論文要旨

近年，共振器量子電磁気学(Cavity QED)と呼ばれる，共振器内の光と原子の相互作用についての研究が盛んに行われ，量子情報制御への応用が見込まれている．量子情報処理では，物質の量子状態を光に転写して遠く離れた地点に伝送することが要求されることが多く，光通信でも利用されているような低損失な光ファイバの利用が期待されている．しかし，これまで Cavity QED で利用されてきた共振器では光ファイバへ高効率に結合することは困難であり，それを解決するために近年ファイバファブリペロー共振器(FFPC)の利用が提案された．しかし，FFPC の光ファイバへの結合効率は，光線光学による理論で予測される値と実験値との乖離が未だ大きく，その原因も不明である．本研究は，電磁波の振る舞いを支配するマクスウェル方程式を，計算機を用いて直接解くことで，従来の理論で考慮されていなかった事項を明らかにして，高いファイバ結合効率の実現に結びつけることを目指した研究である．

第 1 章は序論である．Cavity QED はこれまで様々なタイプの光共振器を用いて実現されてきた．本章では先行研究例を紹介し，その特徴と課題を明らかにすることで，本研究の意義と目的を明らかにする．

第 2 章は理論である．本研究の背景となる Cavity QED の基礎理論について説明する．その後，共振器が満たすべき安定条件を記述し，本研究で用いる FFPC の設計パラメータを明らかにする．

第 3 章は本論であり，電磁波の振る舞いを支配するマクスウェル方程式を，計算機上で解くための時間領域差分法(FDTD: Finite-difference time-domain method)について説明する．その後に，FDTD を利用して，2 章で求めた共振器に対して，ファイバとの結合を計算機シミュレーションした結果を示す．

本章では，FFPC ではブラッグミラーにおける回折損失が存在し，それがファイバとの結合効率を下げていたことを明らかにする．回折損失の存在はこれまで考えられてこなかったが，共振器の微小化に伴って顕在化した FFPC 特有の問題であり，高効率な FFPC を設計するために考慮しなくてはいけない重要なパラメータであることを明らかにした．

4 章は本研究のまとめである．本研究を総括し，今後の展望を述べる．

Thesis Abstract

Design of a fiber Fabry-Perot cavity for an optimized coupling to an optical fiber

In recent years, researches dealing the interaction between light and an atom, known as cavity quantum-electro-dynamics (QED), became popular, of which technology is expected to be used for quantum information processing. The quantum information processing often demands transmitting the quantum state of atoms, which is transferred to photons, to a different place far apart. Hence the usage of low-loss telecom optical fiber is assumed. However, it is difficult to couple light efficiently into an optical fiber from cavities that have been used for cavity QEDs. Recently, fiber Fabry-Perot cavity (FFPC) has been developed for this purpose. Still, the coupling from FFPC to an optical fiber is lower than the theoretical value that is predicted by geometric optics. The purpose of this study is to reveal unknown effects that have not been considered previously, by directly calculating the electro-magnetic field with a computer, in order to achieve high coupling with optical fiber.

Chapter I is the introduction. Cavity QEDs have been demonstrated by using various optical microcavities. In this chapter, I will introduce previous studies, and show the characteristics and problems in devices used in these studies. I will describe the aim and the objective of this study.

Chapter 2 is the theory. I will explain the basic theory of the cavity QED. Then I will describe the stable condition that a cavity must satisfy, and show the design parameters of the FFPC I use throughout this study.

Chapter 3 is the main part of this thesis, where I will explain the theory of FDTD (Finite-difference time domain method) that is used to solve the Maxwell equation on a computer. Then, I will show the FDTD calculation result for the cavity I designed in chapter 2.

In this chapter, we show that the low coupling of the FFPC with an optical fiber is due to the diffraction loss at the Bragg mirror. Diffraction loss has not been considered before, which is pronounced because the cavity is small. It is a peculiar problem of FFPC, and we showed the importance to take this effect into account in order to design highly efficiently FFPC.

Chapter 4 is the conclusion of this study. I summarize the study and show future prospects.

目 次

1　序論

1920 年代ごろから，電磁場の量子化や繰り込み理論等を基礎とし，光と電子・物質の相互作用から物理の根源を解明するために，量子電磁気学 (Quantum Electro-Dynamics, QED) と呼ばれる分野が研究されてきた．そのうち，光と原子の相互作用を実験的に調べるため，光共振器中に 2 準位を持つ原子を配置し，共振器中の光と原子を結合させる手法が考案された．これは Cavity QED と呼ばれ，従来手法では観察が難しかった光と原子の結合を容易に行う手段として注目されている．本章では，まず Cavity QED の研究の変遷について簡潔に述べる．次に本研究で用いたファイバファブリペロー共振器を紹介し，最後に本研究の目的を示す．

1.1　Cavity QED

光共振器に原子・分子・量子ドット (QD) 等を結合させ，光と物質の相互作用を研究する研究分野を Cavity QED と呼ぶ．本節では，Cavity QED の研究の推移と目的について述べる．

1.1.1　Cavity QED の歴史

基底状態の原子に特定の波長を照射すると，光子が吸収されて電子がエネルギー的に高い準位に遷移し，原子は励起状態となる．放っておくと，原子はエネルギーを光子として放出し，再び基底状態となる．これを自然放出と呼ぶ．1946 年，光共振器中に原子を配置して光を照射した場合，原子の自然放出レートが $f = 3Q\lambda^3/(4\pi^2 V)$ 倍早くなるという Purcell 効果が発見された[1]．Purcell 効果は 1983 年に Haroche らによってマイクロ波領域で実験的に示され[2]，Haroche は 2012 年にノーベル物理学賞を受賞した．Haroche の実証以後，様々な共振器を用いた Cavity QED の研究が進められた．

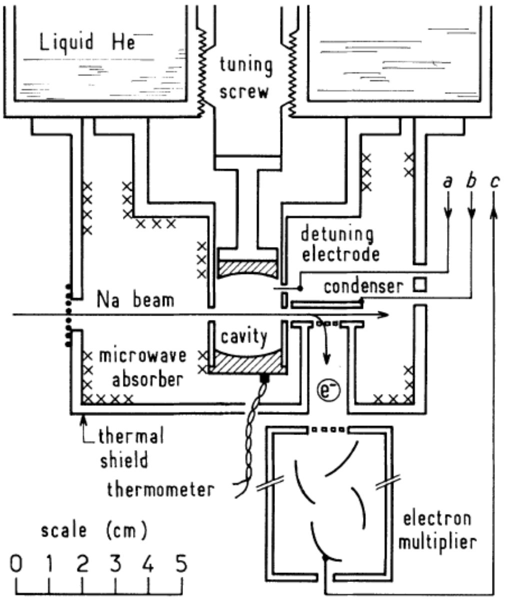

Fig. 1.1: Experimental setup of Haroche's research[2].

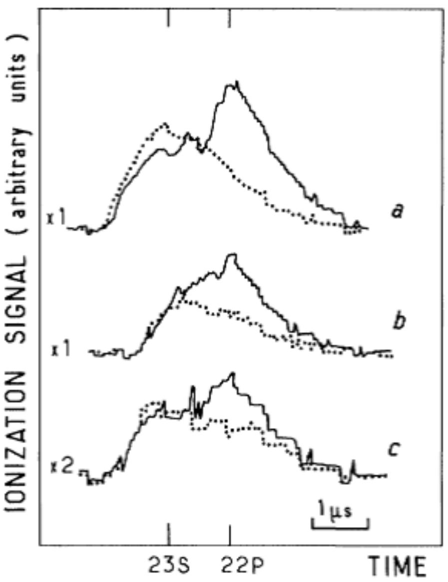

Fig. 1.2: Cavity enhanced spontaneous emission signals researched by Haroche[2].

光共振器と原子の相互作用は，真空場と原子の結合係数 g と，共振器の光子寿命 κ，原子の緩和時間 γ に依存して，弱結合状態と強結合状態に分けられる．弱結合状態は，フェルミの黄金律による非可逆過程として扱われている．先に述べた Purcell 効果も弱結合状態における代表的な現象である．一方で強結合状態では，光と原子の間で可逆的なエネルギー交換が生じ，非常に長い時間結合状態を保つことができる．強結合状態が実現できると，光により転送された量子情報を強結合系に入力し，原子に対して量子情報処理を行い，改めて光で出力することが可能となる．Cavity QED の最終目標はこの系を実現することである．

1.1.2 ファブリペロー共振器型

Kimble ら Caltech グループは，1992 年ごろからファブリペロー型共振器を用いた Cavity QED の研究を進めてきた[3]．1999 年には単一原子トラップ[4]，2000 年には単一光子での単一原子トラップを実現し[5]，現在の光領域における Cavity QED 研究の草分けとなった．

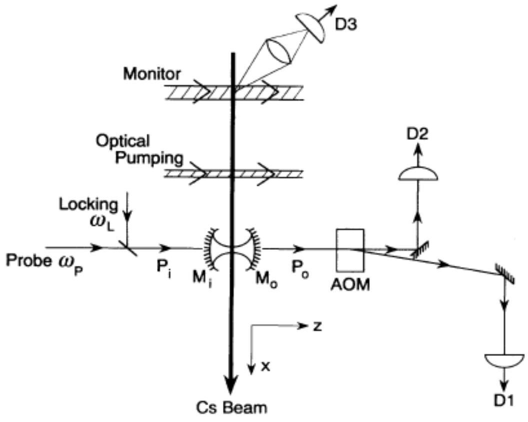

Fig. 1.3: Experimental arrangement of Kimble's research[3].

