers“ (FDS) lässt sich die Reflexion und Transmission in Abhängigkeit von der Frequenz berechnen. Mit dem „Eigenmode Solver“ (EMS) von CST lassen sich die elektromagnetischen Felder bei der Resonanzfrequenz visualisieren, zusätzlich wird der externe Gütefaktor berechnet. Die in Kapitel 3.1 vorgestellten Designs erstellen wir in CST. Als Substrat verwenden wir verlustfreies Silizium mit den Maßen $6 \times 10 \times 0,525 \text{ mm}^3$. Darauf wird eine Schicht des perfekten elektrischen Leiters modelliert, welche die gewünschte Struktur hat und in der Dicke variabel ist. An den beiden Seiten der Pads fügen wir Wellenleiter-Anschlüsse hinzu, um ein Mikrowellensignal in die Struktur einzukoppeln.

Es ist anzumerken, dass die Anzahl der finiten Elemente etwa 500 000 Tetraeder umfasst. Diese vergleichsweise geringe Zahl ist ein Kompromiss aus akzeptabler Genauigkeit und kurzer Berechnungsdauer. Da keine an den Resonator gekoppelte Strukturen simuliert werden müssen, sind wir vor allem an qualitativen Aussagen interessiert, wodurch kleine Schwankungen der Resonanzfrequenz und Güte hinnehmbar sind.

Zusätzlich zu den beiden Entwürfen aus Abschnitt 3.1 wurden weitere Designs simuliert, beispielsweise mit kleinen Lücken bei den induktiven Kopplungen, sodass diese nicht mehr kurzgeschlossen sind. Dies hätte den Vorteil, dass ein angelegter Gleichstrom durch die Resonatorstruktur fließen muss. Allerdings ergaben diese Simulationen kein resonantes Verhalten, sodass dieses Design verworfen wurde.

3.2.1 Simulationsergebnisse für Design #1

Aus der Simulation des in Abbildung 3.1 gezeigten Designs mit einer Schichtdicke von 150 nm, erhalten wir mit dem FDS den in Abbildung 3.3 gezeigten Verlauf in der Nähe der Resonanzfrequenz.

An die simulierten Daten lässt sich eine Lorentz-Kurve anfitzen (siehe Gleichung (2.7)), woraus wir die Resonanzfrequenz und die Güte bestimmen können. Wir erhalten $f_0 = 6,0238 \text{ GHz}$ und $Q = Q_{\text{fit}} = 1,62 \cdot 10^5$. Mithilfe des EMS lassen sich die **E**- und **H**-Felder bei den Eigenmoden, sprich Resonanzfrequenzen, simulieren. Zusätzlich berechnet CST mit diesem Algorithmus den externen Gütefaktor von $Q_{\text{ext,EMS}} \approx 1,43 \cdot 10^5$. Dieser Wert ist kleiner als die Güte aus dem Fit, was unter Berücksichtigung von Gleichung (2.16) physikalisch nicht möglich ist. Zur genaueren Untersuchung wurden aus diesem Grund zusätzlich breitere Kopplungsinduktivitäten simuliert, wodurch Gütefaktoren $Q_{\text{fit}} > 1 \cdot 10^7$ erreicht wurden. Wir befinden uns folglich mit dem Design #1 im übergekoppelten Bereich und können somit die Güte des Fits $Q_{\text{fit}} \approx Q_{\text{ext}} \approx 1,62 \cdot 10^5$ verwenden. Da optimierte Niob-Resonatoren

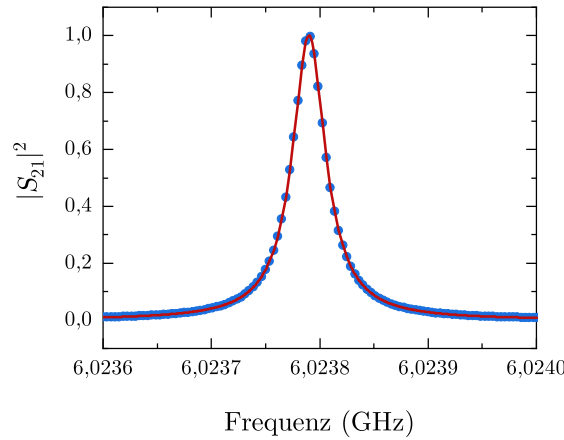


Abbildung 3.3: Simulierter Verlauf der Transmission des Resonators für das Design #1 mit einer Schichtdicke von 150 nm. Die rote Kurve ist eine Lorentz-Kurve, welche an die Datenpunkte gefittet wurde (siehe Gleichung(2.7)).

interne Gütefaktoren in dieser Größenordnung aufweisen [30] und die Herstellung nicht optimiert ist (vgl. Kapitel 4.1), scheint die Annahme gerechtfertigt, dass man mit dieser externen Güte für NbN-Resonatoren im untergekoppelten Bereich ist. In Kapitel 5.2 wird diese Vermutung validiert.

Es wurden auch weitere Simulationen mit variierenden Schichtdicken durchgeführt, es ist jedoch keine reproduzierbare Verschiebung der Resonanzfrequenz erkennbar. Dies rechtfertigt die Annahme infinitesimal dünner Schichten in Kapitel 2.1.

3.2.2 Simulationsergebnisse für Design #2

Analog zu Abschnitt 3.2.1 simulieren wir das zweite Design. Mithilfe des FDS erhalten wir für eine Schichtdicke von 150 nm den in Abbildung 3.4 gezeigten Verlauf.

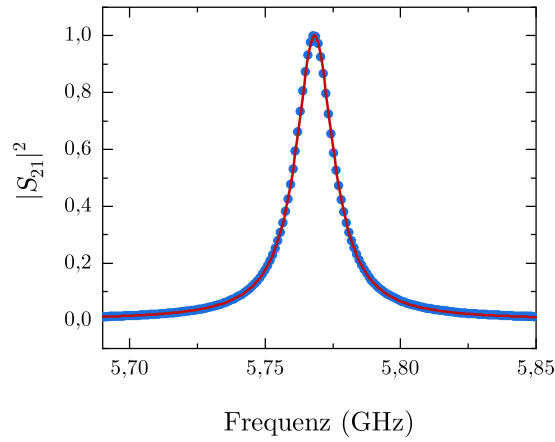


Abbildung 3.4: Verlauf der Transmission des simulierten Resonators für das Design #2 mit einer Schichtdicke von 150 nm.

Im Vergleich zu Abschnitt 3.2.1 hat sich die Resonanzfrequenz zu $f_0 = 5,77$ GHz verschoben. Mit Gleichung (2.1) lässt sich dies auch mit einer Resonatorlänge von etwa 10,15 mm ausdrücken – diese ist 440 μm größer als die Länge des ersten Designs. Dies bedeutet, die 300 μm langen vertikalen Kopplungsinduktivitäten tragen zu einem gewissen Grad noch zu der Resonatorlänge bei. Dieser Effekt ist nicht wünschenswert, aus Fertigungsgründen entscheiden wir uns dennoch für dieses übergekoppelte Design.

Für die externe Güte erhalten wir mit diesem Design einen Wert von 342, welcher unter der in Kapitel 5.2 gemessenen internen Güte liegt.

Kapitel 4

Herstellung und Messaufbau

Im Folgenden Kapitel wird die Herstellung der koplanaren Wellenleiterresonatoren sowie der Messaufbau erklärt. Insbesondere wird im Abschnitt 4.1.1 auf Schwierigkeiten bei der Herstellungsmethode eingegangen. Zusätzlich zu der Zusammenfassung in diesem Kapitel befindet sich im Anhang A eine detaillierte Erklärung der Herstellung zum Reproduzieren der Proben.

4.1 Herstellung supraleitender Mikrowellenresonatoren

Der nächste Abschnitt beschreibt ein methodisches Vorgehen zur Herstellung von CPW-Resonatoren mit Niobnitrid (NbN) als supraleitenden Film im Lift-off-Verfahren. Als Basis dient ein $525\text{ }\mu\text{m}$ dicker Silizium-Wafer mit den Maßen $6 \times 10\text{ mm}^2$.

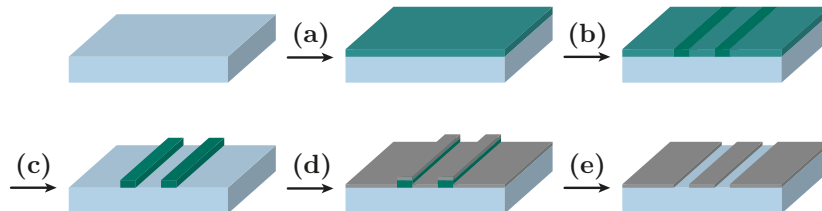


Abbildung 4.1: Schematischer Herstellungsprozess der CPW-Resonatoren. (a): Belackung, (b): Elektronenstrahlschreiben, (c): Entwicklung, (d): Besputtern, (e): Lift-off.

Das gereinigte Substrat wird zu Beginn ohne Oberflächenbehandlung mit dem Negativlack ma-N 2403 beschichtet. Der Prozess findet bei 4000 rpm statt, wodurch der Lack eine Dicke von etwa 250 nm [31] erhält (vgl. Abbildung 4.1 (a)). Danach wird die Resonatorstruktur mittels Elektronenstrahl-Lithografie (NanoBeam nB5)

bei einer Stromstärke von etwa $8(1) \text{ nA}$ und einer Dosis von $2,2 \text{ C/m}$ definiert (b). Anschließend wird die Probe mit dem Entwickler ma-D 525 entwickelt, wobei nur die geschriebene Struktur zurückbleibt (c). Auf dem Substrat wird mithilfe einer Sputterdepositionsanlage eine dünne Schicht NbN aufgetragen, wobei der Depositionsprozess bei Raumtemperatur stattfindet. Die verwendeten Schichtdicken variieren zwischen 15 nm und 200 nm (d). Zur Entfernung des entwickelten Lacks wird die beschichtete Probe in heißes Aceton gegeben und ggf. für sehr kurze Zeit im Ultraschallbad behandelt (e). In Abbildung 4.2 sind beispielhafte Kopplungsinduktivitäten beider Resonatorgeometrien nach dem Lift-off-Verfahren mit 150 nm NbN gezeigt.

