

論文概要

提出日 2019年2月19日

専攻 物理・数理学科

指導教員 北野 晴久教授

学籍番号 15115062

氏名 小松 優基

論文題目 空洞量子電磁力学実験のためのマイクロ波空洞共振器の設計

論文要旨

量子コンピューターに使われる量子ビットの有力候補の一つに「超伝導回路」によるものがある。超伝導回路ではジョセフソン接合を用いて量子もつれ状態を実現しているが、情報の保存時間であるコヒーレンス時間が現在数十マイクロ秒程度であり、0.1K以下の極低温下でしか動作しないなどの課題も多い。北野研究室では、2015年度の修士論文研究の成果から、固有ジョセフソン接合(IJJ)素子の高次スイッチ現象において、41.5GHzのマイクロ波照射下でスイッチング電流分布の二重ピーク構造が観測され、離散化したエネルギー準位の形成が示唆された。本研究では高温超伝導体のIJJを用いた超伝導量子ビットの高音動作実現を目指し、40GHz領域で空洞量子電磁力学実験(cavity QED)を行うためのマイクロ波空洞共振器の設計を電磁界解析シミュレータ(MW-Studio,CST社)を用いて行った。特に、同軸ケーブルとの結合を考慮し37~51GHzの周波数範囲で共振周波数を連続的に変化させる機能を持った共振器の設計ができた。今後の課題として、より高いQ値になるように、電磁場の結合方法を最適化していくことが必要となる。また、シミュレーションのみでは微小な試料を入れた際の応答までは計算できないため、今回試したモデルを元に空洞共振器を試作し、共振器特性を評価していく必要がある。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	研究背景	3
1.2	予備知識	5
第 2 章	研究目的	7
2.1	昨年度の研究成果	7
2.2	昨年度の課題	8
2.3	本研究の目的	8
第 3 章	電磁界解析	9
3.1	電磁界シミュレータ	9
3.2	シミュレーションの基本設定	10
第 4 章	結果と考察	11
4.1	誘電体の挿入効果	11
4.2	同軸ケーブルとの結合と試料位置を考慮したモデル	13
第 5 章	結論と今後の展望	18
5.1	結論	18
5.2	今後の展望	18
参考文献		20

第1章

序論

1.1 研究背景

量子コンピューターの課題

近年、量子コンピューターが話題に上がるが多くなってきた。量子コンピューターは超並列計算機とも呼ばれ、因数分解、最適化計算に優れる。同時に話題になっている AI（ディープラーニング）はビックデータなどを対象に最適化問題に応用されるため、量子コンピューターとの相性が良いこともその一因であると考えられる。既に商用化された量子コンピュータもあるが、まだまだ課題が多い。量子コンピューターの情報担体である量子ビットには量子性を破壊せず制御できる仕組みが必要だが、現在それができる仕組みは少なく、実用化には様々な制約がある。その中で最も有力だと言われているものが「超伝導回路」による量子ビットである。超伝導回路ではジョセフソン接合を用いて量子もつれ状態を実現しているが、情報の保存時間であるコヒーレンス時間が現在数十マイク秒程度であり、極低温下でしか動作しないなどの課題も多い。北野研究室では、その課題解決に向けて高温超伝導体の固有ジョセフソン接合 (IJJ:Intrinsic Josephson Junction) を用いた超伝導量子ビットの実現を目指している。

ジョセフソン接合

二つの超伝導体が弱く結合した接合をジョセフソン接合と呼ぶ。超伝導状態では、2つの電子が引力相互作用によりクーパー対を形成し、巨視的な数のクーパー対の状態が重ね合わされて、超伝導基底状態が記述されることになる。この基底状態を記述する関数を巨視的波動関数と呼ぶ。ジョセフソン接合では2つの（巨視的波動関数の位相が異なる）超伝導体間に薄い絶縁体を挟むなどして弱く結合させることにより、接合間にトンネル電流が流れる現象（ジョセフソン効果）が見られる。

Fig.1.1 にジョセフソン接合の模式図を示す。



Fig. 1.1 ジョセフソン接合の模式図

2つの超伝導体の巨視的波動関数の位相差を $\Delta\theta$ とすると、そこに流れる超伝導電流 I は以下のように記述できる。

$$I = I_c \sin \Delta\theta \quad (1.1)$$

固有ジョセフソン接合

超伝導物質の中には、その物質内部に絶縁体と超伝導体が非常に薄い層状に重なっている構造をもつ層状超伝導体が存在する。そのような構造は結晶構造に固有なジョセフソン接合と見なすことができる。これを固有ジョセフソン接合と呼ぶ。以下にその例として、銅酸化物高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_y$ (以下、Bi2212と略記) の結晶構造を Fig1.2 示す [1]。

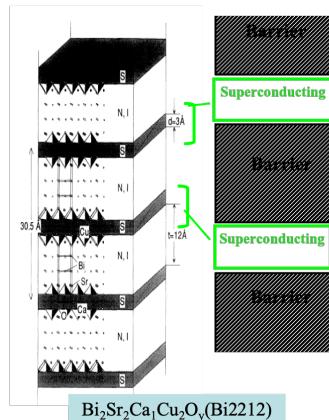


Fig. 1.2 Bi2212 の層状構造

北野研究室では、Bi2212 系固有ジョセフソン接合の研究を行っている。一例として、2015 年度の修士論文研究（高橋優作氏）[2] では、Bi2212 単結晶から作製された固有ジョセフソン接合素子に 41.5GHz のマイクロ波を照射した際電圧状態へスイッチする電流の確率分布に 2 重ピーク構造が観測された。このことから巨視的量子トンネル状態への移行と離散化量子準位の形成が示唆された。このほかにも、北野研の過去の研究では 40~60GHz 程度のマイクロ波照射で、同様の離散化順位の形成が観測された。

