

目次

| | | |
|-------|-------------------------------|----|
| 第1章 | 序論 | 1 |
| 1.1 | 本論文の背景と目的 | 1 |
| 1.2 | 本論文の構成 | 2 |
| 第2章 | テーパファイバ | 3 |
| 2.1 | はじめに | 3 |
| 2.2 | テーパファイバの作製方法 | 3 |
| 2.2.1 | CO_2 レーザーを用いた方法 | 4 |
| 2.2.2 | トラベリングバーナーを用いた方法 | 5 |
| 2.3 | テーパファイバの特性 | 5 |
| 2.3.1 | 非線形係数 γ の増大 | 5 |
| 2.3.2 | エバネセントフィールドの増大 | 6 |
| 2.4 | テーパファイバを利用したアプリケーション | 7 |
| 2.4.1 | 超広帯域光 (Supercontinuum:SC) の発生 | 7 |
| 2.4.2 | エバネセントフィールドを利用したセンサ | 9 |
| 2.5 | 本研究におけるテーパファイバの利用 | 10 |
| 第3章 | カーボンナノチューブ | 11 |
| 3.1 | はじめに | 11 |
| 3.2 | 単層CNTと多層CNT | 11 |
| 3.3 | 単層ナノチューブの構造 | 13 |
| 3.3.1 | カイラルベクトル | 13 |
| 3.3.2 | 格子ベクトル | 15 |
| 3.4 | カーボンナノチューブの電子構造 | 16 |
| 3.4.1 | グラフェンシートの電子構造 | 16 |
| 3.4.2 | 単層ナノチューブの電子構造 | 17 |
| 3.5 | 単層ナノチューブの光吸収特性 | 19 |
| 第4章 | モード同期レーザの動作原理 | 24 |
| 4.1 | はじめに | 24 |
| 4.2 | モード同期の原理 | 24 |
| 4.3 | 受動モード同期の原理 | 26 |
| 4.3.1 | 可飽和吸収効果 | 26 |

| | | |
|------------|--|-----------|
| 4.3.2 | 受動モード同期レーザ | 26 |
| 第5章 | テーパファイバの作製 | 31 |
| 5.1 | はじめに | 31 |
| 5.2 | 本研究におけるテーパファイバの作製方法 | 31 |
| 5.3 | 作製されるテーパファイバの理論からの導出 | 32 |
| 5.3.1 | モデル化 | 33 |
| 5.3.2 | モデル解 | 35 |
| 5.3.3 | 使用する機器より作製されるテーパファイバ | 38 |
| 5.4 | 作製したテーパファイバ | 38 |
| 5.4.1 | 作製したテーパファイバのウエスト径 | 38 |
| 5.4.2 | 作製したテーパファイバの損失 | 38 |
| 5.5 | 実験結果の検証 | 45 |
| 5.5.1 | テーパウエストの長さ | 45 |
| 5.5.2 | 作製したテーパファイバの損失 | 46 |
| 第6章 | テーパファイバを用いたモード同期ファイバレーザ | 47 |
| 6.1 | はじめに | 47 |
| 6.2 | CNT、テーパファイバを用いたモード同期 | 47 |
| 6.2.1 | モード同期を得るのに適正なテーパウエスト径 | 48 |
| 6.2.2 | テーパファイバモード同期レーザの実験系 | 49 |
| 6.3 | テーパファイバモード同期レーザの実験結果 | 50 |
| 6.3.1 | ウエスト径 $6.0 \mu\text{m}$ のテーパファイバを用いたとき | 51 |
| 6.3.2 | ウエスト径 $6.5 \mu\text{m}$ のテーパファイバを用いたとき | 52 |
| 6.3.3 | ウエスト径 $7.0 \mu\text{m}$ のテーパファイバを用いたとき | 53 |
| 6.4 | 実験結果に対する考察 | 54 |
| 第7章 | リング共振器における光注入による共振特性変化 | 55 |
| 7.1 | はじめに | 55 |
| 7.2 | CNT、テーパファイバリング共振器を用いた波長シフト | 55 |
| 7.3 | リング共振器における共振特性変化の実験結果 | 58 |
| 7.4 | 実験結果に対する考察 | 59 |
| 第8章 | 結論 | 60 |

謝辞

本研究に関する発表

関連図書

第1章 序論

1.1 本論文の背景と目的

近年におけるインターネット等の爆発的な普及に伴う伝送技術の高速・大容量化は目覚ましいものがある。特に情報のデジタル化や放送と通信の融合が進む現在において、大量の情報をより高速かつ正確に伝送する技術は、半導体集積回路に関するいわゆるムーアの法則（半導体集積回路の集積度は18ヶ月で2倍となる）を上回る速度で進歩している。ネットワーク上に流れるコンテンツも、以前のようなテキストファイルや電子メールだけでなく音声、静止画、動画といった多彩なメディアを扱えるようになった。有線通信における技術は、ISDN (Integrated Services Digital Network) や ADSL (Asymmetric Digital Subscriber Line) に代表される電気信号から、FTTH (Fiber To The Home) をはじめとする光信号へと進歩してきている。現在では各家庭にまで光ファイバが引き込まれ、誰もが手軽にブロードバンドを利用できるように整備されている。以上のような急速に発展する光ファイバ通信の中では、異なる波長に複数の信号を乗せて合波し、一本の光ファイバで伝送し、受信器側で波長ごとに分割する波長分割多重 (WDM: Wavelength Division Multiplexing) 伝送方式が主流となっている。これは、伝送容量の拡大と、伝送コストの低減を同時に満たすことのできる技術であるため、近年の基幹伝送系の大容量化は、もっぱら WDM 技術を中心に進められている。最近の研究では、一本の光ファイバで 10 Tbit/s を超える大容量の WDM 伝送に成功したという報告がなされている [1]。

しかし、将来の需要の増大を支えるには更なる大容量化が必要とされており、光学的に時間多重を行う OTDM (optical time-division multiplexing) 方式等も検討されている。更には電子回路の速度制限を受けない、光で光を処理するフォトニックネットワークの研究も盛んに行われている。そこでは、非線形光学効果を利用した超短パルス発生 [2][3]、光 - 光スイッチング [4][5]、光学的な波長変換 [6][7] などを行う様々なデバイスが研究されている。

1980年以降、テーパファイバやフォトニッククリスタルファイバなど、今までの光ファイバとは異なる新しい特性を持ったファイバの研究がなされてきた [8][9]。特に、テーパファイバは光ファイバを加熱して引き伸ばすことで作製できるという利点があり、様々な分野への応用が研究されている。テーパファイバの特性として、テーパ径とウエストの長さを調整することによりゼロ分散を任意の波長において得られることと、テーパウエスト径が細くなることにより伝搬光

の外部への染み出し(エバネセント波)が大きくなることがあげられ、これらの特性を利用して光源やセンサとしての応用が研究されてきた [10][11]。

また、これまでに非線形光学効果を用いたデバイス材料として、量子井戸構造、有機材料などにおいて高速応答性と大きな3次非線形感受率を併せ持つ材料が模索されており、PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) を用いた波長変換器や、第2高調波を発生可能な半導体型のデバイスが開発されているが、半導体型のデバイスは小型・集積可能というメリットを持つ反面、そのデバイスプロセスの複雑性などが問題である。また、石英ガラス単一モード光ファイバを用いて構成される様々なファイバ型のデバイスも開発されているが、これらファイバ型のデバイスは材料である石英自体の非線形感受率が大きくないため、キロメートルオーダーの相互作用長を必要とする場合が多く、デバイスの大きさ・偏波依存性が欠点となりうる。

しかし近年、高速応答と非線形光学効果を併せ持つ更なる新材料として、カーボンナノチューブ (carbon nanotube : CNT) が光通信で利用される近赤外波長領域で、可飽和吸収効果を示すことが示され、光スイッチ用材料として、CNT が極めて有力であることが示された [12]-[14]。さらにはCNTの可飽和吸収効果を利用して、波長 $1.55 \mu\text{m}$ でパルス時間幅 1.1 ピコ秒の超短時間パルスレーザの発振が示されたことにより、CNTを用いることで今までのデバイスよりも安価・安定・コンパクトなデバイスを可能とする可能性があると考えられる [15][16]。他にも、CNTには3次の非線形定数 χ^3 が大きく現れるという報告もなされているため、様々なデバイス応用への道も考えられる [17]。今後、この分野の研究が活発化するのには確実である。このようなCNTを用いたデバイスは今までのデバイスと比較して、非常に安価に小型化できるメリットが考えられる。