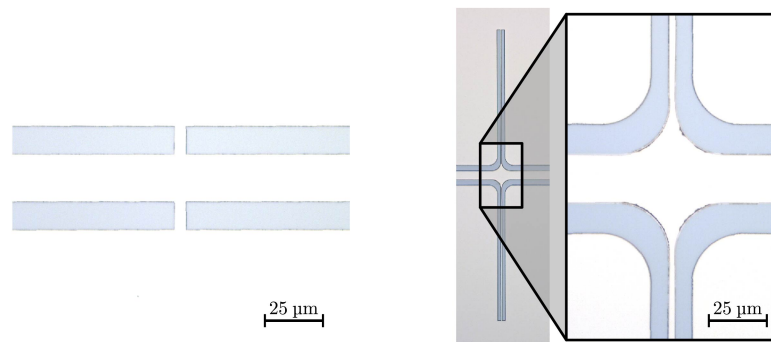


Abbildung 4.2: Mikroskopische Aufnahme der Kopplungsinduktivitäten beider Geometrien. Links: Design #1, rechts: Design #2 mit Vergrößerung.

4.1.1 Anmerkungen zur Herstellungsmethode

Insbesondere für dickere Schichten birgt das Lift-off Verfahren Schwierigkeiten. Für reproduzierbare Ergebnisse ohne Prozessfehler sollte die Schichtdicke des Lacks mindestens um einen Faktor 3 größer als die Schichtdicke sein [32]. Bei einer Lackhöhe von 250 nm ist dies jedoch nur für Filmdicken bis zu etwa 85 nm gültig.

Abbildung 4.3 zeigt eine neben Design #1 und #2 weitere getestete induktive Mäander-Kopplung mit einer Breite von $1,5 \mu\text{m}$ vor (links) und nach dem Sputter- und Lift-off-Prozess (rechts). Wie der Aufnahme entnommen werden kann, ist das räumliche Auflösungsvermögen des Elektronenstrahls groß genug, um Strukturen im sehr kleinen Mikrometer-Bereich zu schreiben [33]. Unser Lift-off-Verfahren erreicht hier jedoch seine Grenzen – die dünnen Strukturen lassen sich nicht verlässlich mit guter Auflösung reproduzieren. Aus diesem Grund wurde anstatt dieser Art der Kopplungsinduktivität das Design #2 (siehe Kapitel 3.1.2) weiter verfolgt. Des weiteren scheinen die Strukturkanten bei sämtlichen Größen nicht sehr homogen zu sein, was die interne Güte negativ beeinflussen könnte. Ein Verfahren, um möglicherweise Resonatoren in höherer Auflösung herstellen zu können, wird in der Masterarbeit

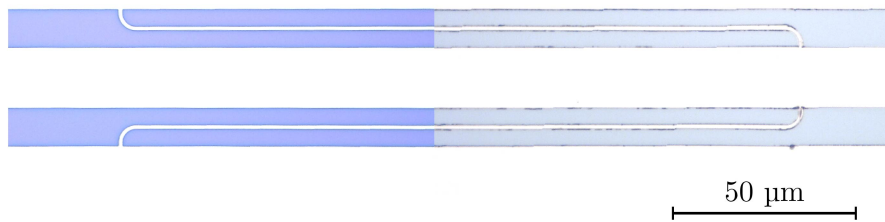


Abbildung 4.3: Vergleich zwischen dem Lack (linke Hälfte) und einer 150 nm dicken Filmschicht (rechte Hälfte) einer getesteten Kopplungsinduktivität. Die dünne Mäanderstruktur besitzt eine Breite von 1,5 µm.

von Petio Natzkin [30] erklärt. In diesem werden Nb-Resonatoren durch reaktives Ionenätzen strukturiert. Dieser Prozess ist für NbN auch realisierbar und führt vermutlich zu besseren Ergebnissen, was Güte und Auflösung anbelangt.

4.2 Mikrowellenspektroskopieaufbau

Wir gehen im Folgenden auf den experimentellen Aufbau unserer Versuche ein. Insbesondere stellen wir auch die Kupferbox vor, welche als Schnittstelle zwischen Resonator und dem Mikrowellenspektroskopieaufbau dient.

4.2.1 Probenbox

Die nach Kapitel 4.1 hergestellten Proben platzieren wir in Probenboxen aus Kupfer identisch zu der in Abbildung 4.4 gezeigten. Über jeweils einen SMA-Anschluss links und rechts wird ein elektrischer Kontakt zu dem supraleitenden Schaltkreis auf dem Silizium-Chip hergestellt. Die Übergabestelle ist die breite Kontaktfläche am Rand des Chips. Um eine Verbindung zu garantieren, werden die Kontaktflächen mithilfe eines leitfähigen Klebers auf Silberbasis verklebt. Der Kleber darf dabei selbstverständlich nicht auf die Mas-

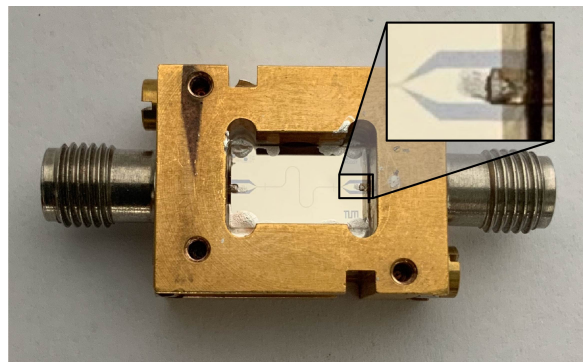


Abbildung 4.4: Kupferbox mit SMA-Anschlüssen und geklebter Probe.

selächen fließen, und idealerweise auch nicht in die leeren Zwischenräume (vgl. dunkle Flächen in der Vergrößerung in Abbildung 4.4). Zusätzlich werden mit dem Kleber die Masseflächen der Probe an den Seiten mit der Kupferbox kurzgeschlossen. Wir verschließen die Probenbox als letzten Schritt mit einem passenden Deckel, um die Probe zu schützen.

4.2.2 Experimenteller Messaufbau

Um die Resonatoren charakterisieren zu können, werden sie bei tiefen Temperaturen analysiert. Dazu verwenden wir einen vektoriellen Netzwerkanalysator (VNA). Zum Kühlen der Probe platzieren wir sie in einem mit Helium gekühlten Kryostat. Der schematische Messaufbau ist in Abbildung 4.5 skizziert.

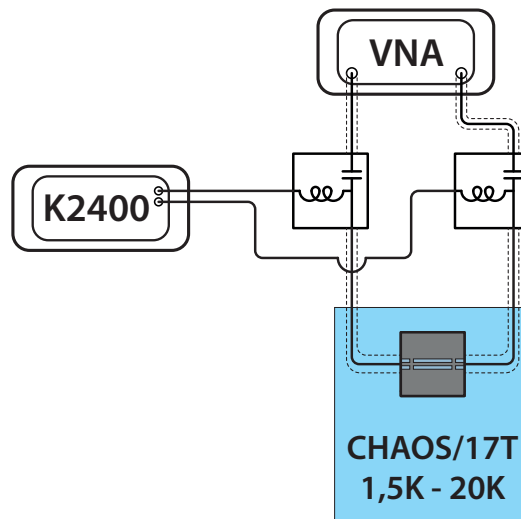


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau zum Messen der Resonatoren. Um Gleichstrommessungen durchführen zu können, wird mithilfe von zwei Bias-Tees Gleichstrom aus einem Labornetzgerät injiziert. Die Außenleitung ist durch die gestrichelte Linie dargestellt.

Die Messungen werden mit dem VNA Agilent PNA-X bzw. Rohde & Schwarz ZVA8 durchgeführt. Dieser erzeugt Mikrowellenstrahlung im Frequenzbereich von 10 MHz bis 26,5 GHz bzw. 8 GHz. Diese strahlt in einem Transmissionsexperiment auf den supraleitenden Schaltkreis. Wenn die Frequenz dieser der Resonanzfrequenz unseres Mikrowellenresonators entspricht, wird eine elektromagnetische Stehwelle in diesem angeregt und durch die zweite Kopplungsinduktivität in die Detektionsleitung übertragen. Die komplexwertige Transmission bzw. Reflexion erhält man aus dem Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsspannung der jeweiligen Anschlüsse (Ports) des

VNAs. Dadurch lassen sich die Streuparameter wie beispielsweise die Transmission $S_{21} = U_2/U_1$ bestimmen, aus der sich die Resonanzfrequenz und Güte ablesen lässt. Für die Experimente, bei denen ein Gleichstrom I_{DC} injiziert wird, wird das Labornetzgerät Keithley 2400 über zwei Bias-Tees in die Schaltung integriert – an den VNA-Ports werden in diesem Fall zusätzlich noch DC-Blocker angebracht. Die oben beschriebene Probenbox samt Resonator ist über die SMA-Anschlüsse an einem Messstab befestigt, welcher in einem Kryostat platziert wird (vgl. blaues Rechteck in Abbildung 4.5). Wir messen unsere Resonatoren in den Kryostaten CHAOS bzw. 17T, welche sich beide in einem Temperaturbereich von etwa 1,5 K bis 300 K regeln lassen. Für uns ist hierbei der Bereich unterhalb der Sprungtemperatur von NbN von Interesse, welcher bei etwa 16 K liegt [34].

Kapitel 5

Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse präsentiert. Zu Beginn wird eine simple Methode zur Bestimmung der supraleitenden Sprungtemperatur T_c der Proben vorgestellt. Danach zeigen wir die Messergebnisse des induktiv gekoppelten NbN-Resonators. Die Daten werden außerdem zusätzlich mit einem Resonator mit kapazitiver Kopplung und einem baugleichen Niob-Resonator verglichen, um die Ergebnisse zu verifizieren. Anhand dessen lässt sich in Abschnitt 5.5 ein Wert für die Londonsche Eindringtiefe λ_L von NbN ermitteln. Abschließend analysieren wir den Temperaturverlauf der Resonanzfrequenz der Resonatoren.

5.1 Widerstandsmessungen

Im Gegensatz zu kapazitiv gekoppelten CPW-Resonatoren liegt bei induktiv gekoppelten eine durchgehende Verbindung zwischen Eingang und Ausgang vor. Dies hat zur Folge, dass sich mithilfe einer Gleichstrommessung der Widerstand ermitteln lässt, woraus wir die Sprungtemperatur der supraleitenden Phase T_c erhalten. Der Aufbau einer solchen Messung ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Da der Widerstand nicht sprunghaft abfällt, bestimmen wir T_c über die Ableitung $\frac{dR}{dT}$. Der Verlauf dieser Kurve lässt sich mit einer Gaußkurve fitten, das Zentrum identifizieren wir als die Sprungtemperatur [35].