しかし固有ジョセフソン接合素子は、人工的に作製したジョセフソン素子とは異なり、実際に測定するまで離散化準位の形成が観測できるマイクロ波周波数がわからない。これは人工的ジョセフソン接合における回路定数が、固有ジョセフソン接合では物質定数に支配され、素子設計の自由度が制限されるためである。したがって、素子作成後にどの程度のエネルギー準位を有しているか調べるための方法が必要である。今回は空洞共振器を用いてその準位を調べることを目指す。

1.2 予備知識

マイクロ波空洞共振器

マイクロ波とは周波数が数 GHz から数十 GHz ほどの領域にある電磁波で、波長が電波より短く、遠赤外線より長い領域にある電磁波である。

一般に、高周波電流の流れている導体の周囲には電流を囲む円周方向に磁界 H 、あるいは磁束密度 $B = \mu H$ (μ は媒質の透磁率) の磁束が生じる。これは電磁気学におけるアンペールの法則として知られている現象である。この磁束は、電流の周波数によって変化するため、ファラデーの電磁誘導則より、磁束に垂直な方向に電界 E 、あるいは電束密度 $D = \epsilon E$ (ここで ϵ は媒質の誘電率) で与えられる時間的に変化する電束が生じる。このような電束の変化はそこに電流が流れていると同等に考えてよいため、再び新たな磁界が発生する。このようにして、伝搬していく波を電磁波と呼んでいる。電磁波は真空中でも伝搬する。

ある形状の管の中に音波を伝播させると特定の周波数で大きな音がなる現象は共振現象と呼ばれ、管楽器など身近なところにも応用されている馴染みの深い現象であるが、マイクロ波でも同様な現象が起こる。一般に完全導体で閉じられた中空の箱の中でマイクロ波を照射すると、電磁場エネルギーが箱の中に蓄えられ、特定の周波数で電磁界振幅が増大する共振現象が起きる。この中空の箱のことを空洞共振器と呼び、共振時の周波数を共振周波数と呼ぶ。一般に空洞共振器の共振周波数は、閉じられた空間を表す境界条件の下、マクスウェル方程式の固有値解として与えられ、空洞の形や大きさに依存して複数の固有値を持つことが知られている。

境界のない自由空間での電磁波は、進行方向に対して垂直な向きに電磁界が発生するため、TEM モード (TEM:Transverse Electro-Magnetic Wave, TEM 波とも) と呼ばれる。一方、空洞共振器では、内部構造と固有値によって定まる定在波が特定の方向にできるような固有モードを持つ。簡単のため、導波管(完全導体の中空の筒)内の伝播モードを考える。導体壁で囲まれた導波管中を電磁波が伝搬していく場合、導体面における境界条件(電界は導体面に垂直、磁界は平行)から、TEM 波の伝播は不可能である。進行方向を z とすると境界条件を満たして z 方向に進行することができるモードとして次の 2 つが存在する。電界の進行方向成分 E_z はゼロであるが、磁界の進行方向成分 H_z は存在する電磁波のことを TE 波 (Tranceverse Electric Wave)、逆に H_z はゼロであるが、 E_z は存在する電磁波のことを TM 波 (Tranceverse Magnetic Wave) と呼び、導波管内ではこの 2 つのモードが伝播する。

空洞共振器では導波管とは異なり、進行方向という概念は存在しない。そのため、本研究では直方体食うフォウの 3 辺の長さ x, y, z のうち、 $y < x < z$ となるように長さを設定し、 z を進行方向成分とみてモードの同定を行った。方形空洞共振器の共振周波数は以下の式 (1.2) で決まる。ここで、 a, b, l は図 1.3 に示す直方空洞の各辺長、 m, n, p は a, b, l の各方向成分の腹の数を示す整数である。方形空洞共振器の場合、 a, b, l と m, n, p が同一の TE モードと TM モードは互いに縮退している。

$$\frac{1}{\lambda} = \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2 + \left(\frac{p}{2l}\right)^2 \quad (1.2)$$

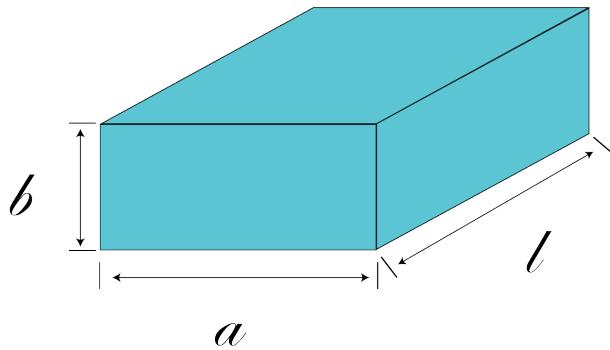


Fig. 1.3 方形空洞共振器

空洞量子電磁力学実験

Fig1.4 のように共振器内に单一原子を置き、内部の原子と電場の間の電気双極子結合を利用して、单一量子システムを制御する物理を c-QED(*cavity – QuantumElectroDynamics*) と呼ぶ。超伝導量子ビットは人工的に作られた原子系とみなせるので、光子→マイクロ波（共振器内の 1 モード）、原子→人工原子（超伝導量子ビット）に置き換えたシステムが調べられている。人工的ジョセフソン接合を用いた c-QED 実験は、マイクロ波共振器が平面回路で作製されるため circuit-QED とも呼ばれる。