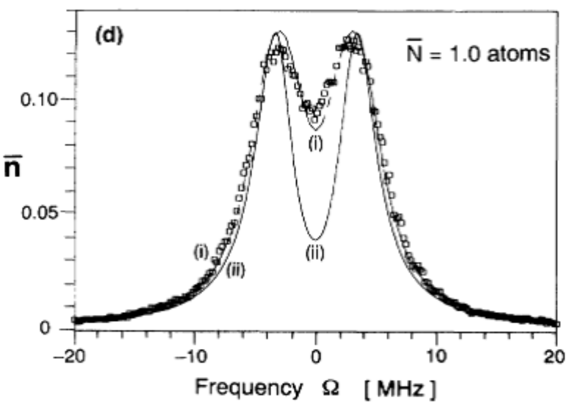

Fig. 1.4: Result of Kimible's research[3].

ファブリペロー共振器は空気中に光を閉じ込めるため，結合させる原子を外部から制御しやすいが，共振器体積 V が大きいため，Purcell 係数に含まれる Q/V が小さくなってしまう問題を抱えていた．非線形効果をより強く発生させるためには共振器を微小化する必要があるが，ファブリペロー型のまま小型化することは難しかったため，より取り扱いやすい他の微小光共振器を用いて Cavity QED の研究を行うグループが現れた．

1.1.3 フォトニック結晶共振器型

2004 年，Yoshie らは単一 QD とフォトニック結晶共振器を組み合わせ，真空ラビ分裂を観測したと報告した[6]．彼らは GaAs/InAs(QD 層) チップに L3 共振器型の 2 次元フォトニック結晶共振器構造を作製し，770 nm レーザ光で励起した QD から放出される 1,200 nm 付近の波長をもつ光子と共振器が結合して，真空ラビ分裂を観測，つまり強結合状態となっていることを示した．

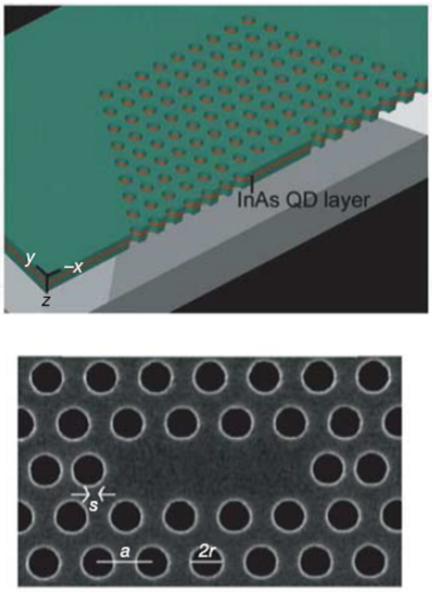

Fig. 1.5: Photonic crystal nanocavity used in Yoshie's group[6].

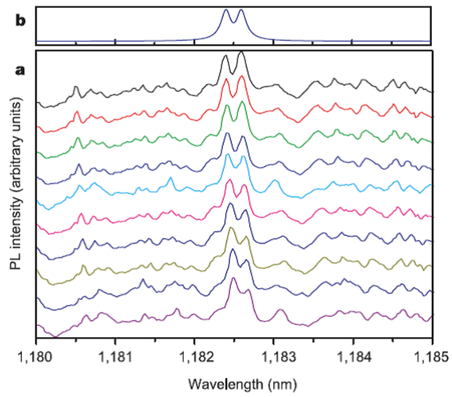

Fig. 1.6: Dot-nanocavity vacuum Rabi splitting observed by Yoshie's group[6].

フォトニック共振器も光子発生源の QD も固体であり，空間的な固定が難しい原子に比べて物理的に安定しやすい．また，既存の半導体プロセス技術が利用できるため，安定して構造精度がよいデバイスを複製することができる利点がある．一方で，共振器の共振周波数が固定されてしまい，QD が供給する光の波長とのチューニングが難しいという欠点がある．

1.1.4　ディスク・ピラー共振器型

安定な共振器の異なる例として，ディスク共振器やピラー共振器を用いた Cavity QED も報告されている．2004 年に Reithmaier らにより，ピラー共振器内部に QD を閉じ込めることで強結合を実現したと報告された[7]．また，Painter らはディスク共振器上に半導体 QD を乗せ，導波路を介した結合を 2007 年に提案している[8]．

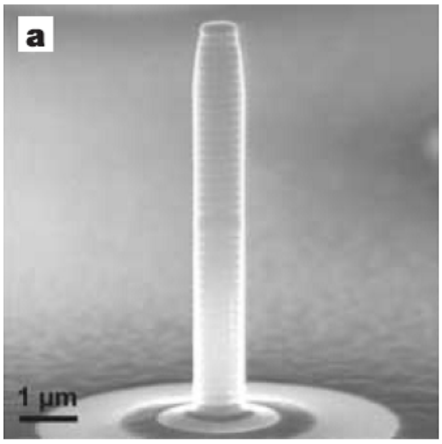

Fig. 1.7: Pillar cavity including QD fabricated by Reighmaier's group[7].

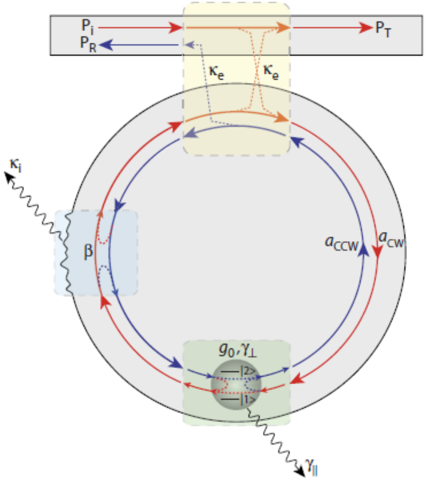

Fig. 1.8: Disk cavity with QD by Painter's group[8].

ここまでいくつかの共振器による Cavity QED 研究例を示した．しかし，これらの研究には解決困難な問題が 2 つ存在する．1 つ目は，多くの光共振器が固体共振器であり，共振周波数が作製時点で固定されてしまうため，原子や QD が持つ共振周波数とのマッチングを取ることが難しいことである．2 つ目は，将来的に光ファイバを用いて通信を行う際，光共振器と光ファイバの間での結合損失が問題になる可能性があることである．そこで，次節に示すファイバファブリペロー共振器が提案された．

1.2　ファイバファブリペロー共振器

2006 年，Hänsch らはファイバの端面にレンズを付けることにより，ファブリーペロー共振器として利用することを提案した[9]．その手法を発展させ，2010 年にファイバ端面を CO_2 レーザで加工し，ファブリペロー共振器を構成する，ファイバファブリーペロー共振器 (Fiber Fabry-Perot Cavity, FFPC) を提案した[10,11]．

FFPC の大きな利点は 3 つある．まず，ファイバ上に共振器ミラーが形成されているため，共振器とファイバの結合損失を非常に小さく抑えることができることである．また，共振器長を自由に変更できるため，共振周波数を原子や QD の共振周波数にチューニングすることが可能である．さらに，ファブリペロー型でありながら共振器体積 V が小さいため，ファブリペロー共振器に比べ共振器内の光と原子が

強く結合しやすい．これらの特徴から，Cavity QED の実験を行う上で理想的な共振器であると考えられる．

FFPC 内に存在する光のビーム形状は Hänsch らによって近似的に示されていて，直観的にも非常に結合がよいように思える．しかし，FDTD 等を用いて本当にファイバと共振器の結合損失が小さいのかは示されていない．実際に，彼らの理論によれば 97.9 % の光パワーが結合するとされているが，実験的には 85 % であったと報告されている．量子暗号通信への応用を考えると，この損失の原因解明が必要不可欠である．

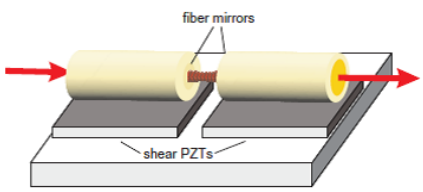

Fig. 1.9: Image of fiber Fabry-Perot cavity[10].

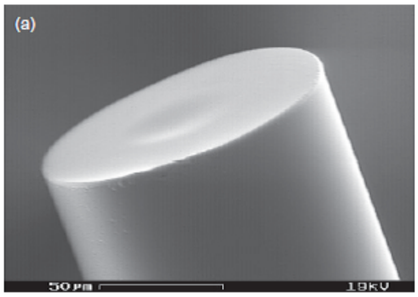

Fig. 1.10: Surface observation using SEM by Hänsch's group[10].