Abbildung 5.1 zeigt den Verlauf des Widerstands für NbN-Resonatoren mit dem Design #1. Die gezeigten Kurven werden aufgenommen, indem die Temperatur mit etwa 0,2 K/min gleichmäßig erhöht und gleichzeitig bei konstanter Stromstärke im μA -Bereich die Spannung abgelesen wird. Die daraus ermittelten Widerstandswerte mitteln wir über 20 Daten und erhalten somit die in der Abbildung präsentierten Daten.

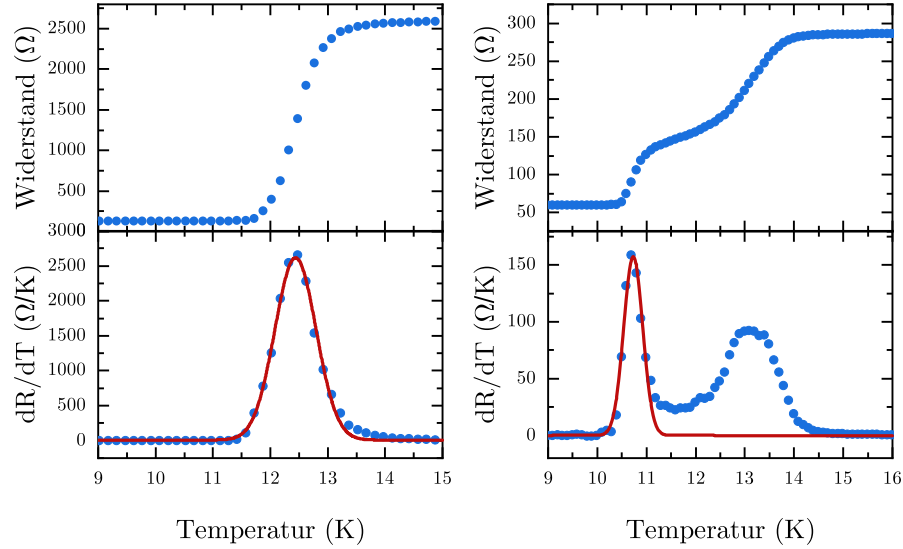


Abbildung 5.1: Messungen des Widerstands gegen die Temperatur. Die Ableitung wird mit einer Gaußkurve gefittet. Links: exemplarischer Verlauf für eine Probe mit einer Sprungtemperatur von $T_c = 12,44$ K bei einer $d = 150$ nm dicken NbN-Schicht. Rechts: Probe mit $d = 100$ nm NbN und einem deutlich erkennbarem Plateau. Zur Bestimmung von $T_c = 10,74$ K wird der erste Anstieg gefittet.

Auffällig sind die hohen Übergangsbreiten $\Delta T_c \equiv T(0,9R_n) - T(0,1R_n) > 1$ K, für homogene Proben sind diese um mehr als 2 Größenordnungen kleiner [21]. Gründe hierfür können beispielsweise Inhomogenitäten in Form von Korngrenzen oder Fehlstellen aufgrund des nicht optimierten Sputterprozesses sein. Auch beobachten wir bei manchen Proben einen stufenförmigen Anstieg (vgl. Abbildung 5.1 rechts), sprich in einem Teil der Probe herrscht bereits eine supraleitende Phase, während ein anderer Teil noch normalleitend ist. Ein möglicher Grund hierfür sind Bereiche unterschiedlicher kristalliner Anordnung, welche gegeneinander verkippt sind [35].

Neben den hohen Übergangsbreiten sind auch die niedrigen Sprungtemperaturen auffallend, welche im Bereich von 9,22 K für 15 nm dünne Filme bis 12,58 K für 150 nm-Filme variieren. Diese liegen deutlich unter dem in der Literatur berichteten Wert von $T_c = 17,3$ K [36]. Wir führen dies darauf zurück, dass der Sputtering-Prozess bei einer Temperatur von 300 K (kompatibel mit dem Lift-off-Verfahren) und nicht bei der optimierten Temperatur von etwa 400 °C durchgeführt wurde [35]. Zum Anderen befindet sich keine Antioxidationsschicht auf der Probe, sodass diese mit der Zeit durchoxidiert werden kann [37].

Wird im Folgenden von einer gemessenen Sprungtemperatur T_c der NbN-Resonatoren gesprochen, so wurde diese mit der hier erklärten Methode ermittelt.

5.2 Induktive Kopplung

Das zentrale Ziel der Messungen ist die Charakterisierung der nach Kapitel 3.1 gestalteten induktiv gekoppelten Resonatoren. Hierbei gehen wir zuerst auf das gesamte mögliche Spektrum bis 25 GHz ein und konzentrieren uns anschließend auf die Grundmode.

5.2.1 Gesamtes Spektrum

Zu Beginn messen wir den Verlauf der Transmission eines Resonators nach Design #1 mit einem 150 nm dicken Film aus NbN. Die Ausgangsleistung des VNA drosseln wir auf -50 dBm. Diese Leistung wird mit Ausnahme von einigen Messungen mit -65 dBm für alle Resonatoren verwendet.

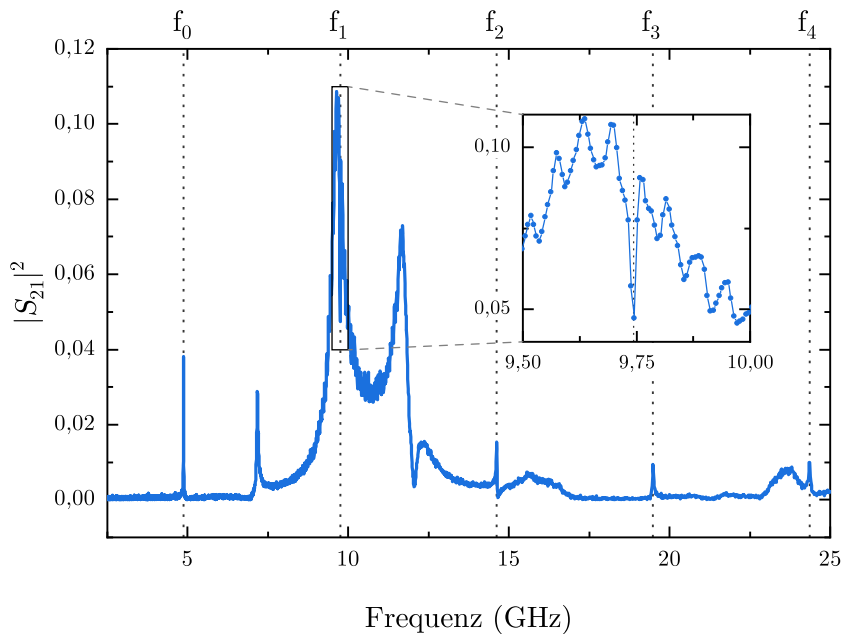


Abbildung 5.2: Gemessenes Spektrum von 2,5 GHz bis 25 GHz. Die Resonanzfrequenzen sind klar erkennbar. Die Vergrößerung zeigt das Spektrum von 9,5 GHz bis 10 GHz um die zweite Resonanz.

Das gesamte Spektrum ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Neben der Resonanzfrequenz f_0 sind 4 weitere höhere Moden sichtbar. Für diese gelten nach Gleichung (2.1)

$$f_n = (n + 1) f_0 = (n + 1) 4,872 \text{ GHz}. \quad (5.1)$$

Der Wert für f_0 weicht stark von dem simulierten Wert von $f_{0,\text{sim}} = 6,02 \text{ GHz}$ ab. Diese Frequenz entspricht jedoch lediglich der geometrischen Resonanzfrequenz. Unter Verwendung von $f_0 = v_{\text{ph}}/2l$ zusammen mit den Gleichungen (2.2) und (2.4) lässt sich die theoretisch zu erwartende Resonanzfrequenz berechnen. Durch Einsetzen der geometrischen Faktoren w , s und l des Resonators und der NbN-Filmdicke $d = 150 \text{ nm}$ erwarten wir

$$f_0 = \frac{1}{2l} [(L_{l,\text{geo}} + L_{l,\text{kin}}) C_{l,\text{geo}}]^{-1/2} = 5,49 \text{ GHz}, \quad (5.2)$$

wobei wir für $L_{l,\text{kin}}$ den Ausdruck von Gleichung (2.12) dividiert durch l verwenden. Für die Londonsche Eindringtiefe λ_L nehmen wir den Literaturwert von 200 nm [21]. Der errechnete Wert weicht auch deutlich von dem Gemessenen ab.

Zusätzlich zu den Resonanzfrequenzen ist die starke Transmission bei etwa $7,5 \text{ GHz}$ bis $17,5 \text{ GHz}$ auffällig. Ein Grund hierfür können beispielsweise Boxmoden sein, welche nicht bei den Simulationsergebnissen auftreten. Aufgrund dieser starken, parasitären Transmission ist die Resonanz $f_1 = 9,744 \text{ GHz}$ nicht als Spitze, sondern als Tal sichtbar. Die vor allem in der Vergrößerung sichtbare Oszillation resultiert möglicherweise aus einer Impedanz-Fehlanpassung. Zwar besitzen sowohl die Kabel, als auch der Resonator eine Impedanz von 50Ω , jedoch ist dies für die Verbindung aus dem leitfähigen Silberlack nicht gewährleistet. Durch diese Randbedingung bilden sich Stehwellen in den Kabeln aus.

5.2.2 Resonanz bei $f = f_0$

Im Folgenden werden wir uns auf die Mode bei der Frequenz f_0 beschränken. Wir messen die Transmission $|S_{21}|^2$ in der Nähe der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Temperatur.