本研究は光非線形素子として非常に注目を集めているCNTとテーパファイバを組み合わせ用いたデバイスの研究、さらにはその実用化を目的としている。

1.2 本論文の構成

本論文は8章から構成される。次の第2章では、テーパファイバについて作製方法や特性を紹介し、第3章ではカーボンナノチューブについて、その構造や光学特性などの特徴を紹介し、第4章では光の周期的パルス列を得る1つの方法であるモード同期に関して紹介する。第5章では、本研究で作製したテーパファイバについて述べる。そして、第6章では、テーパファイバとカーボンナノチューブを用いて作製し、実験したモード同期ファイバレーザについて、第7章では、テーパファイバとカーボンナノチューブを用いて作製した、リング共振器における波長シフトの実験に関して報告を行う。最後に、第8章において、本研究で得られた結果に関してまとめる。

第2章 テーパーファイバ

2.1 はじめに

テーパーファイバは Fig 2.1 に示すような形をしたファイバで、通常の光ファイバ (直径 $125\ \mu\text{m}$) を加熱して左右に引っ張ることによりファイバ径を用途によりまちまちだが直径 $50\ \mu\text{m}$ 以下に細めたファイバで、最も細いもので直径が数十 nm のものがある。

テーパーファイバの左右両端は通常のファイバであるのでファイバ中の伝搬光はコア部にエネルギーが集中して伝搬するが、テーパーウエスト部においては、テーパーウエスト全体で光を伝搬させるようになる。

この章では、まず 2.2 節においては CO_2 レーザーを用いたテーパーファイバの作製方法とトラベリングバーナーを用いたテーパーファイバの作製方法の 2 つを紹介する。次に 2.3 節においてテーパーファイバの特性について述べ、2.4 節ではテーパーファイバの特性を利用したアプリケーションを 2 つ紹介する。そして、2.5 節においてテーパーファイバの利用について述べる。

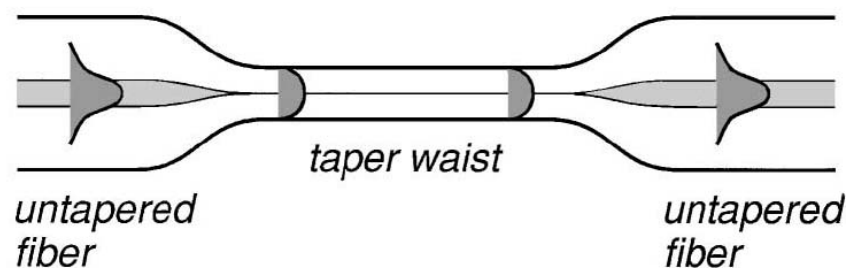


Fig 2.1: Schematic diagram of a tapered fiber. Light in the core expands to fill the whole fiber in the taper waist [10].

2.2 テーパーファイバの作製方法

本節では CO_2 レーザーを用いたテーパーファイバの作製方法とトラベリングバーナーを用いたテーパーファイバの作製方法の 2 つを紹介する。

2.2.1 CO₂ レーザーを用いた方法

テーパ加工の熱源に CO₂ レーザーを使うことの利点は炎やヒーターのように汚物が発生しないということと、ファイバが伸びる過程が自己調整されることである [18]。これはレーザー出力が炎に比べて安定であり、あるファイバ径まで到達すると自動的に温度がファイバの軟化点に到達しなくなるからである。

レーザーテーパリング装置の概略図を Fig 2.2 に示す。レーザー光線による加熱領域はガルバノミラーによる反射で決定している。

ファイバ径の自己調整作用を示す計算結果を Fig 2.3 に示す。Fig 2.3 の意味するところを簡単に述べると次のようになる。ファイバの軟化温度は約 1700 K であり、仮にレーザーパワーを 7 W に固定したままファイバ径を細めていくとファイバ径が約 10 μm になったあたりでファイバの温度は 1700 K に達しなくなる。よって、ファイバ径がそれ以上に細くなることはなくなるのである。

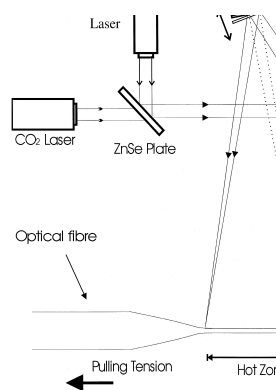


Fig 2.2: Experimental arrangement for tapering process [18].

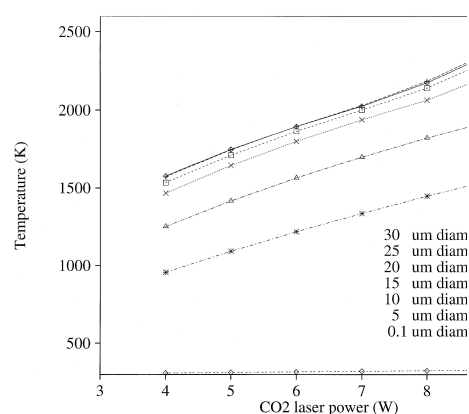


Fig 2.3: Variation of the fibre temperature as a function of the applied CO₂ laser power [18].

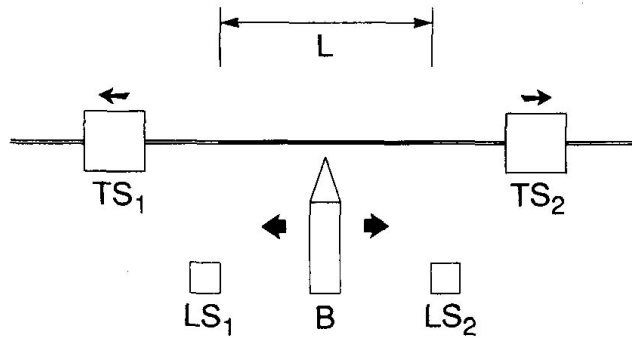


Fig 2.4: Schematic diagram of a traveling-burner tapering system [8].

2.2.2 トラベリングバーナーを用いた方法

トラベリングバーナーを用いた方法は CO_2 レーザーを用いた方法に比べて単純であり、ガスバーナーを用いてファイバを加熱し、左右に引っ張るものである。Fig 2.4 はトラベリングバーナーの概略図で、バーナー B がテーパに沿って周期的に移動して加熱し、ステージ TS_1 、 TS_2 で引っ張ることによりテーパファイバを作製している。また、テーパウエスト長およびテーパウエスト径は加熱長 L をコントロールすることにより任意の値を得ることができる。

なお、今回、テーパファイバを作製するにあたり用いた機器は水素ガスバーナーでファイバを加熱しポンプでステージに吸着したファイバを引っ張るタイプのものである。しかし、この機器は、本来の目的が光を一定の割合で分岐させるカプラーを作製するために作られた機器であるため、ガスバーナーは左右に移動しない。よって、詳しくは後述するがテーパファイバウエストの長さは一定となる。

2.3 テーパファイバの特性

2.3.1 非線形係数 γ の増大

テーパファイバの特性としては、第一に非線形係数 γ が大きくなることである。ファイバ径が細くなると実効コア面積 A_{eff} が小さくなりパワー密度が大きくなる。そして、つぎに述べる式で定義される非線形係数 γ が実効コア面積 A_{eff} に反比例して大きくなるのである (ω_o は伝搬光の角周波数、 n_2 は非線形屈折率を指す。)[19]。

$$A_{eff} = \frac{[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.1)$$

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_o}{c A_{eff}} \quad (2.2)$$

また、ファイバにおける非線形性を示すパラメータである非線形長 L_{NL} は次式によりあらわされ非線形係数 γ に反比例する。 $(P_o$ は入射光のパワーである)

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_o} \quad (2.3)$$

2.3.2 エバネセントフィールドの増大

テーパファイバの第二の特性として、エバネセントフィールドの増大があげられる。通常の光ファイバにおいて、伝搬光はコアとクラッドの境界において全反射され、コアの内部のみを伝搬光が伝って光が通るものとされている。しかし、実際には光の波動性により微小ではあるが全反射の際にクラッド内に光は染み出し、それがエバネセントフィールドとして扱われる。