1.3 本研究の目的

本研究では，FFPC の導波路結合が優位であることを示すため，FDTD 法を用いて FFPC のファイバと共振器間の結合を詳細に解析する．

引用文献

[1] E. M. Purcell, "Spontaneous emission probabilities at radio frequencies," Physical Review 69, 681 (1946)

[2] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross and S. Haroche, "Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission," Physical Review Letters 50, 1903 (1983)

[3] R. J. Thompson, G. Rempe and H. J. Kimble, "Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity," Physical Review Letters 68, 1132 (1992)

[4] J. Ye, D. W. Vernooy and H. J. Kimble, "Trapping of single atoms in cavity QED," Physical Review Letters 83, 4987 (1999)

[5] A. C. Doherty, T. W. Lynn, C. J. Hood and H. J. Kimble, "Trapping of single atoms with single photons in cavity QED," Physical Review A 63, 013401 (2000)

[6] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin and D. G. Deppe, "Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity," Nature 432, 200-203 (2004)

[7] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke and A. Forchel, "Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system," Nature 432, 197 (2004)

[8] K. Srinivasan and O. Painter, "Mode coupling and cavity-quantum-dot interactions in a fiber-coupled microdisk cavity," Physical Review A 75, 023814 (2007)

[9] T. Steinmetz, Y. Colombe, D. Hunger, T. W. Hänsch, A. Balocchi, R. Warburton and J. Reichel, "Stable fiber-based Fabry-Perot cavity," Applied Physics Letters 89, 111110 (2006)

[10] D. Hunger, T. Steinmetz, Y. Colombe, C. Deutsch, T. W. Hänsch and J. Reichel, "A fiber Fabry-Perot cavity with high finesse," New Journal of Physics 12, 065038 (2010)

[11] D. Hunger, C. Deutsch, R. J. Barbour, R. J. Warburton and J. Reichel, "Laser micro-fabrication of concave, low roughness features in silica," AIP Advances 2, 012119 (2012)

2 Cavity QED 基礎理論と共振器設計

本章では，Cavity QED の弱結合と強結合についての基礎理論と，光共振器を設計する上での基礎理論を示す．

2.1 Cavity QED 基礎理論

2.1.1 弱結合

Cavity QED では通常，共振器中に原子や量子ドットといった二準位系を持つ物質を配置する．ここでは Fig. 2.1 に示されるようなファブリペロー共振器と二準位原子を考える．それぞれ，g は 2 準位原子と共振器場との相互作用の強さを，γ は原子での緩和，κ は共振器場での緩和を表す．これらの関係が

$$g \ll \gamma, \kappa \tag{2.1}$$

であるとき，弱結合と呼ぶ．弱結合領域においては Purcell 効果や微小共振器レーザなどが観測される．

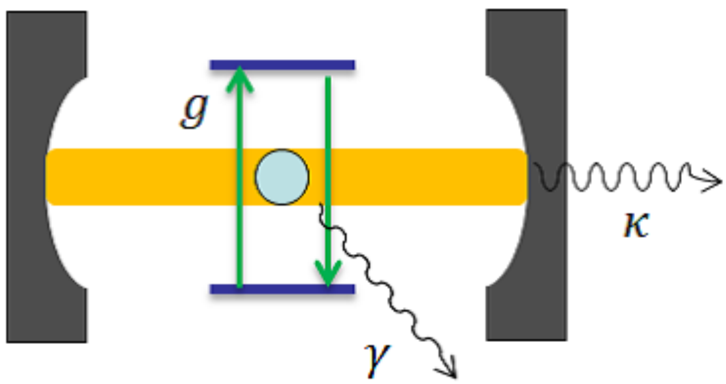

Fig. 2.1: Cavity QED model.

2 準位系の自然放出は，フェルミの黄金律から

$$\frac{1}{\tau_{sp}} = \Sigma_{k_f} 2\pi \Omega_k^2 \delta(\omega - \omega_0) \tag{2.2}$$

$$\hbar\Omega_k = \sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2\epsilon_0 V}} d \tag{2.3}$$

と表される．$\hbar\Omega_k$ は真空ラビ周波数と呼ばれる．k_f は共振器のモードを表す．一方で，周波数軸で考える場合の自然放出光の緩和時間を τ とすると，共鳴する周波数 $\omega_i f$ を中心としたローレンツ関数

$$\begin{aligned}\frac{1}{\tau} &= \frac{2\pi}{\hbar^2}\Sigma_f|\langle f\,|\,H\,|\,i\rangle\,|^2 \\ &= \frac{2\pi}{\hbar^2}|\langle f\,|\,H\,|\,i\rangle\,|^2\rho(\omega)g(\omega)\gamma(\omega-\omega_{if}) \\ &\approx \frac{2\pi}{\hbar^2}|\langle f\,|\,H\,|\,i\rangle\,|^2\rho(\omega)g(\omega)\gamma(\omega-\omega_{if}) \end{aligned}\tag{2.4}$$

と書ける．ここで $\rho(\omega)$ は空間のモード密度を表している．自由空間のモード密度は,

$$\rho_{free}(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}V \tag{2.5}$$

と表される．一方，共振周波数を ω_c とするとき，共振器の Q 値は $Q = \omega_c/\Delta\omega$ より，共振器中のモード密度は

$$\begin{aligned}\rho_{cavity}(\omega) &= \frac{2}{\pi\Delta\omega}\frac{(\Delta\omega/2)^2}{(\omega-\omega_c)^2+(\Delta\omega/2)^2} \\ &= \frac{2Q}{\pi\omega_c}\frac{(\omega_c/2Q)^2}{(\omega-\omega_c)^2+(\omega_c/2Q)^2} \\ &\to \frac{2Q}{\pi\omega_c}\;(at\omega=\omega_c)\end{aligned}\tag{2.6}$$

と書くことができる．この比をとると

$$f = \frac{1/\tau_{cavity}}{1/\tau_{free}} = \frac{3}{4\pi^2}\frac{Q}{V}\lambda_c^3 \tag{2.7}$$

となる．つまり，共振器中でモードが制限される場合，自然放出光は f 倍速く減衰する．これは自然放出される光子が単位時間当たりでみると増加し，自然発光が増強されることを意味する．この係数 f を Purcell 係数といい，この現象を Purcell 効果と呼ぶ.

2.1.2 強結合

(2.1) 式とは逆に,

$$g > \gamma, \kappa \tag{2.8}$$

であるとき，強結合と呼ぶ.

基底状態・励起状態に対応する固有状態 ψ_1, ψ_2 を持つ時間に依存する原子状態波動関数

$$\Psi(\mathbf{r}t) = C_1(t)\psi_1 e^{-i\omega_1 t} + C_2(t)\psi_2 e^{-i\omega_2 t} \tag{2.9}$$

と，時間に依存するハミルトニアン

$$\begin{aligned} \hat{H}\Psi &= i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \\ \hat{H}(t) &= \hat{H}_0 + \hat{H}_I(t) \end{aligned} \tag{2.10}$$

を考える．$\hat{H}_I(t)$ は相互作用ハミルトニアンである．(2.10) を (2.9) に代入すると，

$$\begin{aligned} C_1\Omega_{11} + C_2\Omega_{12}e^{-i\omega_0 t} &= i\frac{\partial C_1}{\partial t} && (2.11) \\ C_1\Omega_{21}e^{i\omega_0 t} + C_2\Omega_{22} &= i\frac{\partial C_2}{\partial t} && (2.12) \\ \hbar\Omega_{ij} &= \left\langle \psi_i \middle| \hat{H}_I \middle| \psi_j \right\rangle \end{aligned}$$

となる．電気双極子近似

$$\hat{H}_I = e\mathbf{d}\cdot\mathbf{E_0}\cos(\omega t) = e\mathbf{d}\cdot\mathbf{E_0}\frac{e^{i\omega t} + e{-}i\omega t}{2} \tag{2.13}$$

を用いると

$$\begin{aligned} C_2\Omega_{12}\frac{e^{i(\omega-\omega_0)} + e^{-i(\omega+\omega_0)t}}{2} &= i\frac{\partial C_1}{\partial t} && (2.14) \\ C_1\Omega_{21}\frac{e^{i(\omega+\omega_0)} + e^{i(\omega-\omega_0)t}}{2} &= i\frac{\partial C_2}{\partial t} && (2.15) \\ & && (2.16) \end{aligned}$$

ここで回転波近似を用いて $\omega + \omega_0$ の振動項を除去すると

$$\begin{aligned} C_2\Omega_{12}\frac{e^{i(\omega-\omega_0)t}}{2} &= i\frac{\partial C_1}{\partial t} && (2.17) \\ C_1\Omega_{21}\frac{e^{i(\omega-\omega_0)t}}{2} &= i\frac{\partial C_2}{\partial t} && (2.18) \end{aligned}$$

となる．初期状態として $C_2(t=0) = 1, C_1(t=0) = 0, \omega = \omega_0$ を与えると，

$$\begin{aligned} i\frac{\partial C_2}{\partial t} &= -\frac{\Omega_{12}}{2}\frac{\partial^2 C_1}{\partial t^2} \\ &= \frac{\Omega_{21}}{2}C_1 \end{aligned} \tag{2.19}$$

が得られる．この解は

$$C_1(t) = \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right), \ C_2(t) = \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \tag{2.20}$$

となり，各状態の存在確率を表す．存在確率の差分は

$$W(t) = |C_2(t)|^2 - |C_1(t)|^2 = \cos(\Omega t) \tag{2.21}$$

となり，2 つの状態を $\cos(\Omega t)$ で振動する．つまり，C_1 が原子が基底状態で光子が 1 つ存在する状態に対応し，C_2 が原子が励起状態で光子が存在しない状態に対応する．この振動のことを真空ラビ振動 (Vacuum Rabi Oscillation) と呼ぶ．具体的な用途は (1.1.1) でもいくつか示されている．例えば真空ラビ振動を用いると，共振器に入射した光子が持つ情報を，安定して情報を保持できる原子に一時的に保存することが可能になる．また，2 つの強結合状態共振器を光ファイバで接続し，単一光子による量子情報の長距離伝送が可能になるのではないかと考えられている．

2.2 共振器設計基礎理論

光共振器は，ただ鏡を向かい合わせるだけでは構成することができない．光共振器を構成する上で，安定条件を満たす必要がある．本節ではまず，ファブリーペロー共振器の対称共焦点共振器と，一般のファブリーペロー共振器の安定条件を示す．続いて鏡面設計について述べ，その後 FFPC の利点であるパワー結合効率について論じる．