Aus dem Lorentz-Fit erhalten wir, neben der bereits in Abschnitt 5.2.1 diskutierten Resonanzfrequenz $f_0 = 4,872 \text{ GHz}$, auch die Halbwertsbreite $\text{FWHM} = 3,19 \text{ MHz}$. Der Gütefaktor errechnet sich mit Gleichung (2.15) zu $Q = 1527$ – dieser Wert ist um zwei Größenordnungen kleiner als die simulierte externe Güte. Wir befinden uns also im untergekoppelten Bereich, deshalb gilt $Q_{\text{int}} \approx Q$. Dieser Wert für Q ist sehr niedrig, verglichen mit der internen Güte von im Institut hergestellten Nb-Resonatoren im Bereich von $Q_{\text{int}} = 2 \cdot 10^5$ [30]. Es wurden sogar bereits Resonatoren aus Aluminium mit Gütefaktoren über einer Million hergestellt [13]. Die möglichen Gründe für den niedrigen internen Gütefaktor können die Folgenden sein: Die Qualität

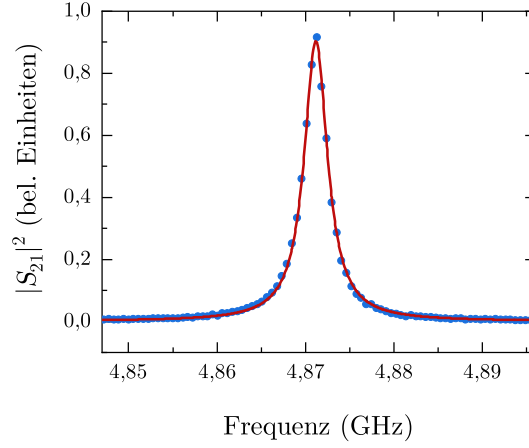


Abbildung 5.3: Verlauf der Transmission des Resonators bei 2,5 K. Die Messdaten lassen sich mit einer Lorentz-Kurve fitten.

des NbN ist bei einer Deposition bei Raumtemperatur wesentlich geringer, was mit den niedrigen Sprungtemperaturen T_c und hohen Übergangsbreiten ΔT_c in Einklang stünde. Zusätzlich befindet sich keine Antioxidschicht auf der Struktur, sodass das NbN mit der Zeit oxidieren kann [37]. Außerdem vermuten wir aufgrund des Lift-off-Verfahrens sehr raue Strukturkanten, was die interne Güte ebenso absenken kann.

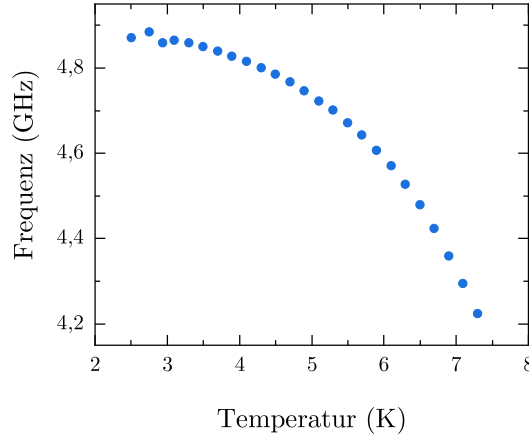


Abbildung 5.4: Verlauf von f_0 des NbN-Resonators mit $d = 150$ nm in Abhängigkeit von der Temperatur.

Mithilfe von lorentzförmigen Fits lassen sich die Resonanzfrequenzen für alle gemessenen Temperaturen im Intervall von 2,5 K bis 7,5 K extrahieren und auftragen. Wie wir eindeutig in Abbildung 5.4 erkennen, nimmt die Resonanzfrequenz mit steigender Temperatur ab. Dies ist das zu erwartende Verhalten, da die Anzahl der Cooper-Paare für $T \rightarrow T_c$ abnimmt. Laut Gleichung (2.11) resultiert dies in einer Zunahme der kinetischen Induktivität. Daraus folgt eine Abnahme der Resonanzfrequenz, auf welche in Abschnitt 5.6 quantitativ eingegangen wird.

Die leichten Schwankungen bei 2,5 bis 3 K sind auf Temperaturinstabilitäten des Kryostats in diesem Bereich zurückzuführen.

5.2.3 Resonanzfrequenz für Design #2

Analog zu Abschnitt 5.2.2 betrachten wir den Verlauf der Transmission um $f = f_0$ für das zweite Design mit einem 150 nm dicken NbN-Film.

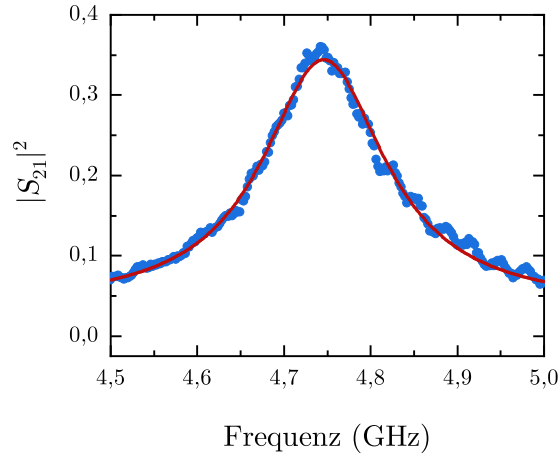


Abbildung 5.5: Verlauf der Transmission der zweiten Resonator-Geometrie bei $T = 2$ K mit $d = 150$ nm NbN.

Aus dem Lorentz-Fit der in Abbildung 5.5 gezeigten Daten erhalten wir eine Resonanzfrequenz von $f_0 = 4,75$ GHz. Diese ist übereinstimmend mit den Simulationsergebnissen geringer als die der Resonatoren nach dem ersten Design. Für die Güte erhalten wir einen Wert von $Q \approx Q_{\text{ext}} \approx 27$. Dieser Wert liegt deutlich unter dem simulierten Gütefaktor von 342. Es sind jedoch auch höhere Moden sichtbar und der Temperaturverlauf verhält sich analog zu dem des ersten Designs (vgl. Abschnitt 5.6), sodass es sich um eine Resonanz des CPW-Resonators handelt. Aufgrund der sehr niedrigen Güte legen wir den Fokus im Wesentlichen auf die Geometrie des ersten

Designs. Sofern nicht anders erwähnt, besitzen die induktiv gekoppelten Resonatoren im Folgenden das Design #1.

5.3 Vergleich mit kapazitiver Kopplung

Um die induktive Kopplung zu überprüfen, messen wir zusätzlich einen kapazitiv gekoppelten Resonator – diese wurden bereits intensiv von verschiedenen Gruppen studiert [11, 16, 17]. Wir verwenden das gleiche grundlegende Design, jedoch wird anstatt der in Kapitel 3.1.1 besprochenen $5\text{ }\mu\text{m}$ breiten induktiven Kopplung eine $8\text{ }\mu\text{m}$ große Fläche in dem Mittelstreifen freigelassen (vgl. Abbildung 2.4), was einer kapazitiven Kopplung entspricht. Als supraleitenden Film deponieren wir in identischer Weise 150 nm NbN. Analog zu dem induktiv gekoppelten Resonator messen wir diesen über ein breites Temperaturintervall und werten dessen Resonanzfrequenz aus.

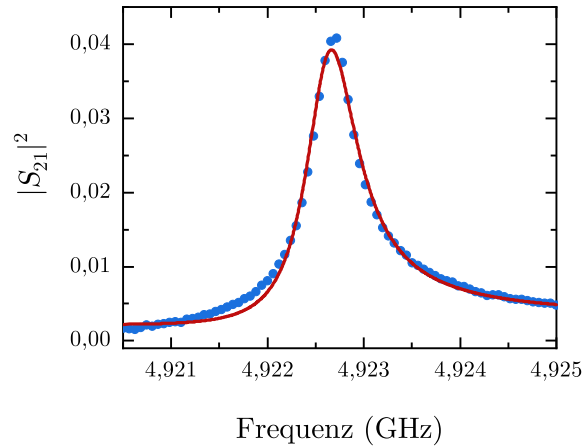


Abbildung 5.6: Fit der Resonanzfrequenz bei $T = 2\text{ K}$. Die Daten wurden mit einer Fano-Kurve gefittet.

In Abbildung 5.6 ist der Verlauf der Transmission bei $T = 2\text{ K}$ gezeigt. Auffallend ist die Asymmetrie der Resonanz. Diese tritt bei mehreren Proben auf und wird als Folge einer Impedanz-Fehlanpassung bei den Pad-Verbindungen vermutet [24]. Die Resonanz fitten wir mit einer Fano-Kurve, wobei wir die Fitting-Methode von Bertke u. a. verwenden (siehe Gleichung (2.8)) [25]. Dadurch lässt sich auch der Gütefaktor extrahieren, wodurch wir $Q_{\text{cap}} \approx 6 \cdot 10^3$ erhalten. Dieser weicht von der gemessenen Güte des induktiv gekoppelten Resonators mit $Q_{\text{ind}} = 1527$ ab, befindet sich jedoch

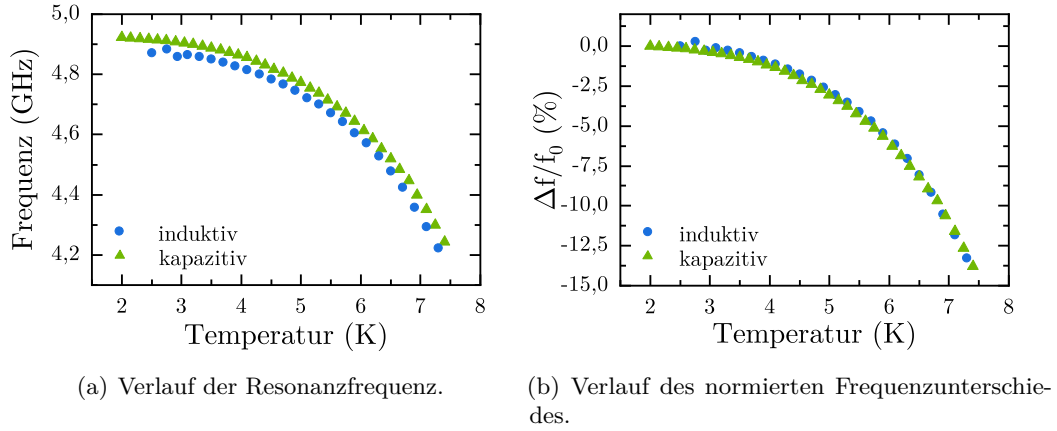


Abbildung 5.7: Vergleich der Resonanzfrequenzen einer induktiven und kapazitiven Kopplung in Abhängigkeit von der Temperatur. Für eine höhere Vergleichbarkeit ist rechts der Frequenzunterschied normiert auf den ersten Wert aufgetragen.

in der selben Größenordnung. Die in Abschnitt 5.2.2 genannten Gründe gelten in analoger Weise für eine mögliche Variation der Güte für unterschiedliche Proben.