テーパファイバのウエスト部においては Fig 2.1 に示したようにコア部がなくなり、大気中に置かれたクラッド部の屈折率を持つガラス棒が光を伝搬するようなイメージとなる。よって、ウエスト部においては非屈折率差 Δ および、実効屈折率が通常のファイバと異なりエバネセントフィールドが大きくなる。そのエバネセントフィールドの深さは次の式であらわされる [11][20]。

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - k_o^2 n^2}} \quad (2.4)$$

β は伝搬定数、 k_o は伝搬光の波数、 n はエバネセントフィールドの深さを考える空間の屈折率である。

また、エバネセントフィールドの大きさの目安としてモードフィールド径 (mode-field diameter : 径方向の光強度分布が最大値に対して $1/e^2$ になる直径) が定義されそれは次式であらわされる。

$$2W = \left(\frac{\int_0^{\infty} f^2(r) r dr}{\int_0^{\infty} \frac{\delta f(r)}{\delta r} r dr} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

2.4 テーパーファイバを利用したアプリケーション

2.4.1 超広帯域光 (Supercontinuum:SC) の発生

SC とはその名のとおりに広い周波数帯域を持った光である。テーパーファイバを利用した SC の発生はファイバ内における自己位相変調 (self-phase modulation : SPM) を利用したものであり、次式が成り立つときに顕著に効果があらわれる [19]。

$$L \ll L_D \text{ , } L \geq L_{NL} \quad (2.6)$$

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_o T_o^2}{|\beta_2|} \gg 1 \quad \left(L_D = \frac{T_o^2}{|\beta_2|} \right) \quad (2.7)$$

$$\beta_2 = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \quad (2.8)$$

L は非線形効果に寄与する部分のファイバ長、 L_D は分散長、 T_o はパルス幅、 β_2 は群速度分散 (group-velocity dispersion : GVD)、 v_g は伝播光の群速度、 D は分散パラメータである。

なぜテーパーファイバを用いることにより SC の発生が行えるかということ、テーパーファイバにおいては、ウエスト径を調整することにより GVD が任意に得られるからである。テーパーファイバのウエスト径と GVD の関係の一例を Fig 2.5 に示す。Fig 2.5 は大気中における GVD の計算値で、(a) は $\lambda = 850 \text{ nm}$ の光を入射したときの値、(b) は左から順に $1.0 \mu\text{m}$ 、 $1.5 \mu\text{m}$ 、 $2.5 \mu\text{m}$ のウエスト径を持つテーパーファイバファイバに対する GVD の値であり右端は石英の持つ GVD の値である。

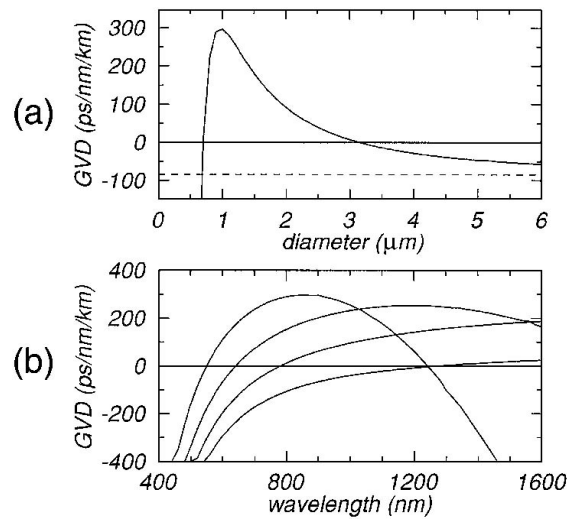


Fig 2.5: Calculated GVD of a taper waist versus (a) diameter and (b) λ [10].

またSPMによるスペクトル広がり の最大値 $\delta\omega_{max}$ は位相シフトの最大値を ϕ_{max} として、入射光をガウス型パルスと仮定すると近似的に次の式で表される。

$$\delta\omega_{max} = \frac{0.86}{T_o} \phi_{max} \quad (2.9)$$

$$\phi_{max} = \frac{z_{eff}}{L_{NL}} = \gamma P_o z_{eff} \quad (2.10)$$

z_{eff} は有効伝播距離で、伝播損失を α とすると $z_{eff} = [1 - \exp(-\alpha z)]/\alpha$ と表される。

実際のテーパファイバを用いたSC発生の一列を Fig 2.6 示す。この図はウエスト径 $2.0 \mu m$ のファイバに、チタンサファイアレーザーより光を入射しSCの発生を観測した結果であり、上から 380、210、60 mW の入力パワーによるSCの波長範囲の広がり を示したものであり、入射光パワーによりSCの広がり範囲が左右され、パワーが小さいと入射波長より短い波長範囲のSCスペクトルが弱いことがわかる。重要なこととして、入力光のパワーを増やすことは波長範囲の広がり に寄与し、ピークパワーは変わらない性質がある。

ここで1つ重要となるのがテーパファイバに入射する光のパルス幅 T_o が小さく なければならぬということである。しかし、当研究室においては、チタンサファイアレーザーのようなパルス幅が狭くかつ出力パワーの大きいレーザーがないためこの種の研究は行わなかった。

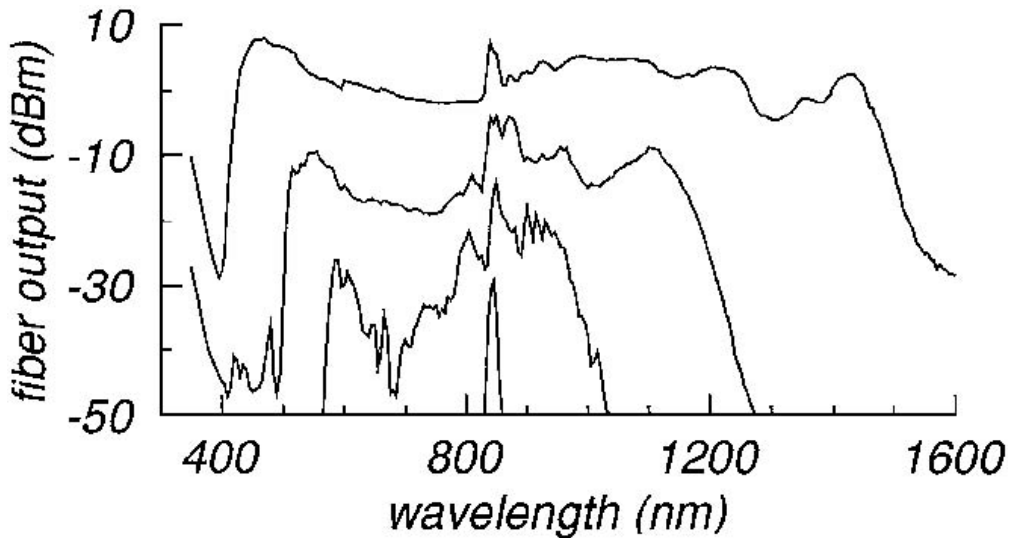


Fig 2.6: Output spectra from a tapered fiber with a 2μ waist [10].