第2章

研究目的

2.1 昨年度の研究成果

昨年度は、空洞共振器に誘電体を挿入した際の共振周波数の変化を調べていた [6]。Fig2.1 に昨年度の計算結果を再現した結果を示す。ここでは mm,mm,mm の方形空洞を使用し、挿入した誘電体の誘電率は 100、大きさはの円筒形、グラフに示された h は誘電体の空洞内部への挿入長を示す。その結果誘電体を挿入すると、共振周波数を減少できることがわかった。

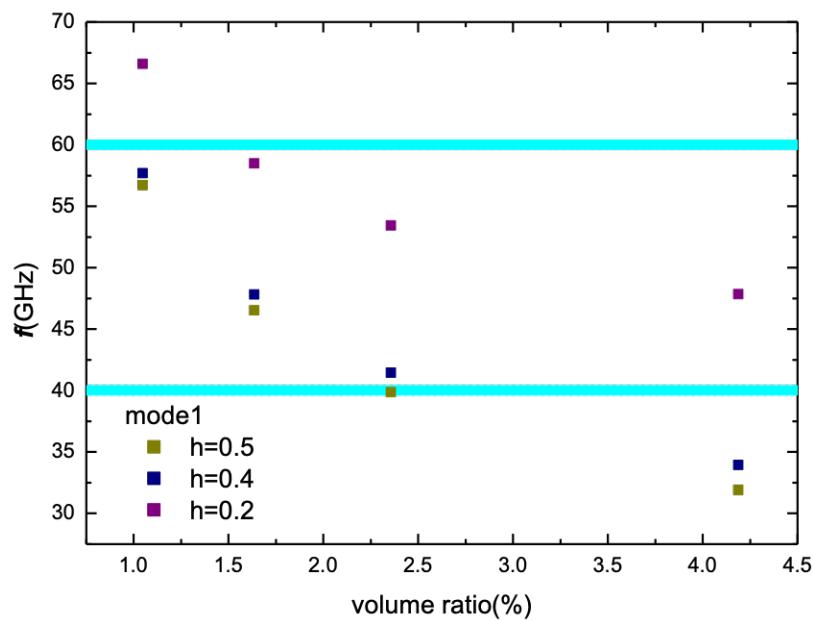


Fig. 2.1 誘電体挿入時の共振周波数変化

2.2 昨年度の課題

昨年度の研究 [6] では、誘電体を挿入すると共振周波数が下がる効果が観測されたが、以下の 3 点が不明瞭なため実用的な（実現可能な）モデルとは言えない。

共振周波数の調整方法

昨年度使用していた誘電体の誘電率は 100 程度であり、マイクロメータを使用して共振周波数を調整したとしても、細かく共振周波数を制御できる仕様ではない。また、シミュレーションの実施パターンが共振器と誘電体の形状（方形か円筒形か）による違い程度で検証数が少なく、具体的な共振周波数調整方法が不明瞭であった。

外界との結合方法

空洞共振器は単体で共振現象を起こすものではなく、必ず外部からマイクロ波電力を入力し、外界の入力電磁場と共振モードの電磁場を互いに結合する必要がある。本研究では、外界と共振器の電磁場を結合させるために外形約 2.2mm の同軸ケーブルを使用する。これに対し、昨年度のモデルでは、空洞の一辺の長さが 1mm 程度であり、直径が 2mm 程度の同軸ケーブルでは接続することができず結合方法が不明瞭であった。

試料の設置位置

試料（超伝導量子ビットを実装するジョセフソン接合）の設置位置は、空洞共振器内部の電場分布から決定するが、昨年度の計算では、誘電体挿入時の分布が調べられていなかったため、試料の設置位置も検討されていなかった。

2.3 本研究の目的

昨年度の研究成果を分析し、改めて整理すると、

- 誘電体挿入による共振周波数変化の定量性
- 同軸ケーブルとの接続
- 誘電体挿入時の電場変化を考慮した試料位置の決定

の 3 点を新たに満たし、共振周波数が 40GHz 以上で調整できる実用的な空洞共振器の設計を行うことべきであるという方針が得られた。したがって本研究の目標は上記 3 点を満たし、試作器による実験実施に向けた空洞共振器を次章で示す電磁界解析シミュレーターを用いて設計することである。

第3章

電磁界解析

3.1 電磁界シミュレータ

本研究では以下に示す電磁界解析シミュレーターを用いて空洞共振器の設計を行った。使用したシミュレーターは MW-Studio(CST 社)[7] であり、以下の 2 つの解析モードを用いた [8]。

固有値解析

固有値解析モードでは、共振器の構造や材質から、共振器内の電磁場分布を Maxwell 方程式の固有値解析から求める。様々な共振周波数に対応する電磁場の空間分布を把握する事ができる。本研究では、共振器に誘電体を挿入したり、同軸ケーブルを挿入した場合の、共振モードとその電磁場分布、共振周波数を知るために使用した。

過渡解析（トランジエント解析）

過渡解析（トランジエント解析とも言う）モードでは、共振器内にマイクロ波パルスを入力し、その応答をフーリエ変換して周波数特性を解析する。共振器の透過特性の解析には、マイクロ波を入射するためのポートと透過波を取り出すポートを設定する必要がある。過渡解析モードは、共振器と外部伝送路の結合条件を解析するために用いる。