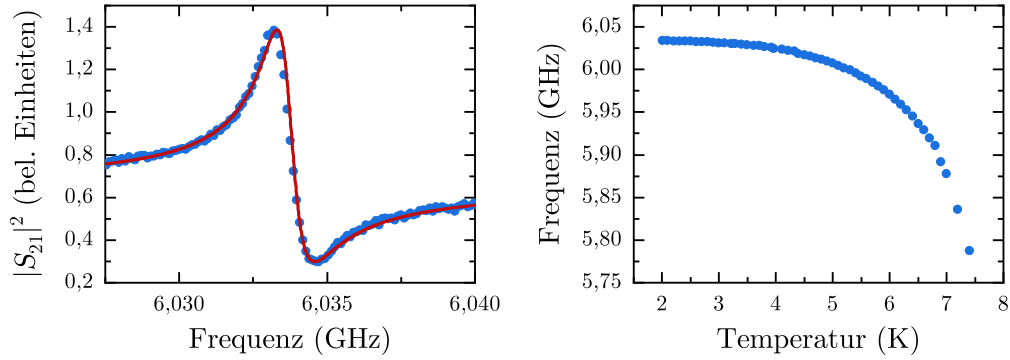
Der Vergleich der beiden Resonatoren ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Die Resonanzfrequenz des kapazitiv gekoppelten Resonators ist sehr ähnlich zu der des induktiv gekoppelten, auch der Temperaturverlauf ist sehr identisch. Besonders erkennbar wird das identische Verhalten, wenn wir $\Delta f/f_0$ plotten (vgl. Abbildung 5.7(b)). Hierbei ist f_0 die Resonanzfrequenz für $T \rightarrow 0$, Δf ist der Frequenzunterschied $f - f_0$. Für f_0 können wir in guter Näherung den ersten Messpunkt bei $T_{0,\text{kap}} = 2 \text{ K}$ bzw. $T_{0,\text{ind}} = 2,5 \text{ K}$ verwenden. Die jeweils niedrigsten Temperaturwerte sind nicht identisch, da die beiden Resonatoren in unterschiedlichen Kryostaten gemessen wurden.

Wie man Abbildung 5.7(b) entnehmen kann, ist das Verhalten der Resonanzfrequenz der beiden Resonatoren nahezu identisch. Minimale Abweichungen können dadurch begründet werden, dass f_0 bei $T = 2,5 \text{ K}$ nicht exakt der Resonanzfrequenz für $T \rightarrow 0$ entspricht. Zusätzlich befinden sich die Strukturen nicht auf dem selben Chip, sodass die Sprungtemperatur T_c auch variieren kann. Im Gegensatz zu dem induktiv gekoppelten Resonator lässt sich T_c des kapazitiv gekoppelten Resonators mit unserem Messaufbau nicht über DC-Transportmethoden bestimmen. In Abschnitt 5.6 werden wir sehen, dass sich aus dem Kurvenverlauf in Abbildung 5.7(b) die Sprungtemperatur extrahieren lässt. Diese, so sei bereits an dieser Stelle bemerkt, stimmt jedoch nicht mit unserem nach Abschnitt 5.1 bestimmten Wert überein.

Aufgrund dieses Vergleichs wird somit deutlich, dass sich die induktive Kopplung sehr ähnlich zu der kapazitiven Kopplung verhält. Diese Erkenntnis steht im Einklang zu den Beobachtungen anderer Gruppen [29].

5.4 Vergleich mit Niob als supraleitenden Film

Die Diskrepanz zwischen der simulierten Resonanzfrequenz von $f_{0,\text{sim}} = 6,02$ GHz und der gemessenen von $f_{0,\text{exp}} = 4,87$ GHz ist beträchtlich. Aus diesem Grund fertigen wir zur Verifizierung der Geometrie induktiv gekoppelte Resonatoren an, welche statt Niobnitrid als supraleitende Schicht Niob besitzen. Kapazitiv gekoppelte supraleitende Resonatoren wurden bereits vielfach im Institut hergestellt [30, 38] und sind dahingehend optimiert.



(a) Beispielhafter Fit der Resonanzfrequenz bei $T = 2$ K. Die Daten wurden mit einer Fano-Kurve gefittet.

(b) Verlauf der Resonanzfrequenz von Nb.

Abbildung 5.8: Messdaten des induktiv gekoppelten CPW-Resonators mit einem 150 nm dicken supraleitenden Niob-Film.

Aus Abbildung 5.8(b) erhalten wir $f_0 = 6,034$ GHz für $T \rightarrow 0$, dieser Wert deckt sich sehr gut mit den Simulationsergebnissen. Diese berücksichtigen zwar lediglich den geometrischen Anteil, bei Niob ist die kinetische Induktivität jedoch aufgrund der quadratischen Proportionalität zur Londonschen Eindringtiefe von 80 nm [21] wesentlich geringer. Berechnen wir die Resonanzfrequenz analog zu Abschnitt 5.2.1 mit Gleichung (5.2), erhalten wir $f_{0,\text{theo}} = 5,96$ GHz. Dieser Wert deckt sich mit dem gemessenen auch sehr gut, da in der Formel Annäherungen wie eine infinitesimale Schichtdicke stecken und die Werte für ε_{eff} und λ_L auch abweichen können.

Die stark ausgeprägte Asymmetrie der Resonanz in Abbildung 5.8(a) ist sehr auffallend. Analog zu Abschnitt 5.3 fitten wir die Resonanz mit einer Fano-Kurve. Für den Gütefaktor erhalten wir $Q \approx 5 \cdot 10^3 \approx Q_{\text{int}}$. Dieser Wert liegt deutlich unter den erreichbaren Werten für die interne Güte von Nb, allerdings wurde bei diesen Proben ebenso auf eine Antioxidschicht verzichtet. Es gelten somit identische

Argumente wie in Abschnitt 5.2.2, weshalb kein hoher interner Gütefaktor erzielt wurde.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Design und die induktive Kopplung funktioniert. Im Umkehrschluss ist die Vermutung groß, dass die Londonsche Eindringtiefe λ_L der NbN-Dünnschicht wesentlich mehr als 200 nm beträgt. Im folgenden Abschnitt analysieren wir dies quantitativ.

5.5 Ermittlung der Londonschen Eindringtiefe

Mithilfe der im vorangegangenen Abschnitt gewonnenen Erkenntnisse können wir die Größe der Londonschen Eindringtiefe $\lambda_L(T \rightarrow 0) \equiv \lambda_0$ abschätzen. Nehmen wir weiterhin infinitesimal dünne Schichten an, ist die Differenz der Resonanzfrequenzen der Nb- und der NbN-Probe lediglich durch die unterschiedlichen Werte von λ_0 gegeben. Der Verlauf der Resonanzfrequenz lässt sich dann mithilfe von Gleichungen (2.2) und (2.3) über

$$f_0(\lambda_0) = \frac{f_{\text{geo}}}{\sqrt{1 + \frac{L_{l,\text{kin}}(\lambda_0)}{L_{l,\text{geo}}}}} \quad (5.3)$$

ausdrücken. Nehmen wir an, dass der Wert der Londonschen Eindringtiefe des Nb-Resonators etwa dem Literaturwert entspricht, lässt sich zusammen mit der gemessenen Resonanzfrequenz des Nb-Resonators die geometrische Resonanzfrequenz f_{geo} ermitteln. Daraus können wir $\lambda_{0,\text{NbN}}$ bestimmen.

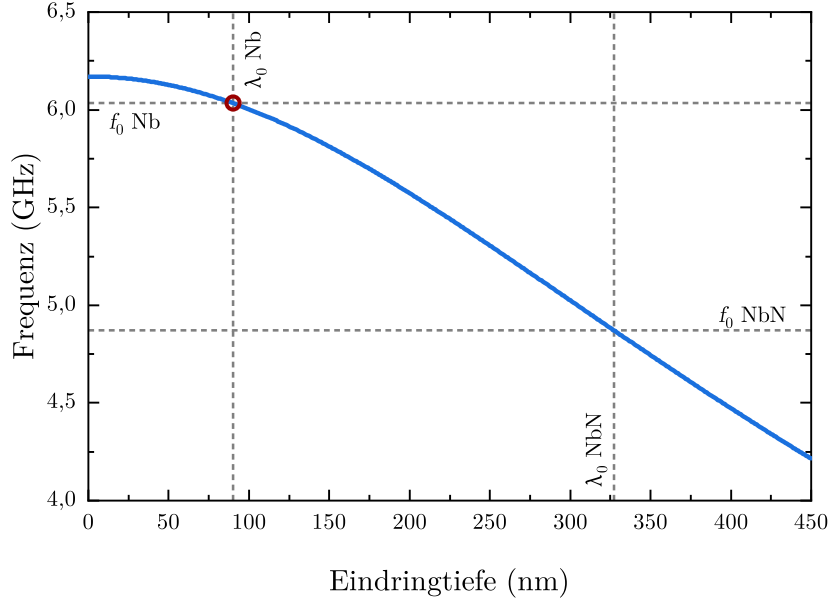


Abbildung 5.9: Verlauf der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Londonschen Eindringtiefe bei $T = 0$ K und $d = 150$ nm.

In Abbildung 5.9 tragen wir horizontal die gemessenen Resonanzfrequenzen auf. Zusätzlich zeichnen wir vertikal für Nb λ_0 ein. Durch den Schnittpunkt der beiden Nb-Achsen (vgl. roter Kreis in Abbildung 5.9) ist der Verlauf der in Blau eingetragenen theoretischen Resonanzfrequenz eindeutig festgelegt. Aus dem Plot entnehmen wir somit durch den Schnittpunkt von $f_{0,\text{NbN}}$ mit dem Verlauf $f_0(\lambda_0)$ eine Eindringtiefe von $\lambda_{0,\text{NbN}} \approx 325$ nm, welche deutlich über dem bereits erwähnten Literaturwert von 200 nm liegt [21].

5.5.1 Variation der Schichtdicke

In Abschnitt 2.1 wurde bereits erläutert, dass in guter Näherung lediglich die kinetische Induktivität eine Abhängigkeit von der supraleitenden Schichtdicke aufweist. Analog zu Gleichung (5.3) gilt also auch der Ausdruck

$$f_0(d) = \frac{f_{\text{geo}}}{\sqrt{1 + \frac{L_{l,\text{kin}}(d)}{L_{l,\text{geo}}}}} \quad (5.4)$$

für den theoretischen Wert der Resonanzfrequenz bei konstanter Londonscher Eindringtiefe λ_0 .

Neben den induktiv gekoppelten NbN-Resonatoren mit einer Schichtdicke von $d = 150$ nm wurden zusätzlich noch Proben mit $d = 50$ nm, 100 nm und 200 nm hergestellt. Die gemessenen Resonanzfrequenzen lassen sich gegen die Schichtdicke auftragen und mit der Funktion (5.4) für $\lambda_0 = 325$ nm vergleichen.