2.4.2 エバネセントフィールドを利用したセンサ

ここでは、テーパファイバにおけるエバネセントフィールドを利用したセンサについて述べる。先にも述べたようにテーパウエストにおいては、エバネセントフィールドが通常のファイバに比べ広くウエスト周囲に広がるためウエスト周囲の環境により伝搬する光のパワーが変化する。この特性を利用してテーパファイバを用いたセンサが色々と作られているのである。その一例としてテーパファイバを用いた水素センサを紹介する [21][22]。

この水素センサの水素感知部はテーパウエストにパラジウム膜を蒸着したもので (Fig 2.7)、このセンサの動作原理は次のとおりである。パラジウム膜に水素分子が触れると H_2 は $2H$ に分解され、パラジウム膜中に拡散し水素化パラジウムを形成する。パラジウム膜が水素化することによりその複素誘電率は減少し、その値 ϵ_{PdH} は次の式により与えられる。

$$\epsilon_{PdH} = h \times \epsilon_{Pd} \quad (2.11)$$

ϵ_{Pd} は水素化していないパラジウム膜の複素誘電率、 h の値は水素濃度の増加に伴い減少する非線形係数で 1 以下の値を取る。ファイバはパラジウムの蒸着によりファイバ基本モードの減衰率 γ_{Pd} がゼロではなくなる。また、パラジウム膜ファイバが水素に触れることにより減衰率 γ_{PdH} は減少する。そして、ファイバの伝達パワーは次の式で表される。

$$I = I_o \exp(2\Delta\gamma L_{in}) \quad (2.12)$$

ここで、 I_o は水素が無い状況におけるファイバの伝達パワー、 $\Delta\gamma = (\gamma_{Pd} - \gamma_{PdH})$ 、 L_{in} は Fig 2.7(a) に示した相互作用長である。

実際の実験結果は Fig 2.8 のようになり、テーパウエスト径によって伝搬する光の強さに違いがでることがわかる。

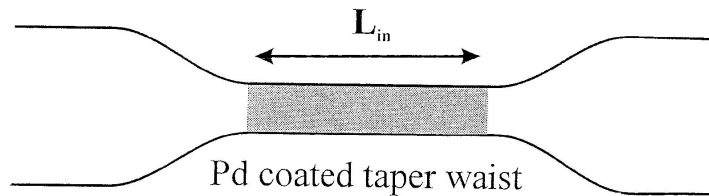


Fig 2.7: Schematic diagram of the sensor [22].

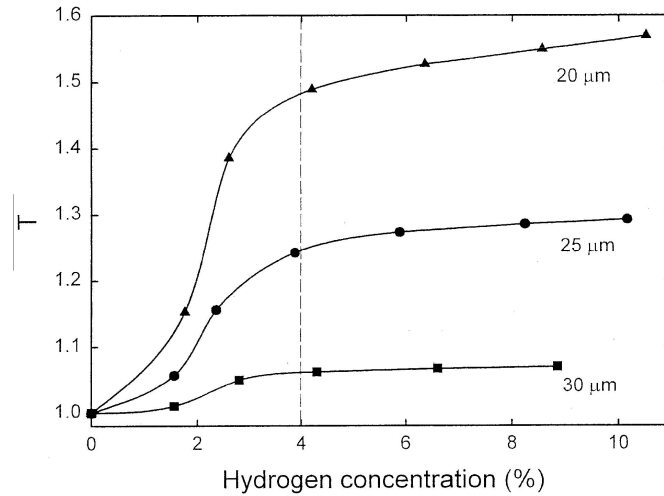


Fig 2.8: Relative power transmission T versus hydrogen concentration. For three symmetric devices [22].

2.5 本研究におけるテーパファイバの利用

テーパファイバの重要な特性は先に述べた非線形係数 γ の増大とエバネセントフィールドの増大の2つである。非線形係数 γ の増大を利用したアプリケーションは先に述べた超広帯域光 (SC 光) の発生がメインである。

SC 光の発生はこれまで数々の研究者により研究がなされ SC 光発生におけるテーパファイバはウエスト部が十数ミリ以上と比較的ながい距離が必要であり、後に述べるが今回の研究で用いたテーパファイバを作製する機器ではウエスト部が数ミリ程度であるため作製したテーパは SC 光の発生には不適である。

以上に述べた理由により本研究におけるテーパファイバの利用は主にファイバのテーパ化によって増大するエバネセントフィールドを用いたものである。本研究の目的としては、テーパファイバと後述するカーボンナノチューブの2つを利用して新しいアプリケーションを作製することである。

第3章 カーボンナノチューブ

3.1 はじめに

カーボンナノチューブ (Carbon NanoTube : CNT) は、 C_{60} を代表とするフラレン (Fullerene) の大量合成法が見つかったからわずか 1 年後の 1991 年に発見された。フラレンがある意味ではゼロ次元性を持つものに対して、カーボンナノチューブは一次元物質である。これら 2 つの新物質はどちらも炭素だけで構成され、六員環と五員環で編まれたネットワーク構造を基本としている。この章では、まず 3.2 節において CNT を大きく 2 つに大別し、単層 CNT と多層 CNT というものに関しての紹介を行う。次に、3.3 節では、本研究で用いる単層 CNT の構造に関して紹介し、3.4 節において CNT の電子構造、特に単層 CNT の電子構造に関して詳しく述べる。3.5 節では本研究で重要となる単層 CNT の光吸収特性に関して紹介する。

3.2 単層 CNT と多層 CNT

CNT は Fig. 3.1 のようなグラファイトの一枚面 (グラフェンあるいはグラフェンシートと呼ぶ) を巻いて筒状にした形状を持っており、その直径はおおよそ数 nm から数十 nm の範囲の値で、長さは数 μm に及ぶ。したがって、CNT は極細の炭素繊維とみなせる点もあるし、一部の電子的性質はグラファイトのそれに似たところもある。CNT におけるとくに興味深い点は、上述のように長さとの直径の比 (アスペクト比) が 1000 程度に及ぶので、両端の影響を事実上無視することが出来て、典型的ないわゆる一次元物質として考えられることである [23]。

CNT はその製法によって、Fig. 3.2 のような単層ナノチューブ (Single-Walled Nanotube : SWNT [24]) と Fig. 3.3 のような多層ナノチューブ (Multi-Walled Nanotube : MWNT [25]) の二種類が存在する。SWNT は比較的直径が細くて、数 nm 程度の直径を持つことが多いが、MWNT では各 CNT 層の層間距離が 0.34 nm で、数層から数十層が同心円状となり、直径は数十 nm にまで及ぶかなり太いものがある。

また、CNT の生成時には、先端部分にフラレンの半球のようなキャップをかぶっていることが観測されている。このキャップは炭素五員環を含むために形成されるが、そのために反応性が高く、その後の精製のときに酸化されて消失してし

まうことも多い。上述のように一次元物質として考えるときには、キャップの存在を無視することになる。

本研究では、主に Fig. 3.2 の SWNT を用いる。これは SWNT の方が MWNT に比べて直径の制御が容易であることが理由であり、その詳細に関しては後述する。したがって、以下で特に断らないときは、CNT とは SWNT を表すものとする。

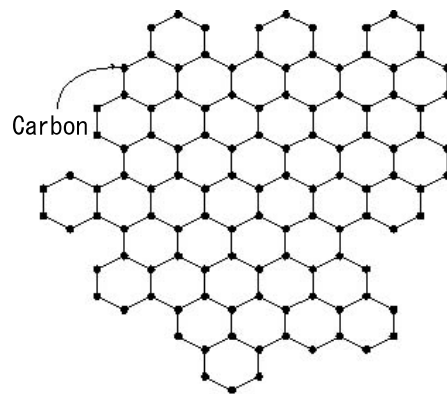


Fig 3.1: Graphen sheet

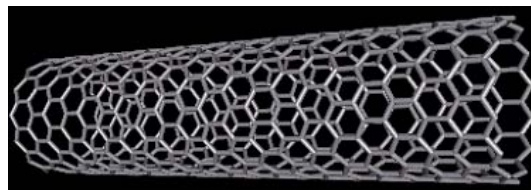


Fig 3.2: Single-Walled Nano Tube [24]

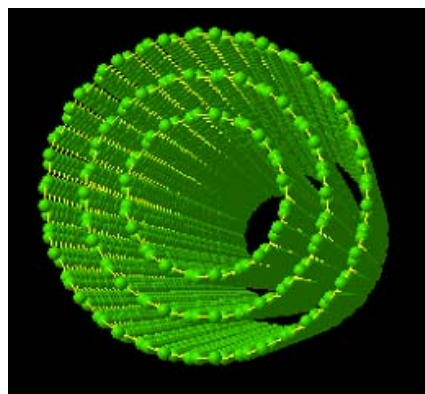


Fig 3.3: Multi-Walled Nano Tube [25]

3.3 単層ナノチューブの構造

SWNTは、単原子層のグラファイト(グラフェン)が円筒状に丸まって、継ぎ目なく閉じられた直径がナノメートルオーダーの極微の中空チューブである。その胴体部分のTEMには平行な一対の縞が必ず観測される。円筒状に閉じたチューブの壁のうち、入射電子線に平行なところは、電子を強く散乱するので、その部分が黒いコントラストの縞となって観察される。