有限積分法

MW-Studio は FIT（有限積分法）が用いられている [9]。FIT は普遍的な空間離散化スキームをもたらす数値解析手法であり、T.Weiland により初めて提唱された [10]。FIT は他の多くの数値解析手法のような微分形式ではなく、以下のような積分形式のマクスウェル方程式を離散化して計算を行う。

$$\oint_{\partial A} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = - \int_{\partial A} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A} \quad (3.1)$$

$$\oint_{\partial A} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \int_{\partial A} \left\{ \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \right\} \cdot d\mathbf{A} \quad (3.2)$$

$$\oint_{\partial V} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = \int_V \rho dV \quad (3.3)$$

$$\oint_{\partial V} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad (3.4)$$

これらの方程式を解く際には、解析対象を包含するような有限の計算領域を定義する必要がある。この領域を適切なメッシュシステムを用いて複数個の小さなグリッドセルに分割する。

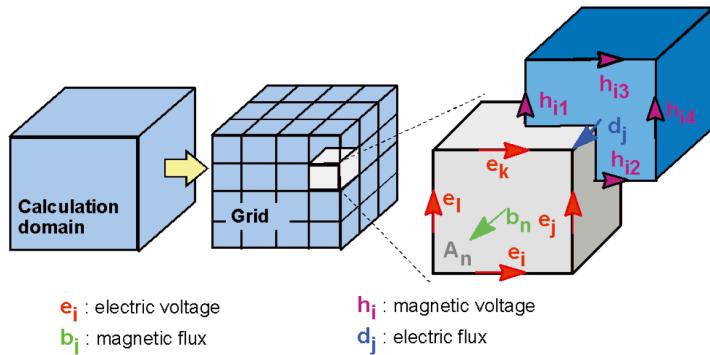


Fig. 3.1 メッシュへの分割 [9]

このグリッドセルごとにマクスウェル方程式を解くことを繰り返すと、全体の計算をある行列形式で表すことができる。これにより、FIT 法は一般的の有限要素法に比べ、メッシュ数の増大に伴う計算時間の増加がはあるかに小さい。しかしながら。過去の計算結果から、メッシュ数を細かくしても微細加工をした超伝導素子を置いた時の応答を調べることはできず、実際に製作した場合と全く同じ条件でシミュレートすることはできないため、実験とのすれば承知の上でシミュレーションを行った。実際、メッシュ数が 2000 程度の場合、共振周波数の理論値と数値計算結果とのズレは 1 GHz 以下であった。

3.2 シミュレーションの基本設定

シミュレーションの基本設定を以下に示す。

- メッシュ数: 20000 前後
- 空洞を構成する素材: 完全導体
- 周波数範囲: 30 ~ 80GHz
- Accuracy: -40dB

ここで Accuracy とは、解析空間内の電磁界エネルギーの総量が設定値まで減衰したら計算を終了させるための設定値である。また、解析する周波数範囲によりシミュレーションする周波数の刻みが変わり、解析周波数範囲が大きいほど刻みも大きくなり、解析周波数範囲が小さいと刻みも小さくなる。

第4章

結果と考察

共振周波数を変化させるためには、共振器の大きさを変化させる方法と、内部に誘電体または導体を挿入する方法がある。共振器自体の大きさを変化させて共振周波数を調整する方法では、全ての辺の長さの比を一定にしなければ、内部の電磁場分布が大きく変化してしまい、大きさの変化とともに試料位置も変化させる必要があるが、試料位置を可変にすることは現実的でない。また、全ての方向で大きさの比を保ちながら共振器の大きさを変化させるためにはかなり高度なギミックが必要となり、これも現実的ではない。そのため本研究では内部に誘電体を挿入して共振周波数を減少させる方法を検討した。

4.1 誘電体の挿入効果

まず、誘電体挿入による共振周波数の変化を検証した。

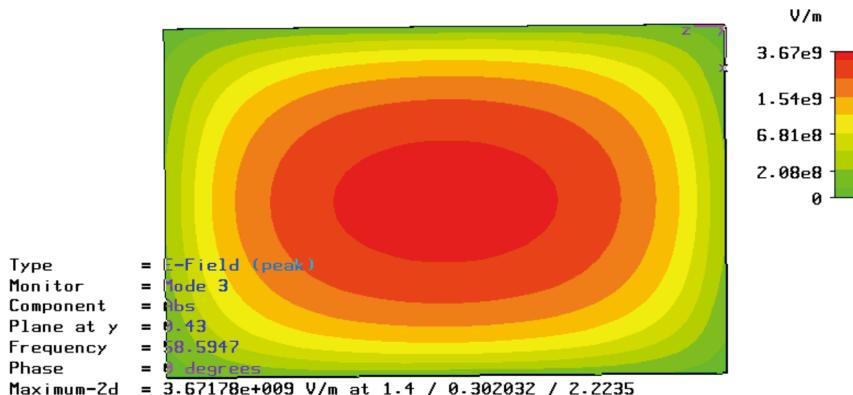


Fig. 4.1 TE₁₀₁ モードの電場振幅の空間分布

図 4.1 のように基本モード TE₁₀₁ を持つ空洞共振器を設計した。この図では電場分振幅の空間分布を表しており、中心の方が振幅が大きく、端に向かうにしたがって小さくなっていることがわかる。

この基本モードに対し、誘電率 9 の誘電体 (サファイア) を以下のように変化させる 2 つのモデルで検証を

行った。

1. 共振器よりも小さいサイズ (0.5mm) で位置を変化させる。(Fig4.2)
2. 共振器と同じ長さを持った誘電体を徐々に挿入し空洞に占める誘電体の体積を変化させるモデル。(Fig4.3)