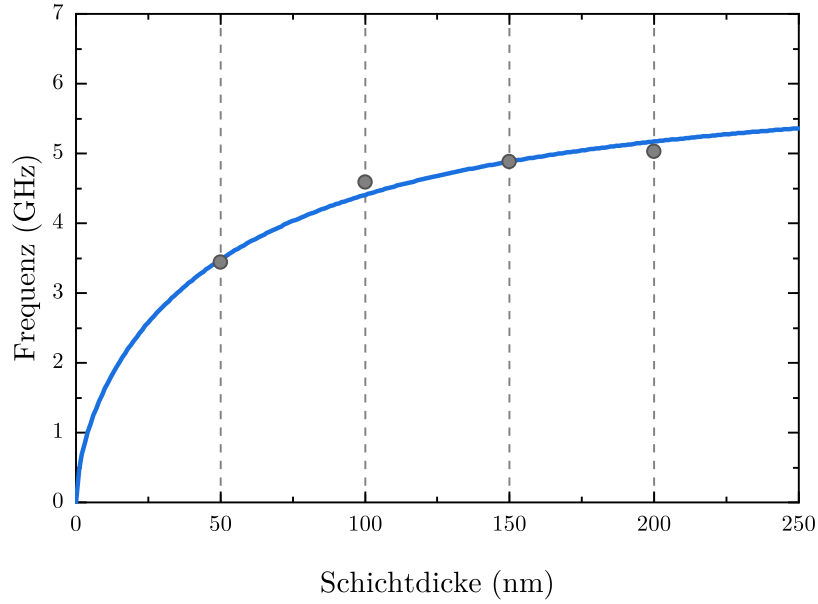


Abbildung 5.10: Verlauf der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Dicke bei $T = 0$ K und $\lambda_0 = 325$ nm. Die gemessenen Werte der Resonanzfrequenzen verschiedener Resonatoren sind als Punkte eingetragen.

Der Verlauf wird durch die Theoriekurve gut beschrieben. Leichte Abweichungen können dadurch erklärt werden, dass die gemessenen Resonanzfrequenzen nicht exakt $T = 0$ entsprechen, da vor allem bei NbN die Änderung der Resonanzfrequenz mit der Temperatur auch bei kleinen Temperaturen nicht vernachlässigbar ist. Zusätzlich ist die Annahme infinitesimal dünner Schichten nur in erster Näherung korrekt. Insgesamt bestätigt dies jedoch die Annahme des hohen Wertes der Londonschen Eindringtiefe.

5.6 Temperaturverlauf der Resonanzfrequenz

Sowohl die geometrische Induktivität als auch Kapazität sind temperaturunabhängige Größen, nicht jedoch die kinetische Induktivität. Diese hängt über die Londonsche Eindringtiefe von der Temperatur ab. Wir tragen wie bereits in Abschnitt 5.3 den Resonanzfrequenzunterschied Δf normiert auf die bei der kleinsten Temperatur gemessenen Resonanzfrequenz $f(T \rightarrow 0) = f_0$ auf.

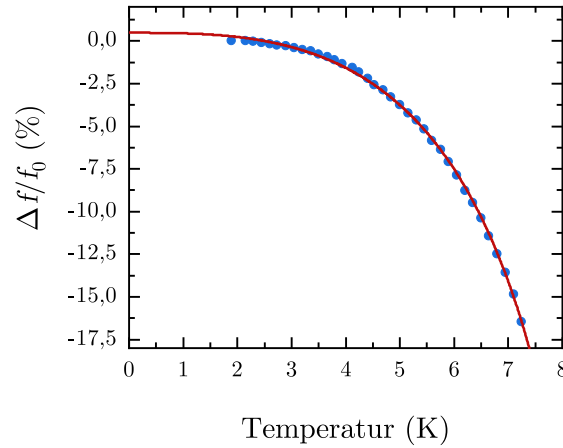


Abbildung 5.11: Verlauf der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Temperatur eines induktiv gekoppelten Resonators mit einer Dicke von $d = 100$ nm NbN. Die Daten wurden mit der Theoriekurve (2.14) für $\gamma = 3$ gefittet.

In Abbildung 5.11 ist der Verlauf eines induktiv gekoppelten Resonators mit 100 nm NbN gezeigt. Wir fitten die Datenpunkte mit Gleichung (2.14), zusätzlich lassen wir noch eine Verschiebung an der Ordinatenachse zu. Dies ist dadurch begründet, dass die Resonanzfrequenz bei $T = 2$ K nicht mit derjenigen bei $T = 0$ K übereinstimmen muss. Aus dem Verlauf wird auch ersichtlich, dass die Steigung $\left. \frac{\partial f}{\partial T} \right|_{T=2\text{K}} \neq 0$ ist. Für die geometrische Induktivität pro Länge verwenden wir den mithilfe von Gleichung (2.4) theoretisch ermittelten Wert von $L_{l,\text{geo}} = 438$ nH/m.

Der gemessene Verlauf der Resonanzfrequenz lässt sich für NbN mit $\gamma = 3$ sehr gut beschreiben. Aus dem Fit erhalten wir eine kinetische Induktivität pro Länge $L_{l,\text{kin}} = 402(18)$ nH/m sowie eine Sprungtemperatur von $T_c = 9,23(4)$ K. Vergleicht man den Wert für $L_{l,\text{kin}}$ mit dem durch Gleichung (2.12) erhaltenen Wert von 421 nH/m, so stimmen diese sehr gut überein. Der Wert für T_c wird hingegen stark unterschätzt, die Messungen nach Kapitel 5.1 ergaben $T_c = 10,74$ K. Für das Verhältnis α der

kinetischen Induktivität zur gesamten Induktivität des Resonators erhalten wir

$$\alpha = \frac{L_{l,\text{kin}}(0)}{L_{l,\text{geo}} + L_{l,\text{kin}}(0)} = 0,479. \quad (5.5)$$

Der kinetische Anteil entspricht folglich fast dem geometrischen Anteil.

Für eine Dicke von 150 nm NbN ergibt sich aus dieser Fitting-Methode ein Wert von $L_{l,\text{kin}} = 271(12)$ nH/m. Dieser deckt sich ebenfalls sehr gut mit theoretisch zu erwartendem Wert von 261 nH/m. Das Verhältnis errechnet sich zu $\alpha = 0,382$.

Für Schichten < 100 nm weichen die durch Fits ermittelten Werte von $L_{l,\text{kin}}$ zunehmend von den theoretisch berechneten ab. Im Fall eines 50 nm dünnen NbN-Films ergibt sich aus dem Fit ein Wert von $L_{l,\text{kin}} = 642(44)$ nH/m, wohingegen wir nach Gleichung (2.12) 940 nH/m erwarten.

5.6.1 Verlauf für Nb

Wir analysieren zum Vergleich in analoger Weise den Verlauf des induktiv gekoppelten Resonators mit dem 150 nm dicken Nb-Film.

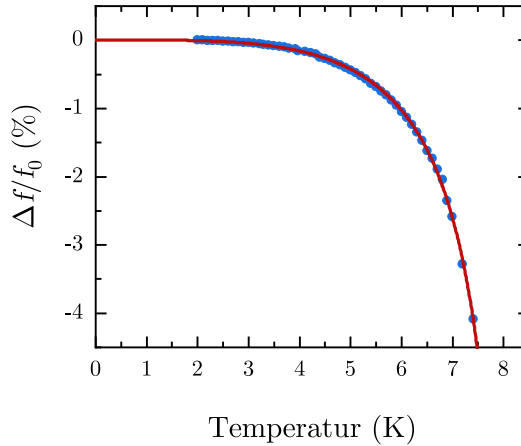


Abbildung 5.12: Verlauf der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Temperatur eines induktiv gekoppelten Resonators mit einer Dicke von $d = 150$ nm Nb. Die Daten wurden mit der Theoriekurve der Resonanzfrequenz für $\gamma = 4$ gefittet.

Im Gegensatz zu NbN lässt sich der in Abbildung 5.12 gezeigte Verlauf sehr gut mit $\gamma = 4$ fitten. Für die kinetische Induktivität pro Länge erhalten wir aus dem Fit $L_{l,\text{kin}} = 29,1(5)$ nH/m – dieser Wert ist um nahezu eine Größenordnung kleiner als die kinetische Induktivität des vergleichbaren Resonators mit einer 150 nm dünnen

NbN-Schicht. Für das Verhältnis zur gesamten Induktivität ergibt sich $\alpha \approx 0,062$, ein um den Faktor 6 kleinerer Wert verglichen mit NbN.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Bachelorarbeit war die Analyse induktiv gekoppelter supraleitender CPW-Resonatoren aus NbN-Dünnschichten. Hierzu wurden zu Beginn zwei verschiedene, an den Materialeigenschaften angepasste Resonatorgeometrien vorgestellt. Zusätzlich wurde ein Prozess zur Probenherstellung im Lift-off-Verfahren entwickelt, welcher eine sehr geringe Anzahl an Prozessschritten benötigt. Die induktiv gekoppelten Resonatoren sind mit einer kapazitiven Kopplung verglichen worden, um die Funktionsweise zu bestätigen. Im Vergleich mit einem induktiv gekoppelten Nb-Resonator konnten wir außerdem zeigen, dass die Londonsche Eindringtiefe unserer NbN-Dünnschichten mit $\lambda_L \approx 325 \text{ nm}$ weit über dem Literaturwert von 200 nm [21] liegt. Durch Variieren der Schichtdicke konnte dieser Wert validiert werden. Abschließend wurde der Temperaturverlauf der Resonanzfrequenz analysiert, wodurch für NbN ein empirischer Verlauf der Londonschen Eindringtiefe $\propto (1 - (T/T_c)^3)^{-1/2}$ festgestellt wurde.