SWNTの長さや直径は金属触媒の種類に依存し、長いものはおよそ $100\mu\text{m}$ あり、直径は約 1nm から 5nm までのものを得ることが出来る。もっとも細いものは、 C_{60} のそれと同程度(0.7nm)である。これらの特徴はMWNTとは明らかに異なり、SWNTがフラーレンにより近い構造と性質を持っていることを示している。

3.3.1 カイラルベクトル

1枚のグラフェンを巻いてできるチューブの構造は直径、カイラル角および螺旋方向の3つのパラメータにより完全に指定される。しかし、重要な物理的性質の多くは直径とカイラル角の2つのパラメータのみによって決まるので、以下の議論では螺旋方向は無視する。単層ナノチューブの直径と螺旋角はカイラルベクトルによって、一義的に指定できる。カイラルベクトル C_h は円筒軸に垂直に円筒面を一周するベクトル、すなわち、円筒を平面に展開したときの等価な点を結ぶベクトルである。(Fig. 3.4)

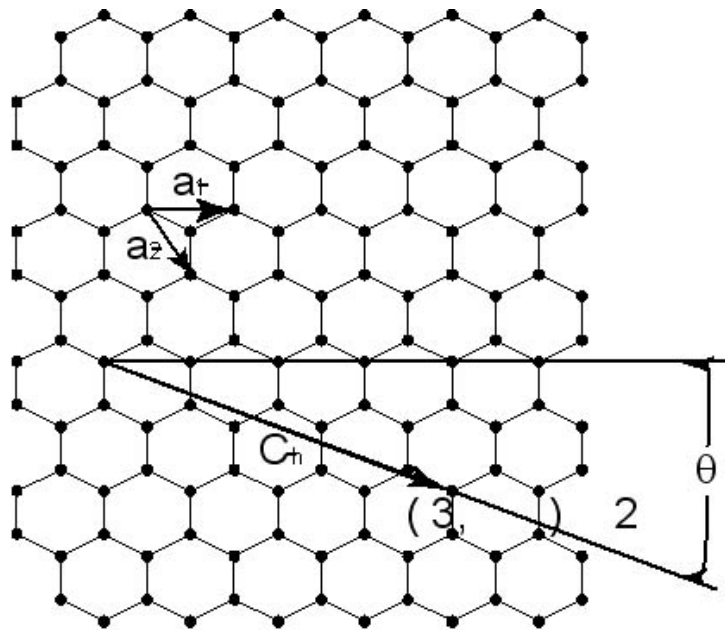


Fig 3.4: Chiral vector

カイラルベクトル C_h は二次元六角格子の基本並進ベクトル a_1 と a_2 を用いて

$$C_h = n\mathbf{a}_1 + m\mathbf{a}_2 \equiv (n, m) \quad (3.1)$$

と表すことができる。ここで、 n と m は整数である。チューブの直径 d_t およびカイラル角 θ は n と m を用いて

$$d_t = \frac{\sqrt{3}a_{c-c}\sqrt{n^2 + nm + m^2}}{\pi} \quad (3.2)$$

$$\theta = \tan^{-1}\left(-\frac{\sqrt{3}m}{2n + m}\right) \quad \left(|\theta| \leq \frac{\pi}{6}\right) \quad (3.3)$$

と表すことが出来る。ここで、 a_{c-c} は炭素原子間の最近接距離 (0.142 nm) である。 $n = m$ ($\theta = \pi/6$) および $m = 0$ ($\theta = 0$) のときには螺旋構造は現れず、それぞれ Fig. 3.5 に示すアームチェア型、ジグザグ型と呼ばれるチューブとなる。それぞれの名前は、チューブ円周に沿った原子間結合の幾何学的特長に由来する。残りの $n \neq m \neq 0$ がカイラル (キラル) 型と呼ばれる螺旋構造を持つ一般的なチューブである。実験的には、螺旋構造を持つチューブの存在は SWNT の発見当初から知られていたが、少なくとも、合金触媒を使って高密度に生成されたチューブには、その生成方法に限らず、アームチェア型が多いようである。

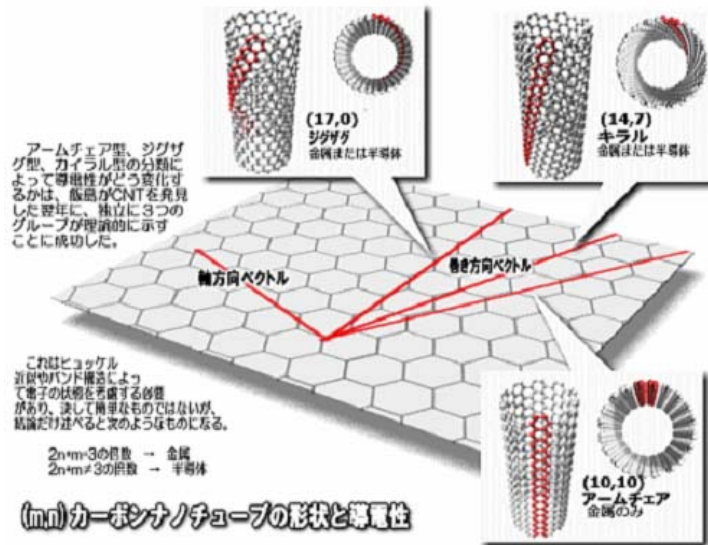


Fig 3.5: Various structures of SWNT [26]

3.3.2 格子ベクトル

格子ベクトル \mathbf{T} はチューブの軸方向の基本並進ベクトルである。このベクトルは、チューブ自体の電子構造を決定するものではないが、ナノチューブを一次元系としてとらえ、その物性を議論する場合に重要となるベクトルである。格子ベクトル \mathbf{T} は式 (3.1) のカイラル指数 (n,m) を用いて次ぎように表される。

$$\mathbf{T} = \frac{(2m+n)\mathbf{a}_1 - (2n+m)\mathbf{a}_2}{d_R} \quad (3.4)$$

(チューブ一周の長さ) l を用いれば、

$$|\mathbf{T}| = \frac{\sqrt{3} l}{d_R} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} l &= |\mathbf{C}_h| \\ &= \sqrt{3}a_{c-c}\sqrt{n^2 + nm + m^2} \end{aligned} \quad (3.6)$$

となる。 d_R は、 n と m の最大公約数 d を用いて、次式のように定義される整数である。

$$d_R = \begin{cases} d : n - m \text{ が } 3d \text{ の倍数でないとき} \\ 3d : n - m \text{ が } 3d \text{ の倍数のとき} \end{cases} \quad (3.7)$$

つまり、Fig. 5.6 に示された (10,10) アームチェア型チューブの場合、 $d_R = 3d = 30$ 、(17,0) ジグザグ型チューブの場合、 $d_R = d = 17$ 、(14,7) カイラル型チューブの場合、 $d_R = d = 7$ となり、 \mathbf{T} の大きさはそれぞれ、 $\sqrt{3}a_{c-c}$ 、 $3a_{c-c}$ 、 $3\sqrt{7}a_{c-c}$ となる。つまり、 (n,m) の組み合わせ方により、チューブ軸方向の周期性が異なってくる。

3.4 カーボンナノチューブの電子構造

カーボンナノチューブを構成する炭素の結合は、価電子の sp^2 混成起動を基本としている。通常、 sp^2 混成軌道を形成している炭素は、二次元の六員環網構造をとり、その網平面が平行に積み重なって結晶化したものが、グラファイトであり、網平面1枚を取り出したものがグラフェンと呼ばれる単原子層の物質である。SWNTは、このグラフェンシートのネットワークの継ぎ目が分からないに円筒状に丸めた構造を持つ。カーボンナノチューブの電子構造もこのグラフェンシートの性質を反映するが、継ぎ目なく完全に閉じた円筒では、円周に沿った周期的境界条件が新たに現れ、ブリルアンゾーンの折りたたみが生じる。本節では、最初に、カーボンナノチューブの電子構造を説明する上で基礎となるグラフェンの電子構造を簡単に説明する。