2.2.1 対称共焦点共振器

光共振器内では光がガウスビームで伝搬すると仮定すると，エネルギーの伝搬は

$$\begin{aligned} U_0(x,y,z) &= S_0 \exp\left[-i\left\{p + \frac{k(x^2+y^2)}{2q}\right\}\right] \\ &= S_0 \sin\psi \exp\left[-i\left\{kz + \psi - \frac{\pi}{2} + \frac{k(x^2+y^2)}{2q}\right\}\right] \quad (2.22) \\ \psi &= \tan^{-1}\frac{q_0}{iz} \quad (2.23) \end{aligned}$$

と表すことができる．p は z 軸方向の伝搬に伴う位相や振幅の変化を，q は光の伝搬に伴う波面の広がりや曲率を示す複素数である．それぞれ波動方程式より以下の通り表せる．

$$q = q_0 + z \tag{2.24}$$

$$p = p_0 - i \log \left\{ 1 + \frac{z}{q_0} \right\} \tag{2.25}$$

q_0 が純虚数ならば $z = 0$ 上での (2.22) の位相は $x - y$ 面内で一定になる．さらに $p_0 = 0$ ならば，$z = 0$ は対称面になる．このとき ψ は q の極座標表示での偏角を表す． $x - y$ 面内の光振幅分布は (2.22) 式のガウス分布で表される．$q = q_0(z = 0)$ とガウス分布の半値全幅 $2\sqrt{\ln 2}w_0$ の関係は

$$q_0 = \frac{ik}{2} w_0^2 \tag{2.26}$$

と表される．この式を拡張して，任意の z の位置で

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{2i}{kw^2} \tag{2.27}$$

と表記することとする．(2.26) と (2.27) が矛盾しないためには，$z \to 0$ で $R(z) \to \infty, w(z) = w_0$ であればよい．

$$\frac{R}{z} = \sec^2 \psi = 1 + \left(\frac{kw_0^2}{2z} \right)^2 \tag{2.28}$$

$$\frac{w^2}{w_0^2} = \frac{1}{\sec^2 \psi} = 1 + \left(\frac{2z}{kw_0^2} \right)^2 \tag{2.29}$$

を使って (2.22) を書き換えると，

$$U = S_0 \frac{w_0}{w} \exp \left\{ -r^2 \left(\frac{1}{w^2} + \frac{ik}{2R} \right) - i \left(kz + \psi - \frac{\pi}{2} \right) \right\} \tag{2.30}$$

と表される．R は $z - R$ を曲率中心に持つ半径 R の等位相面を表し，w は各 z での $x - y$ 断面上で光の電界振幅が光軸上の $1/e$ になる距離を表す．直径にあたる $2w$ をその位置でのビームのスポットサイズと呼ぶ．w は対称面 $(z = 0)$ で最小値をとる．w が $\sqrt{2}w_0$ 以内に留まる $|z|$ の最大値を z_0 とするとき，

$$2z_0 = kw_0^2 \tag{2.31}$$

は共焦点パラメータと呼ばれる．

対称共焦点系の光共振器の場合，共振器長を L，波数を k とすると $w_0 = \sqrt{\frac{L}{k}}$ であるため，R と w^2 は

$$R = z \left\{ 1 + \left(\frac{L}{2z} \right)^2 \right\} \tag{2.32}$$

$$w^2 = \frac{L}{k}\left\{1 + \left(\frac{2z}{L}\right)^2\right\} \tag{2.33}$$

と表すことができる．対称共焦点共振器では鏡面が等位相面になっていおり，共焦点パラメータは L に等しい．

また，波長 λ，鏡面の有効寸法 a のとき，回折による損失を表すフレネル数 N_F は以下のように表現される．

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda L} \tag{2.34}$$

2.2.2 一般の球面鏡共振器の等価的表現と安定条件

一般の球面鏡共振器の場合であっても，対称共焦点系に対応させることで容易に設計することができる．ある対称共焦点共振器の任意の等位相面に球面鏡を置いても，ビームの等位相面には影響を及ぼさない．逆に，光軸が同じ任意の非対称離焦点共振器は 1 つの対称共焦点共振器に対応させることができる．すなわち Fig. 2.2 の実線の 2 枚の共焦点共振器として扱うことができる．これを等価的共焦点系と呼ぶ．

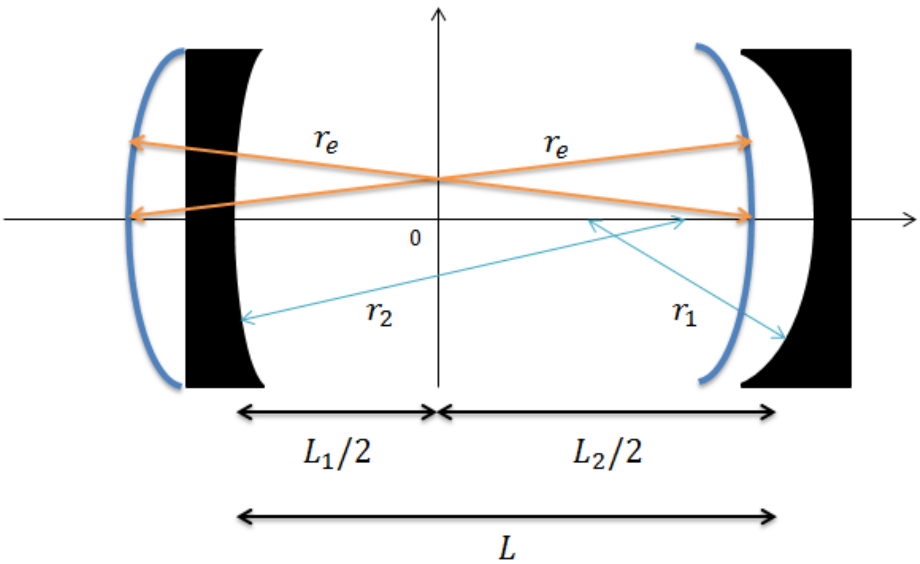

Fig. 2.2: General Fabry-Perot cavity (black) and equivalent Fabry-Perot cavity(blue line.)

Fig. 2.2 のように，任意の曲率半径 r_1, r_2 を持った 2 枚の鏡面が距離 L だけ離れ，$z_1 = \frac{L_1}{2}, z_2 = -\frac{L_2}{2}$ の位置に向かい合わせで置かれている共振器を考える．これに対応する等価的共焦点系の曲率半径 r_e は，(2.32) において

$$z = \frac{L_i}{2}, L = r_e, R = r_i (i = 1, 2) \tag{2.35}$$

と置いた時に得られる式

$$L_i^2 - 2L_i r_i + r_e^2 = 0 \tag{2.36}$$

を満たさなければならない．$L_1 + L_2 = 2L$ と連立させて解くと，

$$L_i = 2L \frac{g_j(1 - g_i)}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2} \quad (i \neq j) \tag{2.37}$$

$$r_e = 2L \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2} \tag{2.38}$$

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i} \tag{2.39}$$

となる．これにより球面鏡共振器での鏡面上でのスポットサイズは

$$w_i^2 = \frac{2L}{kg_i} \sqrt{\frac{g_1 g_2}{1 - g_1 g_2}} \tag{2.40}$$

位相の対称面 ($z = 0$) では

$$w_0^2 = \frac{2L}{k} \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2} \tag{2.41}$$

となる．ここで，$g_1 - g_2$ 平面を Fig. 2.3 に示す．鏡面でのスポットサイズ w_i が実数値を持つためには，(2.39) の値が

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \tag{2.42}$$

となる必要がある．(2.42) を共振器の安定条件と呼ぶ．また，(2.42) に示すように，スポットサイズ w と L の関係から，鏡面でのスポットサイズは共焦点系 ($r = L$) で最小値を取る．さらに，反射鏡にわずかに透過性を持たせ，光の等位相面を乱さないように光を外に取り出すとき，ビームは発散角

$$\theta = \lim_{z \to \infty} \left(\frac{w}{z} \right) = \frac{2}{kw_0} \tag{2.43}$$