Fig.4.2 および Fig.4.3において水色部分が共振器、青色部分が誘電体（サファイア）である。また、共振器の長さは 4.8mm とし、誘電体の位置は、

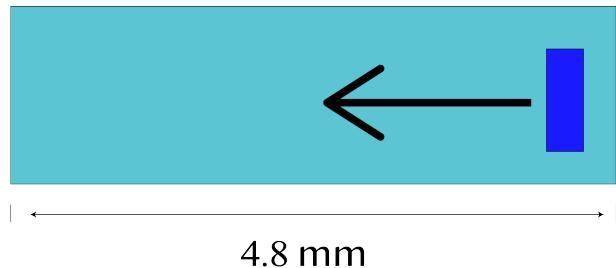


Fig. 4.2 位置のみを変化させたモデル

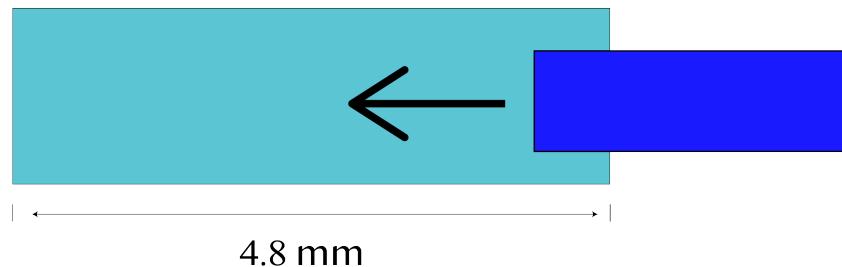


Fig. 4.3 誘電体を挿入していったモデル

結果

Fig.4.4 に検証結果を示す。赤で示した点がモデル 1 の結果であり、青で示した点がモデル 2 の結果である。これより、電場振幅の大きい場所に誘電体をおいた方が共振周波数が変化が大きいこと、およびモデル 1 とモデル 2 では、変化の最大値はモデル 2 の方が大きいことがわかった。また、どちらのモデルも一定の位置 ($x \sim 2\text{mm}$) まで共振周波数が変化しなかったことから、電場振幅の小さい場所に誘電体を挿入しても共振周波数は変化しないことがわかった。

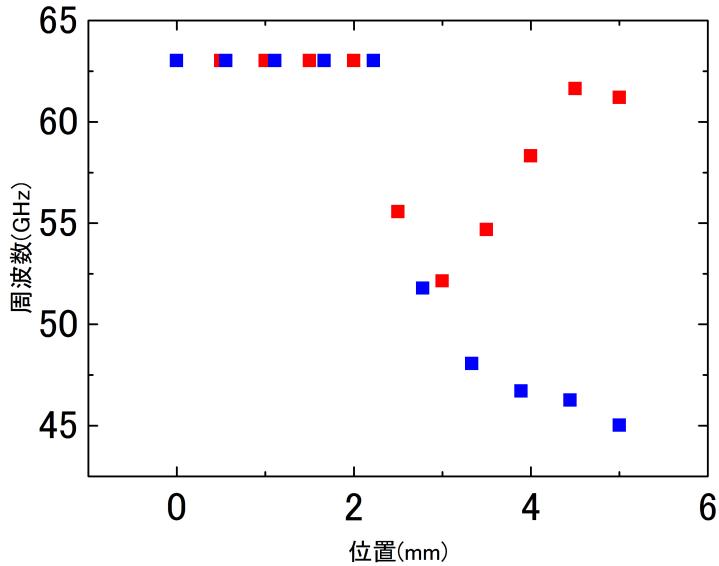


Fig. 4.4 誘電体による共振周波数の変化の検証

考察

位置のみを変えたモデルで最後の点と最初の点での共振周波数が異なっているのは、共振器の壁に誘電体が到達してしまったことで、別のモードが発現し、その共振周波数が記録されてしまっているためであると考えられる。

また、対照的なプロットにならなかったのは、位置座標の取り方が大きく影響していると考えられる。上記の結果から、誘電体が電場振幅の強い部分に存在する際に、共振周波数は大きく影響を受ける。しかし、今回は誘電体の片面を基準にしてしまったために、位置によって、誘電体のどの程度の部分が電場振幅が強い場所にあるのか、という情報が中心軸を境に、変わってしまった。以降同様の検証を行う場合には、誘電体の中心を基準点としてとると対照的なプロットが取れると期待出来る。

これらの結果を受けて、共振周波数を大きく変化させるためには、共振器内部の「電場振幅の大きい場所」に誘電体を「挿入」すると良さそうである。

4.2 同軸ケーブルとの結合と試料位置を考慮したモデル

4.1 節に示した計算結果を受けて、Fig4.5 と Fig4.6 に示す TE₁₀₁ モード、共振周波数 $f=61\text{GHz}$ (固有値解析) の直方型空洞共振器を設計した。