3.4.1 グラフェンシートの電子構造

炭素の価電子は原子あたり4個で、その電子配置は $(2s)^2(2p)^2$ である。 sp^2 混成の炭素は、幾何学的には原子が二次元の六角蜂の巣格子を組み、電子構造においては、3個の価電子が結合 σ 軌道を占め、残り1個の電子が π 電子として電気的性質を支配する。このようなカーボンネットワークでは、電子を2個収容できる結合 π 軌道が完全に詰まった状態にある。また、グラフェンでは、結合 π バンドの上のエネルギーバンドである反結合 π バンドとの間にエネルギーギャップがないため、零ギャップ半導体となる。この様子を Fig. 3.6 に示す。しかし、グラフェンがチューブ構造をとると、チューブ円周方向に新たな周期的境界条件が現れ、フェルミ面でギャップバンドを持つ半導体になったり、有限の状態密度を持つ金属になったりする。また、グラフェンシートが積み重なったグラファイトでは、層間のファンデルワールス力による弱い相互作用によって結合 π バンドと反結合 π バンドとの間に、わずかなエネルギー上の重なりが生じるようになり、半導体となる。

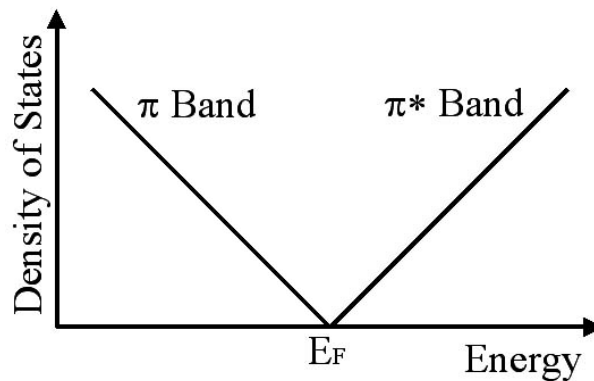


Fig 3.6: Band structure of graphene sheet

3.4.2 単層ナノチューブの電子構造

3.4.1 節でも述べたようにグラフェンは、結合 π バンドと反結合 π バンドがフェルミ面で接する零ギャップ半導体であり、2次元物質である。一方、ナノチューブはチューブ軸に垂直な面内では式 (3.1) のカイラルベクトル C_h で指定される周期的境界条件

$$C_h \cdot \mathbf{k} = 2\pi q \quad (q \text{ は整数}) \quad (3.8)$$

によって波数 k は量子化されるが、チューブ軸方向には式 (3.4) の格子ベクトル Γ で表される並進対称性を持つ一次元物質となる。したがって、ナノチューブではこれらの周期性によりグラフェンの電子構造が変調を受けた電子構造を示す。また、チューブが曲率を持つことによって、価電子帯である結合 π バンドは σ 軌道との混成を起こすが、その効果は小さい。つまり、ナノチューブの電子構造はグラフェンの π バンドのエネルギー分散 $E(k_x, k_y)$ を基本とし、チューブ軸に垂直な方向では k の量子化のためにこれが離散化し、チューブ軸方向では連続した分散のある一次元バンドの集まりとして表されるようになる。

周期的境界条件である式 (3.8) を用いたチューブのエネルギーバンドの計算は参考文献 [27] においてなされており、Fig. 3.7 に示す二次元グラフェンのブリルアンゾーンの結合 π バンドと反結合 π バンドが接する K 点 ($\frac{b_1 - b_2}{3}$: b_1, b_2 は逆格子ベクトル) を一次元バンドが横切るときはギャップがなく金属的になるが、横切らないときはギャップが開き半導体的になることが示されている。具体的な条件は、次のようにして求めることが出来る。

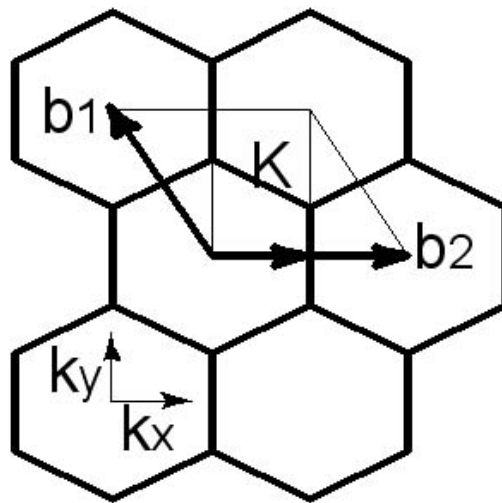


Fig 3.7: Brillouin zone of two-dimensional graphene sheet

周期的境界条件である式 (3.8) を満たす波数 k がブリルアンゾーンの K 点を横切るときに金属的になるのだから、式 (3.8) に式 (3.1) と $k = (b_1 - b_2)/3$ を代入することにより、 $n - m = 3q$ という条件が求められ、 $n - m$ が 3 の倍数になるときは金属的チューブになり、そうでないときは半導体的チューブになるということがわかる。これを図示すると、Fig. 3.8 のようになり、チューブの電気的性質はカイラリティ、チューブの直径により周期的に変化する。もしどのようなカイラルベクトルを持つチューブでも等確率で生成されるならば、 $1/3$ のチューブが金属的、残りの $2/3$ のチューブが半導体的性質を示すようになる。ここで、興味深いことは同程度の直径を持つチューブでも、不純物などをドーブしないで、結晶構造の幾何学的な違いにより金属的にもなるし、半導体的にもなるということである。このような性質は、カーボンチューブ特有のものであり、ほかに類を見ない。

Fig. 3.9 にカイラルベクトルが $(10,0)$ および $(9,0)$ で表される 2 種類のジグザグ型チューブの電子状態密度をそれぞれ示す [27]。図中の破線は、比較のためのグラフェンに対する状態密度である。Fig. 3.9 (a) は、エネルギー軸が零 (フェルミエネルギー) 付近でギャップが開き半導体となっているが、一方 Fig. 3.9 (b) では、フェルミエネルギーのところで有限の状態密度を持ち金属になっていることが分かる。

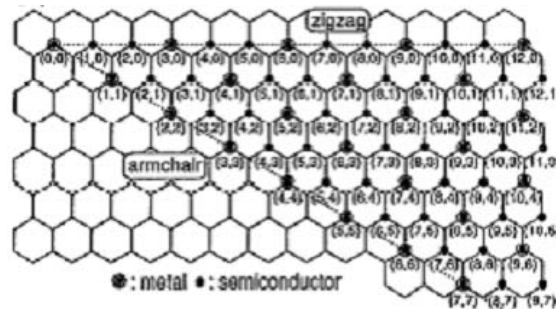


Fig 3.8: Possible vectors for chiral tube. The circled dots and dots, respectively, denote metallic and semiconducting behavior for each tube [27].

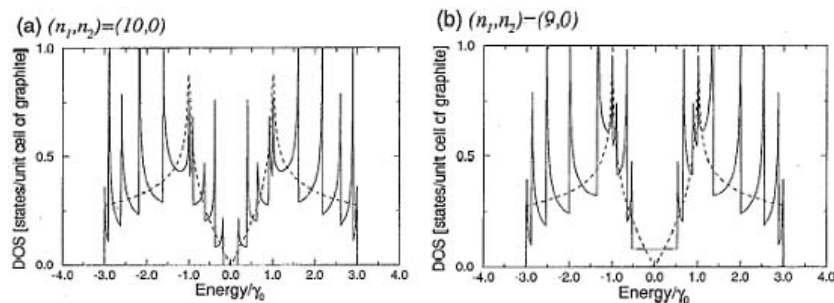


Fig 3.9: Electronic density of states for two (n,n) zigzag tubes : (a) $(10,0)$ and (b) $(9,0)$ [27].