を持つ．ファブリペロー共振器からファイバ等に光を結合する際には注意が必要である．

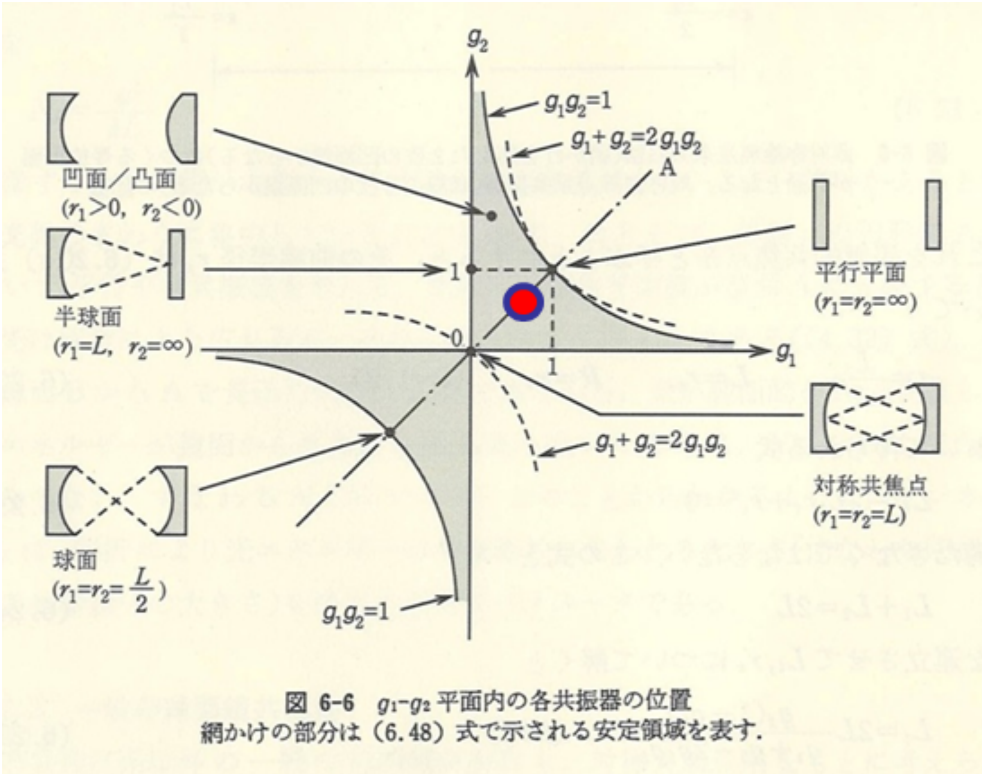

Fig. 2.3: Stable requirement of Fabry-Perot cavity. [1]

2.3 共振器とファイバのパワー結合効率

他の光共振器と比較した際の FFPC の最大の利点は，光ファイバとの結合効率が原理的に高いであろうことである．通常，光共振器のインターフェースとして，太さ数 μm の光導波路を用いる必要がある．しかし，FFPC は鏡面がそのまま光ファイバに直結しているため，外部の導波路が必要なく，共振器と光ファイバの間のパワー結合効率も従来の光導波路に比べて高くできると考えられている．本節では，共振器端面の曲率と深さ，共振器長を変化させたときのパワー結合効率の変化を考察する．

2.3.1 鏡面設計とビーム径

FFPC の設計において，光ファイバの端面に CO_2 レーザ等で作る凹みの形状によって共振器の構造特性が決まる．レーザで凹みを作る関係上，断面形状は単なる球面ではなくなるが，Fig. 2.4 に示されるように近似的に球面とみなせる部分を利

用し，通常の球面ファブリペロー共振器とみなして取り扱うこととする．このとき，CO_2 レーザで実際に作製可能な鏡面の有効直径 D と曲率 R，深さ z_t の間には

$$z_t \approx \frac{D^2}{8R} \tag{2.44}$$

が成立したと Hunger らは述べている．

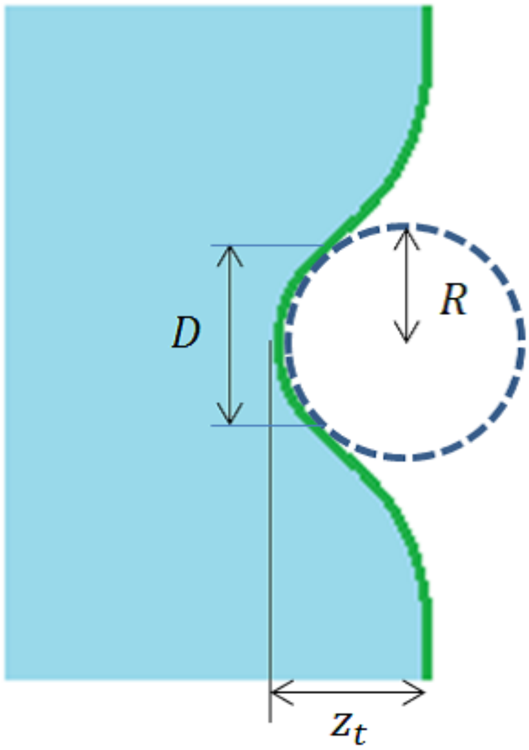

Fig. 2.4: FFPC surface parameter.

FFPC において，結合の最適化には小さなビーム径や共振器体積を得ることが必要である．対称共振器の場合，ビームの中心スポットサイズは

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi}}\left((2R-L)\right)^{1/4} \tag{2.45}$$

である．共振器体積 V は

$$V_m = \frac{\pi}{4}w_0^2 L = \frac{\lambda}{8}\sqrt{2RL^3 - L^4} \tag{2.46}$$

で表される．また，(2.40) 式を R,L で表現すると

$$w_i^2 = \frac{2L}{k}\frac{1}{\sqrt{\left(2-\frac{L}{R}\right)\frac{L}{R}}} \tag{2.47}$$

と表すことができる．

2.3.2　パワー結合効率

共振器のミラー上でのスポットサイズを $2w_m$，光ファイバのモード半径を w_f とする．両方ともビーム形状はガウシアンビームと仮定する．ミラーの曲率によるレンズ効果と位相不整合を無視し，共振器モードの位置がファイバの軸上にあっているとき，パワー結合効率 ϵ は

$$\epsilon \approx \left(\frac{2w_f w_m}{w_f^2 + w_m^2}\right)^2 \tag{2.48}$$

と表せる．レンズ効果と波面の曲がりを考慮すると，

$$\epsilon = \frac{4}{\left(\frac{w_f}{w_m} + \frac{w_m}{w_f}\right)^2 + \left(\frac{\pi n_f w_f w_m}{\lambda R}\right)^2} \tag{2.49}$$

となる．n_f は光ファイバのコアの屈折率，R はミラーの曲率である．ϵ は R が大きいほど、ミラーが平面に近いほど大きくなるが，共振器内の光の波面との不整合も大きくなるというトレードオフがある．

2.3.3　クリッピング損失

共振器長 L が大きくなると，(2.40) に従いモード半径 w_m も大きくなる．w_m がファイバのモード半径を大きく超えると，モードの一部がファイバに結合せずに発散してしまう．これをクリッピング損失と呼ぶ．

まず，結合効率が $\epsilon_m in$ 以上である時の w_m の条件は，(2.48) 式を不等式として変形すると，

$$w_m \leq w_\epsilon = w_f \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_{min}}} + \sqrt{\frac{1-\epsilon_{min}}{\epsilon_{min}}}\right) \tag{2.50}$$

となる．次に，ミラーが有効半径 D を持つとき，モード半径 w_m を持つ光が 1 回反射するときのクリッピング損失を $\mathcal{L}$ とすると，

$$\mathcal{L}_{cl} = e^{-\frac{2(D/2)^2}{w_m^2}} \tag{2.51}$$

と表現できる．これが総損失 10 % 以下 $\left(\mathcal{L} < \frac{\mathcal{L}_{tot}}{10} = \frac{2\pi}{10\mathcal{F}}\right)$ の場合，w_m は

$$w_m \leq w_{cl} = \alpha_{cl}\frac{D}{2}\ ,\ \alpha_{cl} = \sqrt{\frac{2}{-\ln\left(\frac{2\pi}{10\mathcal{F}}\right)}} \tag{2.52}$$

を満たす必要がある．

ファブリペロー共振器の式から，対称な共振器においては

$$w_m^2 = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{\lambda L}{2\pi w_0^2}\right)^2\right) = \frac{L\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{1}{1-\left(1-\frac{L}{R}\right)^2}} \tag{2.53}$$

となる．両側がパーフェクトミラーの場合，共振器長は $w_{max} = w_{cl}$ もしくは $w_{max} = w_\epsilon$ のとき

$$L_{max} = 2R\frac{1}{1+\left(\frac{\lambda R}{\pi w_{max}^2}\right)^2} \tag{2.54}$$

で最大となる．$w_{max} \leq \lambda R$ ならば，最大共振器長は共振器の安定条件 (2.2.2 参照) により決まる制限よりも短くなる．w_0 も考慮する場合，(2.53) より

$$L_{max} = 2R\frac{2\pi}{\lambda}w_0\sqrt{w_{max}^2 - w_0^2} \tag{2.55}$$

となる．

引用文献

[1] 大津元一, "現代光科学 II ― 光と量子 ―," 朝倉書店 (1994)

3　FDTD 解析

2 章で FFPC の設計指針について述べた．本章ではまず，実際に FFPC が作製可能であることを予備実験により確かめた．次に，2 章を基に設計した共振器を用いて，FDTD によるシミュレーションを行い，結果と考察を述べる．

3.1　予備実験

FDTD による計算を行う前に，1.2 で示したような構造が実際に研究室の設備で作製可能かどうかを確認するため，予備実験を行った．

ファイバ端面加工の実験系のイメージを Fig. (3.1) に示す．直径およそ 1　mm の CO_2 レーザをファイバ端面にレンズで 10　μm 程度に集光し，1 kHz で 1 パルス照射して凹みを作る．ファイバ端面への照射は難しいため，まずスライドガラスへの照射を行った．結果を Fig. (3.2) に示した．直径 $D = 30\,\mu$m，深さ $t = 0.2\,\mu$m，曲率 $R = 562.5\,\mu$m の凹みを作製することができた．しかし，CO_2 レーザによりガラスが融解・蒸発して凹みができることを期待していたにも関わらず，照射部付近が盛り上がって凹みが出来ていることが分かる．これは照射したスライドガラスが圧縮により作製されたガラスであり，一定体積に戻るまでは熱膨張しやすいためであると考えられる．光ファイバは母材の伸張により作製されているので，この問題は起こりづらいはずである．熱膨張しきった状態からさらに照射を行うことで，スライドガラス表面にもファイバ端面に作製するような凹みができると期待される．

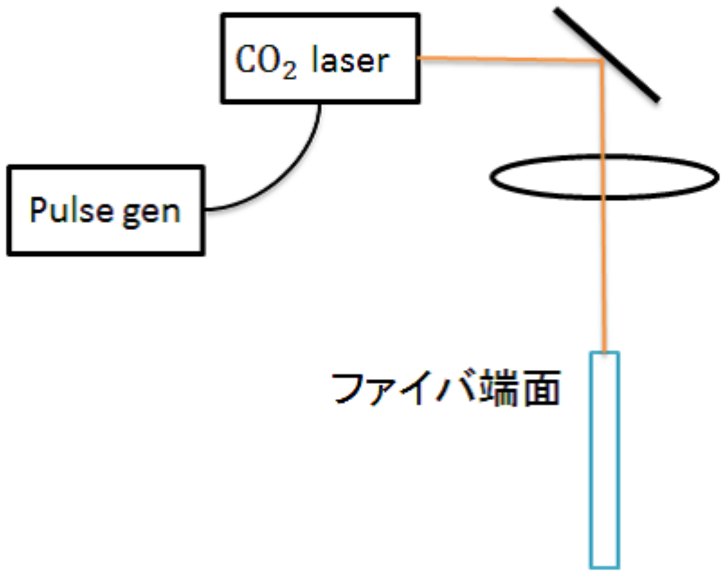

Fig. 3.1: Surface of fiber Fabry-Perot cavity fabrication system.