詳細設計

具体的には、直方型空洞の各辺に平行な互いに直行する3つの方向をx,y,z方向と呼ぶとし、 $a=2.8\text{mm}$, $b=1.5\text{mm}$, $l=4.8\text{mm}$ で張られる空洞の大きさを $(x,y,z)=(2.8,1.5,4.8)$ と表す。共振器の底面中央にFig.4.7に示す大きさ $(x,y,z)=(2.8,0.5,1.5)$ の誘電体基板(サファイア)を設置した。Fig.4.5に示すこの基板上に超伝導素子を設置する。空洞上部中央に共振周波数を調整するための誘電体を大きさ $(x,y,z)=(2.8,0.5,1.5)$ として挿入した。これらの誘電体は比誘電率9を持つサファイアを仮定した。厚みを0.5mmとした理由は、北野研究室でよく使用されるサファイア基板の厚さが0.5mmであるためである。試料用の基盤と共振周波数の調整用誘電体の大きさ同じにしたのは試料位置における電場を最大にするためである。x外部との結合に用いる同軸ケーブルのサイズは先行研究[11]を参考に外部導体の外径 $\phi=2.197\text{mm}$ 、内部誘電体層(テフロン:誘電率2)の外径 $\phi=1.676\text{mm}$ 、中心導体の外径 $\phi=0.511\text{mm}$ とし、長さ1mmの励振部を設けた。

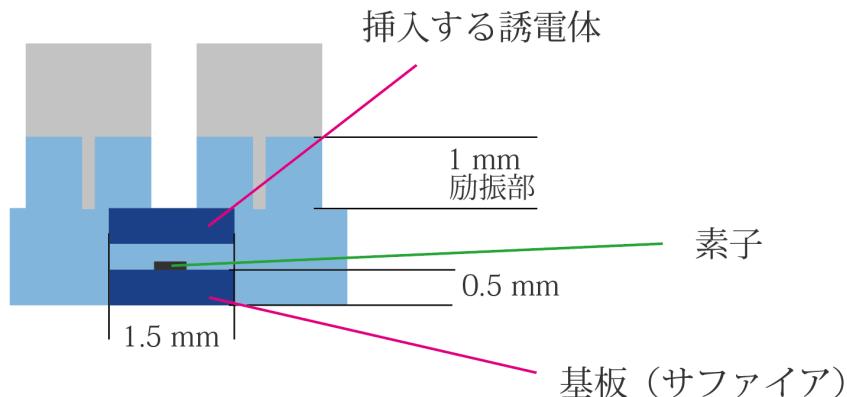


Fig. 4.5 設計したモデルの断面からの図

基本性質

共振周波数調整用のサファイア板を「誘電体」、試料設置用のサファイアを「基板」と表して、Sパラメータのうち、 S_{11} は入力電力に対する反射電力比を表し、 S_{21} は入力電力に対する透過電力比を表す。

誘電体なし基板なし

まず、誘電体も基板も設置していない場合の解析結果をFig.4.8とFig.4.9に示す。過渡解析の結果、狙ったモード(TE_{101})での共振が観測された。前述の基板や誘電体の場所はこの結果に基づいて、決定した。

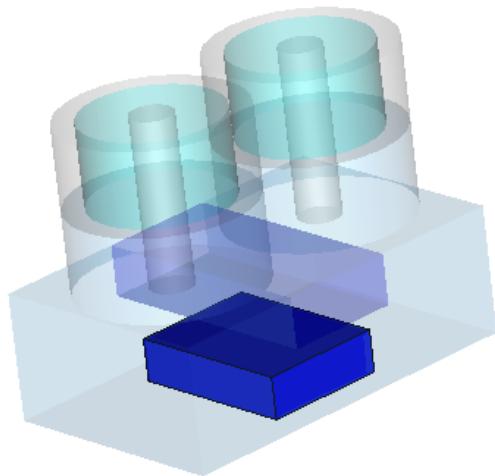


Fig. 4.6 設計したモデルの立体図

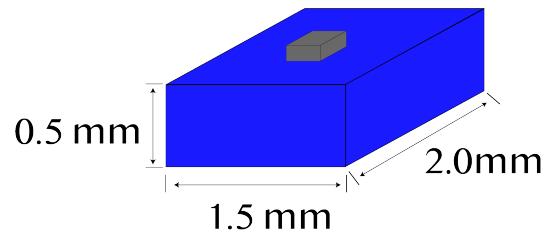


Fig. 4.7 基板に試料を乗せた図

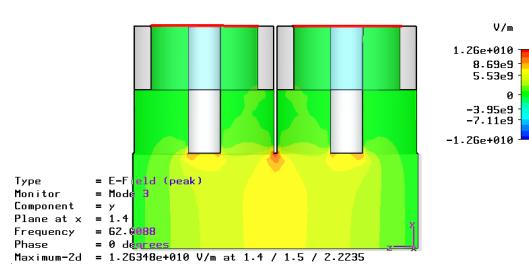


Fig. 4.8 E_y の空間分布

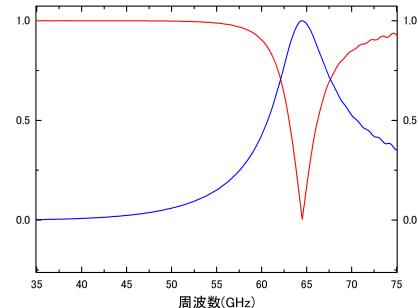


Fig. 4.9 S_{11} (赤) と S_{21} (青)

誘電体なし基板あり

次に、共振周波数を調整するための誘電体は挿入せずに、基板のみ共振器内部に設置した。この基板は動かないため、この場合の共振周波数が最大値となる。基板自体も誘電体のため、空の場合よりも共振周波数が下がるが、最大値として約 52GHz の共振周波数が得られた。

誘電体あり基板あり

最後に、共振周波数を調整するための誘電体と基板の両方を含めたモデルで計算した。この場合の共振周波数が最小値となる。その結果、約 37GHz まで共振周波数を減少させることができた。