Eine große Möglichkeit, die sich durch das induktiv gekoppelte Design ergibt, wurde in Kapitel 5 nicht behandelt – durch die räumliche Verbindung des Resonators mit den Kontakten ist es möglich, Gleichstrom durch die Struktur zu schicken. Damit ist es möglich, die Anzahl der Cooper-Paare zu beeinflussen und somit die Resonanzfrequenz zu steuern [20]. Voraussetzung dafür ist, Gleichstrom in der Größenordnung des kritischen Stromes I_c der supraleitenden Schicht anzulegen. Unsere Proben sind dafür jedoch ungeeignet, da wir bei einer Schichtdicke von 15 nm mit $I = 5 \text{ mA}$ nicht I_c erreichen. Bei solch hohen Strömen konnte allerdings ein Aufheizen der Region um den Resonator beobachtet werden, was aufgrund der hohen Temperatursensitivität der Londonschen Eindringtiefe unerwünscht ist. Um den Querschnitt und dadurch I_c weiter zu verringern, muss die Breite $w = 20 \mu\text{m}$ stark verringert werden. Dies setzt ab einer gewissen Grenze allerdings auch präzisere Fabrikationsschritte voraus. Eine Breite von beispielsweise $w = 5 \mu\text{m}$ setzt einen Abstand $s \approx 3 \mu\text{m}$ für 50Ω Impedanz voraus. Zusätzlich ist ein wesentlich höherer Q-Faktor von Vorteil, um geringe Verschiebungen der Resonanzfrequenz messen zu können. Aufgrund von Impedanz-Fehlanpassungen erhalten wir Oszillationen mit einer deutlich messbaren Amplitude. Ist die Halbwertsbreite FWHM in der Größenordnung der Frequenz dieser Oszillationen, beeinflussen diese die Fits deutlich. Für einen besseren Gütefaktor muss die Qualität des NbN erhöht werden, was vermutlich durch eine Fabrikation

mit reaktivem Ionenätzen erreicht werden kann – dies erlaubt feinere Strukturanten und das Deponieren von NbN bei 400 °C.

Um zu garantieren, dass der Gleichstrom durch die Probe fließt, ließen sich die induktiven Kopplungen durch Bragg-Spiegel ersetzen, wodurch der Strom aufgrund einer fehlenden physischen Verbindung nicht über die Grundplatten abfließen kann. Ein solches Design wurde beispielsweise von Sigillito u. a. realisiert [39].

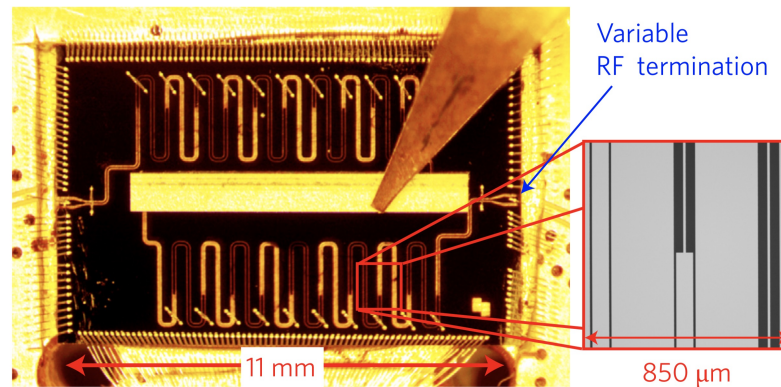


Abbildung 6.1: Resonator-Design von Sigillito u. a. mit Bragg-Spiegeln. Die Bragg-Spiegel befinden sich als Mäanderstrukturen in der oberen und unteren Hälfte der Probe, der Resonator liegt unter dem Substrat [39].

Analog zu den obigen Begründungen ist es jedoch nur sinnvoll, dieses Design mit einem sehr geringem Querschnitt und einer hohen Güte zu fabrizieren, um sensible Messungen durchführen zu können.

Fließt der Gleichstrom über die Kopplungsinduktivitäten ab, lässt sich durch die Variation der Cooper-Paardichte die Stärke der Kopplung κ_{ext} steuern. Im übergekoppelten Bereich lässt sich somit der gesamte Gütefaktor des Resonators regeln. Eine solche Eigenschaft bietet große Möglichkeiten für Quanten-Speicherkonzepte. Mit hohen Güten erreicht man lange Lebensdauern einzelner Photonen in dem Resonator, sprich Information kann über längere Zeiten gespeichert werden. Durch Absenken des Gütefaktors lässt sich die Information einfach auslesen. Um dies zu realisieren, muss jedoch die interne Güte des NbN-Si-Systems bedeutend erhöht werden.

Anhang A

Detaillierte Angaben zur Herstellung

Es werden die in Kapitel 4.1 erwähnten Herstellungsschritte im Detail besprochen, um die im Rahmen der Bachelorarbeit angefertigten Proben reproduzieren zu können. Im Folgenden bezeichnen wir Aceton, welches auf einer 70 °C heißen Heizplatte erhitzt wird und bereits heiß ist, als warmes Aceton. Aceton bei Raumtemperatur bezeichnen wir als kaltes Aceton. Sofern nicht anders erwähnt, handelt es sich bei dem verwendeten Aceton um p.a.-Aceton.

A.1 Probenreinigung

Zu Beginn muss der Silizium-Chip gereinigt und sein Schutzfilm entfernt werden. Dazu wird die Probe für etwa 3 Minuten in warmes technisches Aceton gegeben und danach mit dem Becherglas in ein Ultraschallbad auf höchster Stufe (9) für eine Dauer von 2 Minuten. Das Substrat kommt aus dem Ultraschallbad in ein Becherglas mit warmem Aceton, danach in eines mit kaltem Aceton und zuletzt in eines mit Isopropanol (IPA). Mit einer Stickstoffpistole wird es von IPA-Spuren befreit. Die Probenoberfläche muss für die folgenden Schritte komplett frei von Verunreinigungen sein, was unter dem Mikroskop überprüft wird. Ist dies der Fall, wird sie bei 200 °C auf der Heizplatte für etwa 4 min ausgebacken.

A.2 Belackung

Die komplett reine Probe wird im nächsten Schritt belackt. Wir befestigen den Chip in einer Rotationsbeschichtungsanlage, in welcher wir ihn erneut mit Stickstoff reinigen, um Staubpartikel auf der Oberfläche zu vermeiden. Zeitgleich mit der Zugabe von etwa 2 Tropfen des Negativ-Lacks ma-N 2403 starten wir das Programm „MP4000rpm“, welches bei einer Ramprate von 1000 s^{-1} mit 4000 rpm für eine Minute rotiert. Dadurch erhält die Probe eine Schichtdicke von etwa 250 nm [31]. Ist der innere Bereich des Substrats nicht komplett homogen im Farbton, deutet dies auf eine Variation der Lackdichte hin. In diesem Fall muss sie mit warmem Aceton erneut gereinigt werden. Der gleichmäßig aufgetragene Lack wird bei 90 °C für eine Minute

ausgehärtet, und Gold-Nanopartikel werden in den Ecken des Chips aufgebracht. Diese werden im nächsten Schritt zur Fokussierung benötigt.

A.3 Elektronenstrahlolithografie

Als Nächstes wird die Probe mittels Elektronenstrahlolithografie in der Anlage NanoBeam nB5 geschrieben, diese hat eine potentielle Auflösung von unter 8 nm [33]. Die in Kapitel 3.1 vorgestellten Designs konvertieren wir in lesbare .pat-Files, welche die zu schreibenden Strukturen angeben. Da wir einen Negativ-Lack verwenden, werden genau die Teile geschrieben, welche nachher keine supraleitende Filmschicht besitzen. Dadurch wird die Schreibzeit erheblich reduziert. Zur Fokussierung des Elektronenstrahls auf die Probe werden die im vorherigen Schritt angebrachten Gold-Nanopartikel verwendet. Geschrieben wird der Chip mit einer Stromstärke von 7 bis 9 nA und einer Dosis von $2,2 \text{ C/m}^2$, wobei nur eine $0,5 \mu\text{m}$ dünne Randschicht der zu schreibenden Strukturen mit 100 % Leistung bestrahlt wird, der Rest wird mit 80 % geschrieben. Dadurch erhoffen wir uns einen stärkeren Undercut-Effekt.

A.4 Entwicklung

Im darauffolgenden Schritt entwickeln wir die Probe, sprich es werden die nicht geschriebenen Strukturen entfernt. Da dieser Prozess sehr sensitiv ist, werden die Umgebungsbedingungen so reproduzierbar wie möglich gewählt: in ein Becherglas werden etwa 50 ml des Entwicklers ma-D 525 gegeben, welches auf einem Magnetrührer platziert wird. Die Rotationsgeschwindigkeit des Rührfisches wird auf 170 rpm gesetzt, um eine konstante Strömung zu erzeugen. Die Probe halten wir dann waagrecht für exakt 55 s auf halber Höhe in das Becherglas, ohne sie zu bewegen. Danach geben wir sie unmittelbar in ein Becherglas gefüllt mit destilliertem Wasser, um den Entwicklungsprozess zu stoppen, und in ein weiteres Wasserglas, um eine geringe Entwicklerkonzentration sicherzustellen. Die Probe wird anschließend mit der Stickstoffpistole gereinigt, um Wasserrückstände zu verhindern.

A.5 Sputtern

Wir bauen die Probe in der Ultrahochvakuum-Sputterdepositionsanlage namens „Superbowl“ ein, in welcher wir die Probe besputtern. Als Inertgas wird dabei Argon verwendet. Da Niob ein leitendes Material ist, wird der Prozess durch Anlegen einer Gleichstromspannung zwischen dem Kathodentarget und dem Anodenring realisiert (DC-Sputtern). Da wir Niobnitrid deponieren wollen, wird zusätzlich zu dem Argon noch Stickstoffgas eingeleitet. Dieses bildet in dem Plasma Radikale, welche mit dem gesputterten Niob reagieren. Dieser Prozess ist für etwa 400°C optimiert. Es

befindet sich jedoch zum Zeitpunkt des Sputterns der negative Lack – ein Polymer – auf unserer Probe, welcher bei diesen Temperaturen offensichtlich schmelzen würde. Aus diesem Grund deponieren wir NbN bei Raumtemperatur.

A.6 Lift-off

Im letzten Schritt müssen wir die Lackreste zusammen mit dem darauf angelagertem NbN entfernen. Hierzu gibt man die Probe in ein Becherglas gefüllt mit warmem Aceton. Über einen Zeitraum von etwa 45 Minuten bis einer Stunde wechseln wir circa alle 20 Minuten das Aceton, wobei bei dem Proben transfer sichergestellt werden muss, dass die Probe immer mit Aceton benetzt ist. Zusätzlich lassen sich mit einer Pipette Strömungen über den Strukturen erzeugen, sodass sich der Lack schneller löst. Befinden sich nach diesem Vorgehen noch Reste von NbN auf den geschriebenen Strukturen, geben wir die Probe für wenige Sekunden, maximal eine halbe Minute, in das Ultraschallbad auf der leichtesten Stufe. Dieser Prozess entfernt sehr effektiv Reste, kann jedoch auch kleinere Strukturen beschädigen, welche nur sehr wenige Mikrometer groß sind.