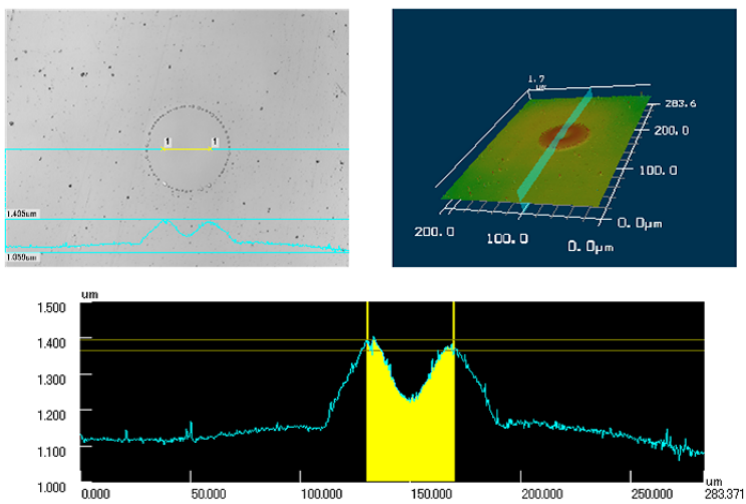

Fig. 3.2: Fabricated surface.

実際にファイバ端面の加工を行うには更なる調査が必要であったが，将来的には研究室にて作製可能であると判断し，FDTD による解析に移行した．

3.2 FDTD 共振器設計

3.2.1 FDTD 基礎条件

本研究では MIT が配布している Meep 1.2.1 を用いて FDTD 解析を行った．Meep 内での計算では規格化した単位が用いられる．規格化単位 a を $a = 1$ とすると，規格化長さは $\times 1\,\mu$m に相当し，規格化時間と実時間の対応は得られた値 $\times 3.3$ fs，規格化周波数は $\times 300$ THz に相当する．また，Meep は構造定義や出力の細かさ (resolution) を自由に決められる．本研究では $a = 1$ かつ resolution $= 40$，つまり 1pixel の各辺が $1/40 = 0.025\,\mu$m とし，$\lambda_0 = 1.55\,\mu$m 付近の波長について考察した．

3.2.2 共振器設定

本研究で用いたファイバファブリペロー共振器を Fig. 3.3, Fig. 3.4 に示す．共振器の構造設計におけるパラメータは，平面部分の鏡面間距離 L，鏡面曲率 R，凹みの深さ t がある．ここで，FDTD に利用した共振器モデルにおいて，光軸での共振器長は $L + 2t$ であることに注意が必要である．ミラーは，$\mathrm{SiO_2/TiO_2}$ ブラッグミラー ($n_{\mathrm{SiO_2}} = 1.44, n_{\mathrm{TiO_2}} = 2.5$)，もしくはパーフェクトミラー ($n = \infty$) を利用した．ブラッグミラーの各層の厚みは $n\lambda_0/4$ とし，全てのミラーが光ファイバ上に作製された構造形状を保持するものとした．ミラーの先は光ファイバ ($d_{core} = 8.8\,\mu\mathrm{m}, \mathrm{n_{core}} = 1.462, \mathrm{n_{clad}} = 1.468$) とし，コアへのパワー結合を観察できるように構造を設定した．

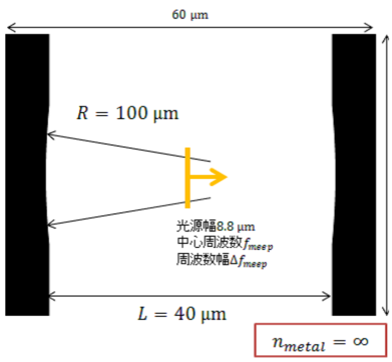

Fig. 3.3: Cavity QED model.

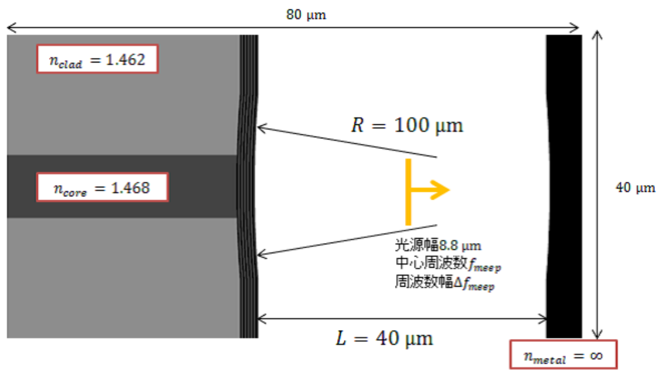

Fig. 3.4: Cavity QED model.

本研究では，モデルの簡略化のため，凹みの深さ t を $t = 0.5\,\mu$m とした．曲率 R と共振器長 L は (2.47) により決まる．モード径 w_i が光ファイバのモード径 (10 μm)

と一致するようにすればよいと考え，$w_i = 10\,\mu\mathrm{m}$ とした．そして安定条件を満たし $w_i = 10\,\mu\mathrm{m}$ となる R と L のうち，$R = 100\,\mu\mathrm{m}, \mathrm{L} = 40\,\mu\mathrm{m}$ とした．

3.3 構造によるモードスペクトルの変化

FFPC のスペクトルは，構造により変化するスペクトルとミラーの厚みにより決まるスペクトルの重ね合わせで得られる．まず共振器構造によって決まるスペクトルを考察するため，Fig. 3.3 に示すような両側がパーフェクトミラーな対称共振器に対して FDTD 解析を行った．光源をミラー間の中央に置き，周波数 $f_{meep} = 0.645$, 周波数幅 $\Delta f_{meep} = 0.1$ として得られたスペクトルを Fig. 3.5 に示した．1 次モードと 3 次モードの電磁界分布とスペクトルはそれぞれ，Fig. 3.6 〜 Fig. 3.9 のように観察された．同一モードの FSR は $FSR_{meep} = 0.0125$ 程度で，これは $\Delta f = 3.75$ THz 程度となり，妥当なスペクトルである．1 次モードのみを励振すると，$f_{meep} = 0.6355$ のとき $\tau = 80.0$ ps, $Q = 9.7 \times 10^4$ であった．

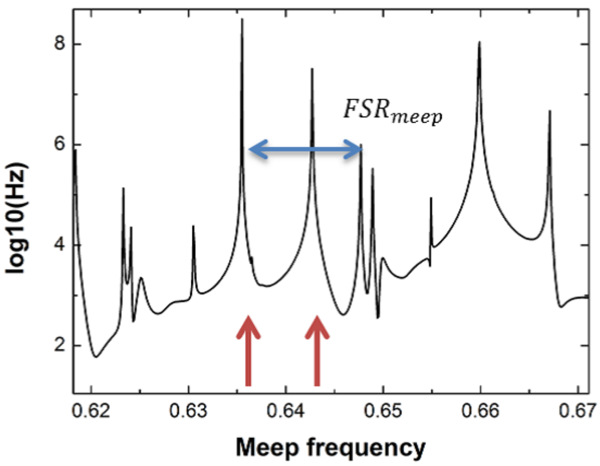

Fig. 3.5: Cavity spectrum made of structure.

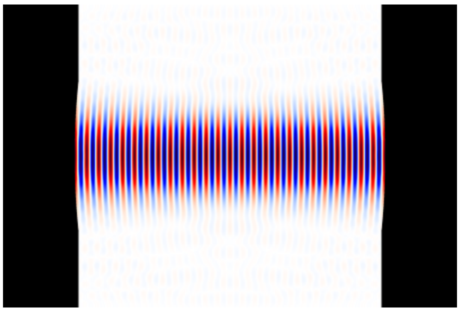

Fig. 3.6: 1st mode $f_{meep} = 0.6355$

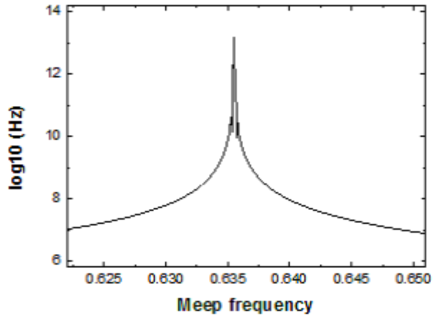

Fig. 3.7: 1st mode spectrum.