誘電体挿入による共振周波数の変化

Fig.4.14 に示すように誘電体を徐々に共振器内部へ挿入した場合の共振周波数の変化を過渡解析で検証した。水色の部分が共振器、青色の部分が誘電体である。Fig.4.14 に示す図では、同軸ケーブルは省略している

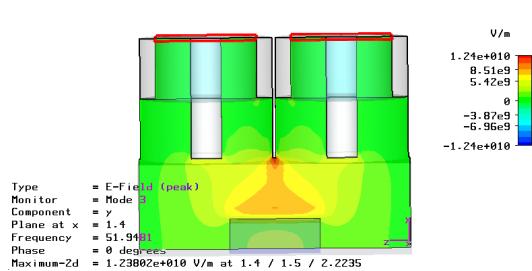


Fig. 4.10 E_y の空間分布

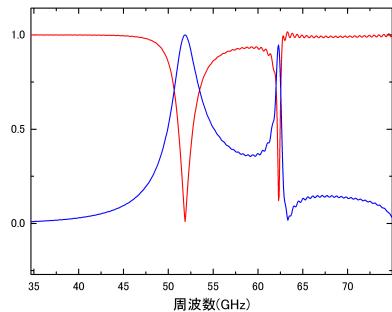


Fig. 4.11 S_{11} (赤) と S_{21} (青)

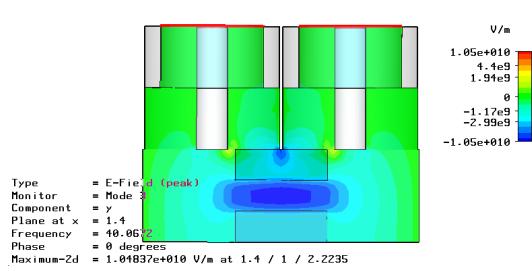


Fig. 4.12 E_y の空間分布

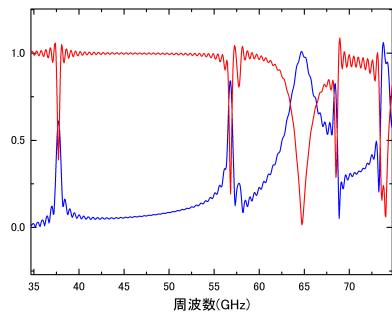


Fig. 4.13 S_{11} (赤) と S_{21} (青)

が計算においては同軸ケーブルを接続したモデルで計算している。

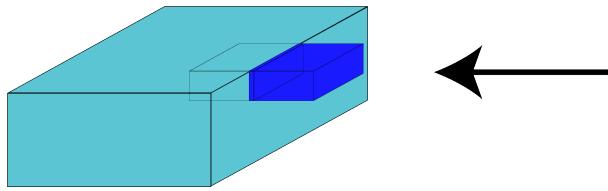


Fig. 4.14 共振器への誘電体挿入

解析結果を Fig.4.15 に示す。変分法を用いる固有値解析モードの場合、共振周波数の低い順に共振モードをリストアップするため、誘電体挿入と共に固有モードの数が変わったり様々なモードが入れ替わったりすると、共振モードの同定が難しくなる。このため、本研究では過渡解析の S パラメータ計算の結果 Fig.4.16 を利用した。その結果から TE_{101} モードの共振ピークと判断出来る点を取り出し、Fig.4.15 のプロットを得た。