3.5 単層ナノチューブの光吸収特性

前節において、SWNTはその構造により、バンドギャップを持たない金属型の導電性を有するものと、バンドギャップを持つ半導体型の導電性を有するものの2種類が存在していることを述べた。そして、そのような電子構造は光学遷移に強く反映され、それは光学スペクトルとして観測される。

光学遷移の大きさを知るには光吸収の大きさを表す吸収係数 $\alpha(E)$ の光子エネルギー依存性、すなわち光吸収スペクトルを測定すればよい。価電子帯 (運動量 $\hbar k_v$ 、エネルギー E_v) と伝導帯 ($\hbar k_c$ 、 E_c) の間の光学遷移を考える場合には、光子エネルギーを $\hbar\omega$ として、 $\hbar\omega = E_c - E_v$ および $\hbar\omega$ を満たすことが、光学遷移の前後のエネルギー、運動量の保存の条件となる。そのような始状態・終状態の組が単位エネルギーあたりいくつあるかをあらわす関数は、価電子帯と伝導帯の結合状態密度あるいは対状態密度と呼ぶ。吸収係数 $\alpha(\hbar\omega)$ は、光学遷移の強さを表す振動子強度 F と結合状態密度 $J(\hbar\omega)$ の積に比例し

$$\alpha(\hbar\omega) \propto F \cdot J(\hbar\omega) \quad (3.9)$$

となる。振動子強度は光学遷移の始状態 $|i\rangle$ と終状態 $|f\rangle$ の波動関数の対称性と、光電場 \vec{E} の偏りに強く依存している。電気双極子遷移では、振動子強度 F は

$$F \propto |\langle f | \vec{E} \cdot \vec{r} | i \rangle|^2 \quad (3.10)$$

となり、 $|\langle f | \vec{E} \cdot \vec{r} | i \rangle|^2$ の値が有限か0かで、光学遷移が起こるかどうか決まる。ナノチューブの光学遷移の基礎となるのは、2次元グラファイトの光学遷移である。グラファイトでは、結合性の π 軌道と、反結合性の π^* 軌道間の電気双極子遷移は光学許容である。

光学吸収遷移強度を考える際には、バンド構造に加えて状態密度、および、波数ベクトル保存を考慮した対状態密度を考慮する必要がある。ナノチューブは構造の低次元性を反映してバンド構造の中に多くの極大や極小を持つので、多くの状態密度のピーク (van Hove 特異点) が現れる。特に、半導体ナノチューブでは、価電子バンドの上端と伝導バンドの下端に状態密度が集中し、これらのバンド間の対状態密度が非常に大きくなり、大きな光学吸収遷移強度を持つ。このバンドギャップエネルギーは近赤外波長域に相当するので、半導体ナノチューブが近赤外波長域に強い吸収を持つことが理論的に予測されていたが、実験的にも良質の薄膜資料の作成に成功したことによって初めて観測された [28]。なお、この光学遷移は、従来は一電子近似に基づくバンド理論における van Hove 特異点でのバンド間

遷移で説明されてきたが、最近では電子相関も考慮してエキシトン効果も取り入れたより精度の高い解釈も展開されている [29]。

ナノチューブをグラファイトの2次元シート（グラフェン）を丸めた円筒だとすれば、電子はこの円筒表面上を運動する。したがって、ナノチューブでは、グラファイトの2次元並進運動のうち、その量子状態はいわば、円周方向に「角運動量」をもった状態となる。もう一つの方向の運動はチューブ軸方向への自由な運動として残り、これがナノチューブの1次元電子状態を実現している。始状態、終状態のそれぞれの角運動量を表す量子数を m 、 n とすれば、光学遷移は、始状態、終状態のパリティ (π 軌道か π^* 軌道か、および角運動量量子数) と光電場の方向を考慮すれば Fig. 3.10 に示すように

- 光電場がチューブ軸と平行な場合 (// 偏光) : $m = n$
- 光電場がチューブ軸に対して垂直な場合 (\perp 偏光) : $m = n \pm 1$

に限り、0 ではない [30]。したがって、ナノチューブの光学遷移は光電場がチューブ軸に平行な場合、同じ角運動量を持つバンド間の特に van Hove 特異点のエネルギーで強く起こる。一方、光電場がチューブ軸に垂直な場合は、角運動量の量子数が ± 1 だけ変化する異なるバンド間で起こる。

Fig. 3.10 では簡単のため、全てのバンドで van Hove 特異点となるエネルギー極小 (極大) 点は、同じ波数のところにあるとして描いているが、一般のカイラリティーをもつチューブでは、状態密度が発散するこの点は、異なる角運動量をもつバンドでは同じ波数にはない。したがって、光電場がチューブ軸に垂直な場合の光学遷移では、偏光が平行な場合に比べ、その強度は小さくなる。実際は、チューブ直径が極めて小さいため、外部光電場によりチューブ上に誘起された分極により、外部電場が打ち消されるといふ反電場効果により 偏光の場合の光学遷移は抑えられ、光吸収がほとんど現れないと理論的に予測されている [31]。

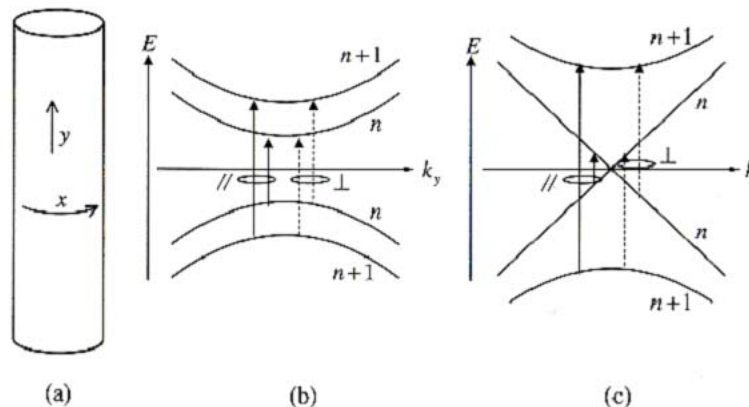


Fig 3.10: (a) Structure of nanotube. (b) Band structure of semiconducting nanotube. (c) Band structure of metallic nanotube [30].

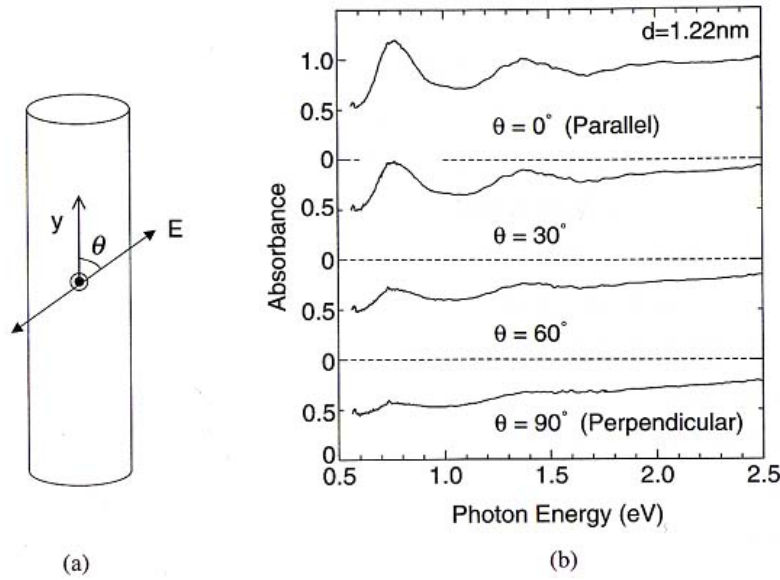


Fig 3.11: (a) Tube axis and polarization direction. (b) Polarized optical absorption spectrum of SWNT distributed in polymer [30].

上に述べたように、チューブ構造の強い異方性を反映して、光学スペクトルにも大きな光学異方性が現れる。Fig. 3.11 は平均直径 1.22 nm のナノチューブをポリマー中に配向させた資料の光吸収スペクトルの偏光依存性である [31]。光吸収スペクトルはチューブの配向軸と入射光電場がなす角度に依存して変化し、吸光度はチューブ軸と入射光の電場が平行 ($\theta = 0^\circ$: //偏光) であるとき最大、垂直であるとき ($\theta = 90^\circ$: 偏光) 最小となり、強い偏光依存性を示す。これらの吸収帯は同じ円周方向の量子数を持つ状態間の遷移であり、光電場がチューブ軸に平行な場合、光学許容である。したがって、電場がチューブ軸に対して、角度 θ で傾いているとき、その吸収の強度は電場のチューブ軸への投影 $\cos \theta$ の 2 乗に比例する。Fig. 3.11 (b) に示す実験結果はそのようになっている。

一方、チューブ軸と電場が垂直な場合 ($\theta = 90^\circ$: 偏光)、異なる角運動量をもつバンド間の光学遷移 (Fig. 3.10) が光学許容となるが、実験ではそれは現れていない。このことは、理論的に予測されているように、反電場の効果により吸収が押さえられていることを示している [31]。