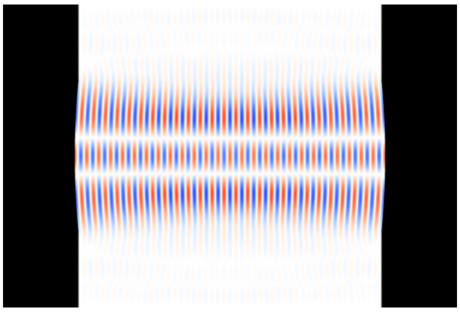

Fig. 3.8: 3rd mode $f_{meep} = 0.6427$

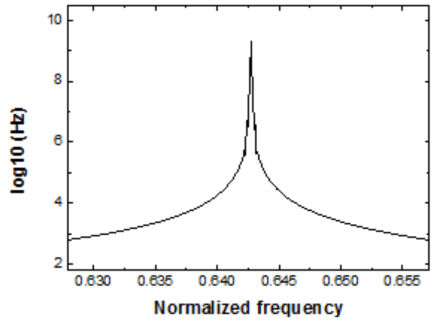

Fig. 3.9: 3rd mode spectrum.

3.4 共振器長とスペクトルの変化

構造スペクトルとミラーのスペクトルを一致させる方法としては，共振器長 L を変化させる手法が妥当である．Fig. 3.10 に，共振器長 L を $L = 40\,\mu\mathrm{m}$ からわずかに変化させた時のスペクトルを示す．$\Delta L = 150\,\mathrm{nm}$ のとき，それぞれの 1 次モードが一致した．$L = 40.15\,\mu\mathrm{m}$ のとき，光源を $f_{meep} = 0.64188, \Delta f_{meep} = 0.005$ として励振した際の電磁界分布を Fig. 3.11 に示す．3.12 に拡大した点線部を見れば分かる通り，コアへの結合ではなく，矢印で示した方向に光が漏れてしまっていることが分かる．

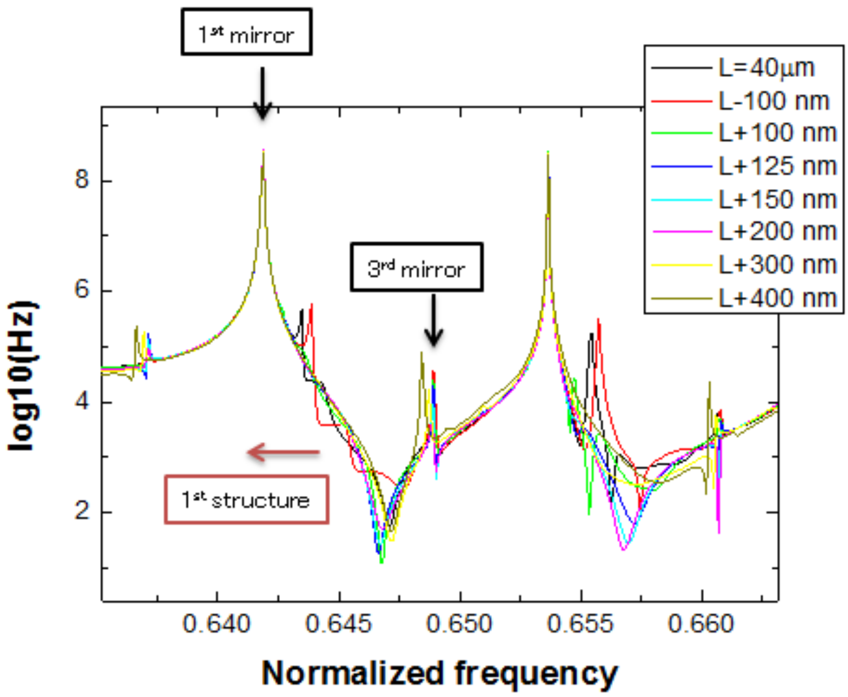

Fig. 3.10: Length-changed spectrum.

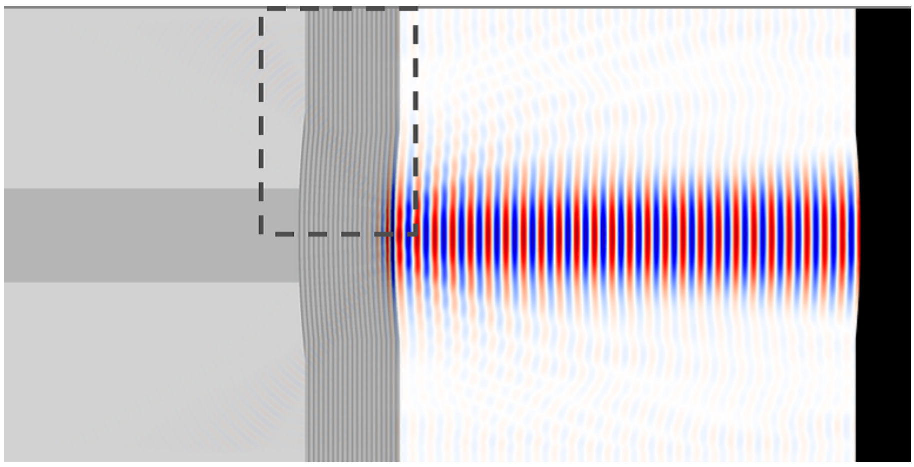

Fig. 3.11: FFPC 1st mode.

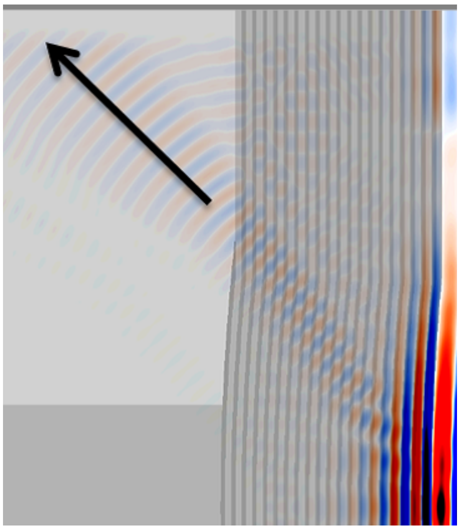

Fig. 3.12: FFPC 1st mode expansion (dash line).

この原因を調べるため，Fig. 3.11 の共振器部分のみを空間フーリエ変換した．結果を Fig. 3.13 に示す．中心が周波数 0 で，端に行くほど周波数が大きくなる．横方向が x 軸方向，縦方向が y 軸方向を示している．x 方向に 2 つ見える赤い領域が共振器により強く共振している周波数に相当する．さらに，その周波数が x 方向だけでなく，弱いながらも全方向にパワーを持つことが分かる．つまり，共振器内でファイバに対して垂直でない成分が多く含まれていることを示している．これより，ある角度以上の成分はブラッグの反射条件を満たさなくなってしまい，伝搬してしまっていると考えらえる．これは微小領域に光を閉じ込めているために，通常のファブリペロー共振器に比べ回折の影響が大きくなり，ブラッグの反射条件を満たさなくなるためであると考えられる．3.5 で考察する．

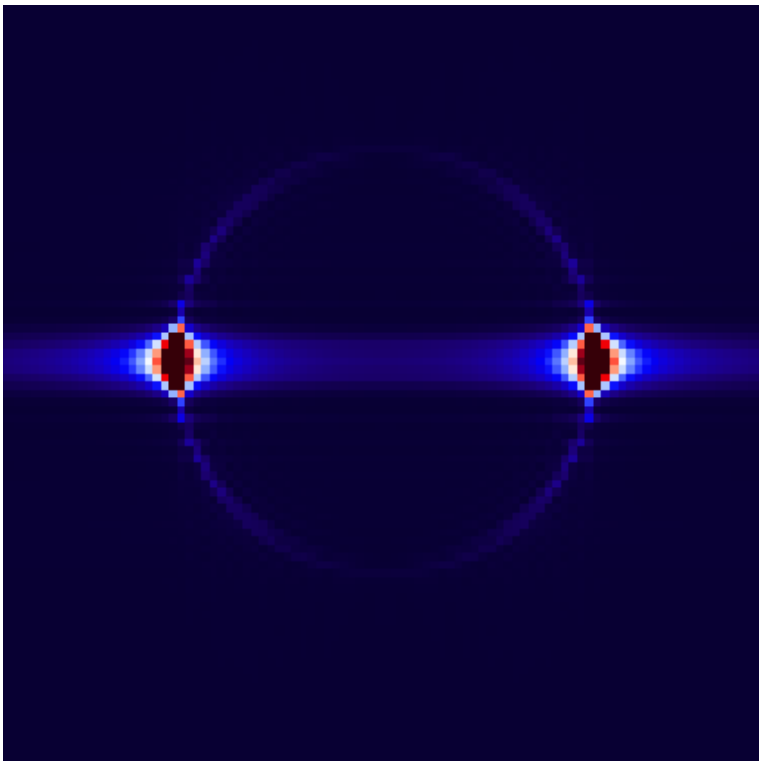

Fig. 3.13: Spacing fourier transform of 3.11.