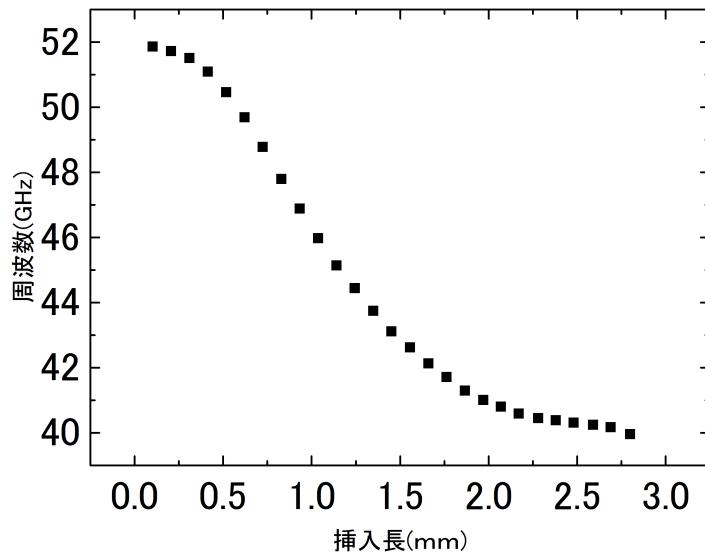


Fig. 4.15 誘電体挿入の際の共振周波数の変化

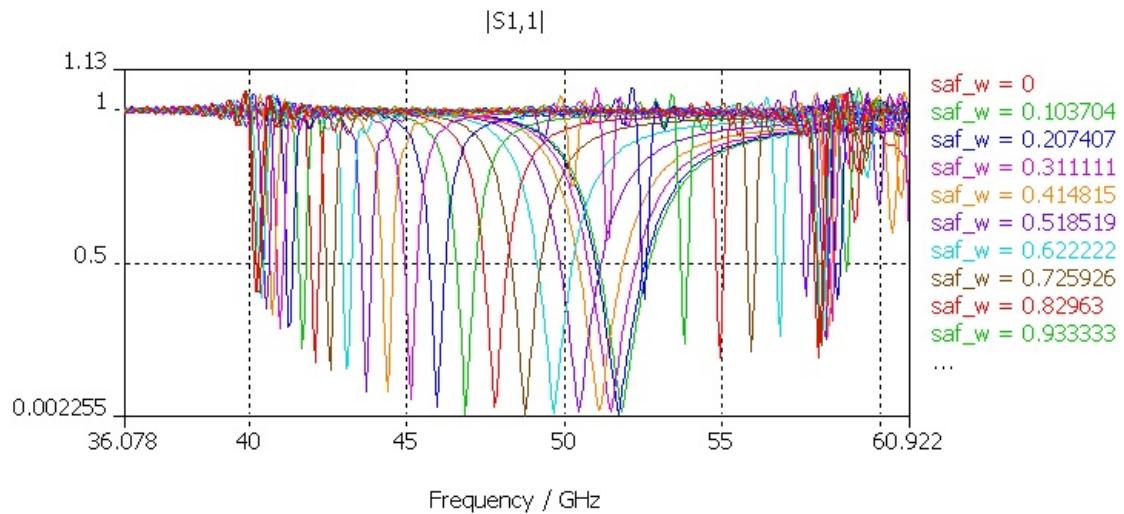


Fig. 4.16 過渡解析の S_{11} 計算結果

この結果から、誘電体挿入に伴い、40~52 GHz の周波数範囲で共振周波数を調整できることが確認できた。また、過渡解析モードで Fig.4.16 の示す S パラメータの共振曲線が得られていることから、外界との電磁場結合も保証するモデルであることがわかる。

第5章

結論と今後の展望

5.1 結論

今回の研究成果として、40~52GHz 程度で共振周波数が調整可能な、外界との結合、試料設置位置を含めたモデルの設計ができた。

5.2 今後の展望

励振部分の調整

励振部分の調整（例えば、長さの調整など）を行い、より高い Q 値が得られるようなモデルを考える。励振部外界（同軸ケーブル）の電磁場と共振器内部の電磁場の結合に大きく関わる場所であり、共振器の性能を決める Q 値（いわゆる負荷時の Q 値）に大きく影響すると考えられる。一般に Q 値は、単位時間に共振器に蓄えられる全エネルギーと損失エネルギーの比に一致する。c-QED 実験の場合、Q 値が高いほど 1 マイクロ波光子の寿命が長くなるため、原子（量子ビット）素相互作用する機会が増大するという意味で、高い Q 値を持った共振器を設計することは重要である。

誘電体の挿入方法の検証

今回作成したモデルでは約 15GHz 程度しか共振周波数を調節できる幅がない。固有ジョセフソン接合系の今までの実験結果からこの幅でもある程度実用的と考えられるが、調整可能領域は広い方が応用範囲がさらに広がる。誘電体を 2 つに分割して挿入したり、結合方法を変えて共振器自体の大きさを変えたりするなどして、共振周波数の調整範囲を広げられないか検証する。

実際に試作する

シミュレーターによる計算では、様々な近似や理想化が必ず含まれている。そのため、実際にこのモデルを試作し共振器自体の特性を実験から調べる必要がある。

謝辞

本研究を行うにあたり、北野先生をはじめとする北野研究室のみなさまには、多大なるお力添えをいただきました。この場を借りて御礼申し上げます。初めに、指導教官である北野晴久教授に感謝申し上げます。最初から自分勝手なことをしておりましたが、最後まで指導をしてくださいありがとうございました。研究テーマも自分がシステムエンジニアとして就職することを考慮して、少しでも取り組みやすいようにシミュレーションのテーマを与えていただきました。とても感謝しております。次に、孫悦助教に感謝申し上げます。孫さんとは直接話すことは少なかったのですが、輪講などでいつも優しく手を差し伸べていただきました。修士2年の大沼遙さんに感謝申し上げます。先輩1人という大変な立場でありながらも、質問したときには丁寧にわかりやすく教えていただきとても頼りになりました。誰よりも早く来て誰よりも遅くまで研究室にいて、自身の研究に真剣に打ち込んでいた姿は敬服いたします。同期の伊藤君、五島君、杉山君、田所君、寺元君、鳥海君、中村君、浦さん、峯君、堀川君、宮沢君、1年間お疲れ様でした。みんなには助けてもらってばかりでした。今度飲みに行きましょう。最後に、ここまで支えてくれた家族に感謝申し上げます。学費等の工面、生活面でのサポートがあったからこそここまで頑張ることができました。

参考文献

- [1] R. Kleiner et al. PRL 68, 2394 (1992); PRB 49, 1327 (1994).
- [2] 高橋優作 青山学院大学大学院理工学研究科修士論文 (2015 年度).
- [3] 竹腰秀浦 青山学院大学大学院理工学研究科修士論文 (2010 年度).
- [4] 山口彩未 青山学院大学大学院理工学研究科修士論文 (2016 年度).
- [5] マイクロ波工学-基礎と応用-, 岡田史明, 学献社 (1993).
- [6] 渡邊栄匠 青山学院大学理工学部物理・数理学科卒業論文 (2017 年度).
- [7] 株式会社 AET 製品ページ,
https://www.aetjapan.com/software/CST_Overview.php?Module=tools.
- [8] MW-Studio 2006 ユーザーズマニュアル
- [9] MW-Studio 上級マニュアル
- [10] Weiland, T.: A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields: Electronics and Communication, (AEÜ), Vol. 31, pp. 116-120, 1977.
- [11] Chad Rigetti et al., Phys. Rev. B 86, 100506(R) (2012).