Literatur

- [1] J. Moser, J. Güttinger, A. Eichler, M. J. Esplandiu, D. E. Liu, M. I. Dykman und A. Bachtold, “Ultrasensitive force detection with a nanotube mechanical resonator”, *Nature Nanotechnology* **8**, 493 (2013).
- [2] J. Chaste, A. Eichler, J. Moser, G. Ceballos, R. Rurali und A. Bachtold, “A nanomechanical mass sensor with yoctogram resolution”, *Nature Nanotechnology* **7**, 301 (2012).
- [3] A. de Waard, L. Gottardi, J. van Houwelingen, A. Shumack und G. Frossati, “MiniGRAIL, the first spherical detector”, *Classical and Quantum Gravity* **20**, 143 (2003).
- [4] T. Wangler, *RF Linear Accelerators* (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 2008).
- [5] M. W. Sigrist, *Laser: Theorie, Typen und Anwendungen* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2018).
- [6] A. Schweiger und G. Jeschke, *Principles of pulse electron paramagnetic resonance* (Oxford University Press, Oxford, 2001).
- [7] C. Poole, *Electron Spin Resonance: A Comprehensive Treatise on Experimental Techniques* (Dover Publications Inc., Mineola, 1997).
- [8] P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, A. Vayonakis und J. Zmuidzinas, “A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays”, *Nature* **425**, 817 (2003).
- [9] T. Niemczyk, F. Deppe, H. Huebl, E. P. Menzel, F. Hocke, M. J. Schwarz, J. J. Garcia-Ripoll, D. Zueco, T. Hümmer, E. Solano, A. Marx und R. Gross, “Circuit quantum electrodynamics in the ultrastrong-coupling regime”, *Nature Physics* **6**, 772 (2010).
- [10] M. Mariantoni, H. Wang, T. Yamamoto, M. Neeley, R. C. Bialczak, Y. Chen, M. Lenander, E. Lucero, A. D. O’Connell, D. Sank, M. Weides, J. Wenner, Y. Yin, J. Zhao, A. N. Korotkov, A. N. Cleland und J. M. Martinis, “Implementing the Quantum von Neumann Architecture with Superconducting Circuits”, *Science* **334**, 61 (2011).

- [11] A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R. S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin und R. J. Schoelkopf, “Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics”, *Nature* **431**, 162 (2004).
- [12] F. Deppe, M. Mariantoni, E. P. Menzel, A. Marx, S. Saito, K. Kakuyanagi, H. Tanaka, T. Meno, K. Semba, H. Takayanagi, E. Solano und R. Gross, “Two-photon probe of the Jaynes–Cummings model and controlled symmetry breaking in circuit QED”, *Nature Physics* **4**, 686 (2008).
- [13] A. Megrant, C. Neill, R. Barends, B. Chiaro, Y. Chen, L. Feigl, J. Kelly, E. Lucero, M. Mariantoni, P. J. J. O’Malley, D. Sank, A. Vainsencher, J. Wenner, T. C. White, Y. Yin, J. Zhao, C. J. Palmstrøm, J. M. Martinis und A. N. Cleland, “Planar superconducting resonators with internal quality factors above one million”, *Applied Physics Letters* **100**, 113510 (2012).
- [14] R. Narkowicz, D. Suter und R. Stonies, “Planar microresonators for EPR experiments”, *Journal of Magnetic Resonance* **175**, 275 (2005).
- [15] W. J. Wallace und R. H. Silsbee, “Microstrip resonators for electron-spin resonance”, *Review of Scientific Instruments* **62**, 1754 (1991).
- [16] M. Göppl, A. Fragner, M. Baur, R. Bianchetti, S. Filipp, J. M. Fink, P. J. Leek, G. Puebla, L. Steffen und A. Wallraff, “Coplanar waveguide resonators for circuit quantum electrodynamics”, *Journal of Applied Physics* **104**, 113904 (2008).
- [17] L. Frunzio, A. Wallraff, D. Schuster, J. Majer und R. Schoelkopf, “Fabrication and characterization of superconducting circuit QED devices for quantum computation”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **15**, 860 (2005).
- [18] J. K. A. Everard und K. K. M. Cheng, “High performance direct coupled bandpass filters on coplanar waveguide”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **41**, 1568 (1993).
- [19] A. Vogt und W. Jutzi, “An HTS narrow bandwidth coplanar shunt inductively coupled microwave bandpass filter on LaAlO/sub 3/”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **45**, 492 (1997).
- [20] A. J. Annunziata, D. F. Santavica, L. Frunzio, G. Catelani, M. J. Rooks, A. Frydman und D. E. Prober, “Tunable superconducting nanoinductors”, *Nanotechnology* **21**, 445202 (2010).
- [21] R. Gross und A. Marx, *Festkörperphysik* (Walter de Gruyter GmbH & Co KG, Berlin, 2018).
- [22] D. Pozar, *Microwave Engineering* (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 2011).

- [23] S. Gevorgian, L. J. P. Linner und E. L. Kollberg, “CAD models for shielded multilayered CPW”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques **43**, 772 (1995).
- [24] J. Goetz, F. Deppe, M. Haeberlein, F. Wulschner, C. W. Zollitsch, S. Meier, M. Fischer, P. Eder, E. Xie, K. G. Fedorov, E. P. Menzel, A. Marx und R. Gross, “Loss mechanisms in superconducting thin film microwave resonators”, Journal of Applied Physics **119**, 015304 (2016).
- [25] M. Bertke, G. Hamdana, W. Wu, H. S. Wasisto, E. Uhde und E. Peiner, “Analysis of asymmetric resonance response of thermally excited silicon microcantilevers for mass-sensitive nanoparticle detection”, Journal of Micromechanics and Microengineering **27**, 064001 (2017).
- [26] K. Watanabe, K. Yoshida, T. Aoki und S. Kohjiro, “Kinetic inductance of superconducting coplanar waveguides”, Japanese Journal of Applied Physics **33**, 5708 (1994).
- [27] J. M. Pond, K. R. Carroll, J. S. Horwitz, D. B. Chrisey, M. S. Osofsky und V. C. Cestone, “Penetration depth and microwave loss measurements with a YBa₂Cu₃O_{7- δ} /LaAlO₃/YBa₂Cu₃O_{7- δ} trilayer transmission line”, Applied Physics Letters **59**, 3033 (1991).
- [28] R. Simons, *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems* (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 2001).
- [29] D. Bothner, M. Knufinke, H. Hattermann, R. Wölbing, B. Ferdinand, P. Weiss, S. Bernon, J. Fortágh, D. Koelle und R. Kleiner, “Inductively coupled superconducting half wavelength resonators as persistent current traps for ultracold atoms”, New Journal of Physics **15**, 093024 (2013).
- [30] P. Natzkin, ‘Superconducting Microwave Resonator Designs for Electron Spin Resonance Applications’, Masterarbeit (Technische Universität München & Walther-Meißner-Institut für Tieftemperaturphysik, Garching, 2017).
- [31] *ma-N 2400 and mr-EBL 6000 - Negative Tone Photoresists*, micro resist technology GmbH, (2018) https://www.microresist.de/sites/default/files/download/PI_ma-N_2400_mr-EBL_6000_2015_0.pdf.
- [32] Z. Cui, ‘Nanofabrication: Principles, Capabilities and Limits’, (Springer International Publishing, Basel, 2017).
- [33] *NanoBeam nB5*, (2012) http://www.nanobeam.co.uk/index.php?option=com_content&view=article&id=26&Itemid=48 (besucht am 03.07.2019).
- [34] B. T. Matthias, T. H. Geballe und V. B. Compton, “Superconductivity”, Rev. Mod. Phys. **35**, 1 (1963).

- [35] M. Reichert, ‘Hochwertige supraleitende Dünnschichten für fortgeschrittene Spintronik’, Bachelorarbeit (Technische Universität München & Walther-Meißner-Institut für Tieftemperaturphysik, Garching, 2018).
- [36] K. S. Keskar, T. Yamashita und Y. Onodera, “Superconducting Transition Temperatures of R. F. Sputtered NbN Films”, *Japanese Journal of Applied Physics* **10**, 370 (1971).
- [37] G. Jouve, C. Séverac und S. Cantacuzène, “XPS study of NbN and (NbTi)N superconducting coatings”, *Thin Solid Films* **287**, 146 (1996).
- [38] C. Zollitsch, ‘Single Excitation Transfer in the Quantum Regime: A Spin-Based Solid-State Approach’, Dissertation (Technische Universität München & Walther-Meißner-Institut für Tieftemperaturphysik, Garching, 2016).
- [39] A. J. Sigillito, A. M. Tyryshkin, T. Schenkel, A. A. Houck und S. A. Lyon, “All-electric control of donor nuclear spin qubits in silicon”, *Nature Nanotechnology* **12**, 958 (2017).

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei allen Leuten bedanken, die diese Arbeit ermöglichten. Ein besonderer Dank geht hierbei an:

Prof. Dr. Rudolf Gross für die Möglichkeit, meine Bachelorarbeit am Walther-Meißner-Institut zu verfassen.

PD Dr. Hans Hübl, welcher mein Interesse für das spannende Thema der supraleitenden Mikrowellenresonatoren wecken konnte.

Stefan Weichselbaumer für die angenehme Betreuung meiner Arbeit. Diese beschränkte sich nicht nur auf die großartige Unterstützung beim Messen der Resonatoren sowie die Hilfe & Geduld beim Verfassen der Bachelorarbeit, sondern umfasste auch das Füllen des Kryostats an Wochenenden.

Dr. Natalie Segercrantz für das Betreuen in den ersten Monaten, die Einführung in die Simulation & Fabrikation supraleitender CPW-Resonatoren, sowie für sehr viele interessante Gespräche, welche (manchmal) physikalischen Ursprungs waren.

Manuel Müller und Andreas Faltermeier, welche mir den Umgang mit der „Superbowl“-Anlage beibrachten und mir bei vielen Problemen bezüglich des NbN halfen.

Dr. Stephan Geprägs für das Herstellen der (leicht verfluchten) Niob-Proben.

Allen weiteren Mitarbeitern des Walther-Meißner Instituts für die angenehme Arbeitsatmosphäre und Unterstützung, sowie für das konsequente Auffüllen des ACE-Saft-Vorrats.

Zu guter Letzt an meine Familie, für die bedingungslose Förderung meines Studiums.