3.5　ブラッグミラーの反射条件

3.4 で，空間フーリエ変換により光の回折の影響が大きくなり，ブラッグ反射の条件を満たさなくなると述べた．本節ではブラッグミラーの反射条件を考える．

3.5.1　誘電率の正弦波変調

誘電体 ϵ_r が z 軸方向に正弦波変調されている屈折率分布を考える．平均値 ϵ_m の周りで振幅 ϵ_d，周期 a_z で変調されているとき，ϵ_r は

$$\begin{aligned}\epsilon_r(z) &= \epsilon_m + \epsilon_d sin\left(\frac{2\pi}{a_z}z\right) &(3.1)\\ &= \epsilon_m + \frac{\epsilon_d}{2i}\left[\exp\left(i\frac{2\pi}{a_z}z\right) - \exp\left(-i\frac{2\pi}{a_z}z\right)\right] &(3.2)\end{aligned}$$

と表される．この空間を z 方向に進み，x 方向にのみ電界成分を持つ光

$$E_x = Re\left\{\sum_{p=-\infty}^{+\infty} E_p \exp\left(i(k+G_p)z\right)\right\} \tag{3.3}$$

を考える．(3.2) から ϵ_r のフーリエ変換は以下の 3 つの 0 でない成分のみを持つ．

$$\epsilon(0) = \epsilon_m,\ \epsilon\left(\frac{2\pi}{a_z}\hat{z}\right) = \frac{\epsilon_d}{2i},\ \epsilon\left(-\frac{2\pi}{a_z}\hat{z}\right) = -\frac{\epsilon_d}{2i} \tag{3.4}$$

(3.4) と (3.3) を用いると p に対する漸化式を導出できる．

$$\left[\left(k + \frac{2\pi}{a_z}p\right)^2 - \epsilon_m\frac{\omega^2}{c^2}\right]E_p + \frac{\epsilon_d}{2i}\frac{\omega^2}{c^2}E_{p+1} - \frac{\epsilon_d}{2i}\frac{\omega^2}{c^2}E_{p-1} \quad = 0 \tag{3.5}$$

$p = 0$ の場合，均等媒質における線形分散関係を表す．$p \neq 0$ の場合，第 1 ブリルアン領域に折り返したバンド図を表すこととなる．誘電率の変調が $\epsilon_d < \epsilon_m$ であるとき，$\omega = \omega_0$ のとき波数ベクトル $k = \pi/a_z$ であるような周波数の近くでは，電界成分 E_0 と E_{-1} が支配的となる．$k = \pi a_z$ において次の 2 つの方程式

$$-\frac{\epsilon_d}{2i}\frac{\omega^2}{c^2}E_{-1} + \left[\frac{\pi^2}{a_z^2} - \epsilon_m\frac{\omega^2}{c^2}\right]E_0 \quad = \quad 0 \tag{3.6}$$

$$\left[\frac{\pi^2}{a_z^2} - \epsilon_m\frac{\omega^2}{c^2}\right]E_{-1} + \frac{\epsilon_d}{2i}\frac{\omega^2}{c^2}E_0 \quad = \quad 0 \tag{3.7}$$

$$\tag{3.8}$$

がゼロでない解を持つためには,

$$\frac{\omega^2}{c^2}\left(\epsilon_m \pm \frac{\epsilon_d}{2}\right) = \frac{\pi^2}{a_z^2} \tag{3.9}$$

を満たすような，単一の周波数 ω_0 ではなく 2 つの異なる周波数 ω_1, ω_2 が得られる ($\omega_1 < \omega_2$ とする)．この 2 つの差 $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ をフォトニックバンドギャップと呼ぶ．$\omega_1 < \omega < \omega_2$ の間の周波数を持つ光は存在できないことを意味する．また,

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\epsilon_d}{2\epsilon_m} \tag{3.10}$$

を gap-midgap 比と呼び，バンドギャップ幅を中心周波数に依存せずに分かりやすく示すために使われる．

3.5.2 ブラッグミラー

次に，2 種類の屈折率 $n_1, n_2 (n = \sqrt{\epsilon})$ と厚み $d_1, d_2, a = d_1 + d_2$ を持つ膜の重ね合わせによるブラッグミラーを考える．光路長が一致する $n_1 d_1 = n_2 d_2$ のとき，中心周波数 ω_0 は

$$\omega_0 = \frac{n_1 + n_2}{4n_1 n_2}\frac{2\pi c}{a} \tag{3.11}$$

により決まる．(3.11) は $n_1 d_1 = n_2 d_2 = \lambda/4$ のとき最大となり，gap-midgap 比は

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{4}{\pi}\sin^{-1}\left(\frac{|n_1 - n_2|}{n_1 + n_2}\right) \tag{3.12}$$

となる．

今回用いたブラッグミラーは，$\lambda_0 = 1.55\ \mu\mathrm{m}$ に合わせ，SiO_2/TiO_2 ミラーの屈折率 $n_1 = 1.44, n_2 = 2.5$ を考慮して $d_1 = 0.27300\ \mu\mathrm{m}, d_2 = 0.15725\ \mu\mathrm{m}$ とした．gap-midgap 比は (3.12) から $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 0.3468$ となり，正確な中心周波数は (3.11) から $f_0 = 0.6359$，バンドギャップ幅は $\Delta f = 0.2206$ となった．

次に，ミラー膜が厚くなり d_0' となり，f_0 がバンドギャップの上限周波数 f_1' と一致するようなブラッグミラーを考えると，

$$\begin{aligned} f_1' &= f_0' - \frac{\Delta f_0'}{2} = 0.8266 f_0' = f_0 \\ f_0' &= \frac{1}{0.8266} f_0 = \frac{1}{\cos\theta_d} f_0 \qquad (3.13) \\ \theta_d &= 0.598\,\mathrm{rad} = 34.2^\circ \qquad (3.14) \end{aligned}$$

となる．ここで，ミラー多層膜に対して光が θ_d の角度で進む場合は，膜厚は $\cos\theta_d = d_0/d_0'$ として考えてよい．つまり，SiO_2/TiO_2 鏡面に対して垂直方向からおよそ 34.2° 以上の角度で膜内を進行する光は，ブラッグミラーのバンドギャップの外に存在するため，透過してしまう．空気から SiO_2 膜に入射する際の限界入射角に直すと 54.1° となる．つまり，これ以上の角度で鏡面に入射する光は共振器内に留まることができない．これは Fig.(3.14) にあるように，FDTD 計算で実際に光が抜けている，光軸に対する角度 $43.4^\circ \sim 56.6^\circ$ の間になる．鏡面の曲率を考慮していないが，この仮定は妥当であると考えられる．

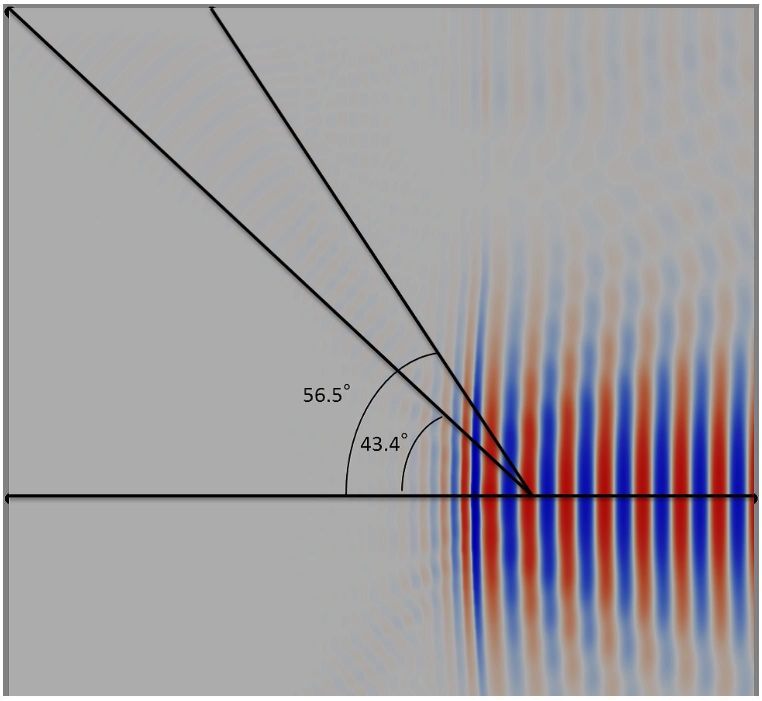

Fig. 3.14: Optical loss angle.

以上より，FFPC 内のビームが回折の影響によりブラッグの反射条件を満たせずに，ミラーから斜め方向に漏れ出してしまっていることが FFPC の大きな損失の原因であると考えられる．これは微小光共振器に特有の問題であり，特定波長のみに合わせて設計したブラッグミラーではうまく行かないことを示している．代替のミラーとして広帯域において反射率を持つスーパーミラーが挙げられるが，反射率が非常に低くなってしまうことと，鏡面に対して斜めに入射する際の影響を考慮する必要がある．

引用文献

[1] J. -M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. -M. Gérard,D. Maystre, A. Tchelnokov and D. Pagnoux, 木村達也 訳 , ”フォトニック結晶——ナノ光デバイスを目指して——,” オーム社 (2012)

[2] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn and R. D. Meade, ”Photonic Crystals Molding the Flow of Light,” Princeton University Press (2008)

4　まとめ

本論文では，ファイバファブリーペロー共振器 (FFPC) の FDTD 解析を初めて行い，従来考えられていなかったブラッグミラーでの損失の存在を明らかにした．この回折損失が引き起こす問題は従来のファブリペロー共振器ではおこらない，微小光共振器特有の本質的な問題である．将来の解決策の展望として，ブラッグミラーもしくはそれに類するミラーを使用しない，もしくはスポットサイズにさらなる制限をかければよいと考えられる．