SWNT の直径とそのバンドギャップとの間には一定の関係があることが知られており、Fig. 3.12 は片浦プロットと呼ばれる SWNT の直径とそのバンドギャップの関係図である [28]。この片浦プロットに対する計算も行われており [32]、SWNT の近赤外波長での光学遷移波数はチューブの直径 d_t (nm)、カイラル角 θ 以下は

$$v = \frac{1 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}}{157.5 + 1066.9d_t} - 711 \text{ cm}^{-1} \frac{[\cos(3\theta)]^{1.374}}{d_t^2 \cdot 272} \quad (3.11)$$

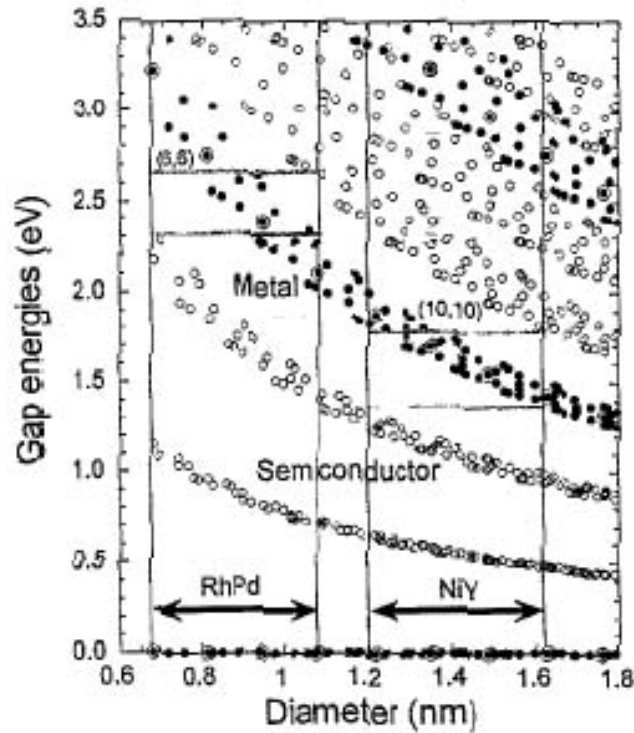


Fig 3.12: Calculated gap energies between mirror-image spikes in density of states [28].

または、

$$v = \frac{1 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}}{157.5 + 1066.9d_t} + 347 \text{ cm}^{-1} \frac{[\cos(3\theta)]^{0.886}}{d_t^2 \cdot 129} \quad (3.12)$$

のように表される [33]。

式 (3.11)、(3.12) から、SWNT における光学遷移波数はチューブの直径 d_t の逆数に比例することが分かる。つまり光吸収波長はチューブの直径 d_t に比例する。

SWNT の光吸収スペクトルは実験的にも、Fig. 3.13 のように観測されている [34]。Fig. 3.13 から分かるように、SWNT は光通信で利用される近赤外波長領域で、強い光の吸収を持ち、その光吸収スペクトルは $1.55 \mu\text{m}$ 帯においてピークを持つ。前に述べたとおり、この光吸収ピークの波長はチューブの直径分布に依存する。このように、CNT の直径分布を操作することにより、その SWNT が示す光吸収スペクトルの吸収ピークを移動できる。したがって、チューブの直径分布を操作することにより、光学吸収波長域を利用する波長帯（光通信では $1.55 \mu\text{m}$ 付近）にあわせることが可能であるため、波長 $1.55 \mu\text{m}$ 帯での光デバイスとしての利用が有望であると考えられ、さらに、他の波長帯での利用を考えた際にも、直径分布を操作することだけでデバイス作成が可能となるので、SWNT を用いたデバイスは様々な応用が考えられる。

実際に、石英基板上や、光ファイバ端面上にSWNTの直径分布を操作して、直接合成することが行われており [35] [36]、このような技術は、今後のSWNTを用いた光デバイスの応用に非常に役立つものと考えられる。

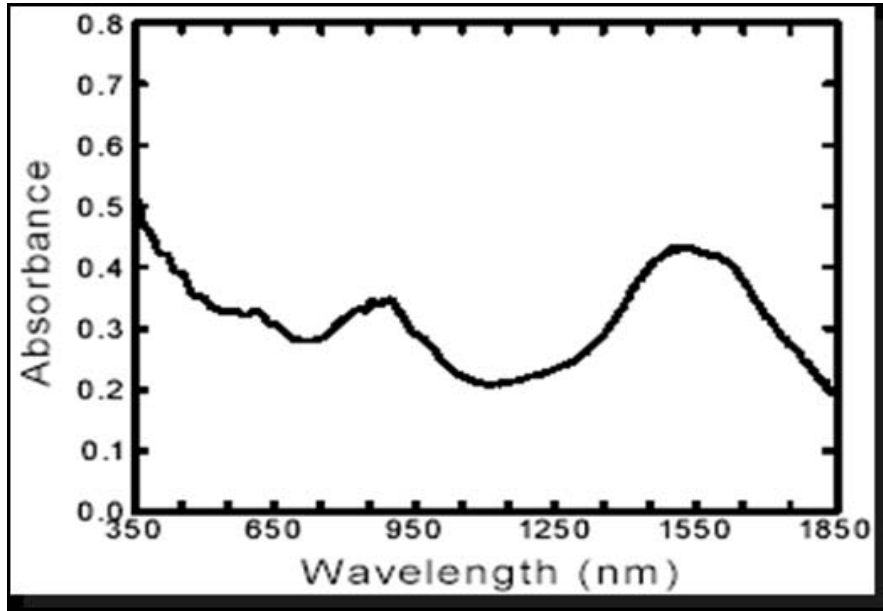


Fig 3.13: Absorption spectra of SWNT[34].

第4章 モード同期レーザの動作原理

4.1 はじめに

ファイバレーザによって単パルスを発生する方法としては「Qスイッチ」と「モード同期」の2つの方法が知られている。ファイバレーザのQスイッチは30~40 nmの範囲で同調可能な1 kW以上という高いピークパワーの光を発生させるためには依然有用な方法である。しかし、Qスイッチは100 ns程度の比較的パルス幅の広い光を発生する。これに対し、モード同期法では100 fs以下の超短パルス光を発生できる。特に1989年からは、光通信での応用に有力なため1.5 μm モード同期エルビウムドープファイバレーザ (Erbium-Doped Fiber Lasers : EDFLs) に関心が集中してきた。

モード同期には、モードロックとして外部変調器を用いる能動モード同期と、モードロックに可飽和吸収体や非線形ループミラー (Nonlinear Optical Loop Mirror : NOLM [37], Nonlinear Amplifying Loop Mirror : NALM [38]) などの受動素子を用いる受動モード同期、さらには能動モード同期と受動モード同期を併用したハイブリッドモード同期の3種類がある。

この章では、まず、4.2節において、モード同期における基本的原理を数学的な側面から紹介・説明し、4.3節で本研究において利用する受動モード同期の原理、ここでは特に可飽和吸収体を用いた受動モード同期に関して述べる。

4.2 モード同期の原理

モード同期を達成するためには、多数の縦モードを位相コヒーレンスをもって発振させなければならない。エタロンのような波長選択素子がなければ、ファイバレーザは多数の共振器縦モードで同時に発振する。このモードの周波数間隔は

$$\Delta\nu = c / L_{opt} \quad (4.1)$$

で与えられる [39]。ここで、 L_{opt} は共振器を1往復するときの光路長であり、共振器の形により次のような値となる。

- リング共振器 $L_{opt} = \tilde{n}L$

- ファブリペロー共振器 $L_{opt} = 2\tilde{n}L$

ここで、 \tilde{n} は有効モード屈折率、 L はファイバの長さである。多モード発振は、利得帯域幅がこの縦モード間隔 ($\Delta\nu \approx 10 \text{ MHz}$) より大きいとき起こる。利得曲線の中には数千のモードが入るので、利得ピーク付近のモードは同じ利得を得るため同時に閾値に達することになる。全体の光電場は

$$E(t) = \sum_{-M}^M E_m \exp(i\phi_m - i\omega_m t) \quad (4.2)$$

と書かれる。ここで、 E_m 、 f_m 、 ω_m は m 番目のモードの振幅、位相、周波数である。整数は縦モードにつけた番号であり、 $2M+1$ はその合計を表す。全てのモードがお互い独立に発振し、決まった位相関係を持たないとすると、全強度 $|E(t)|^2$ の中の干渉項は消えて、全強度の時間依存性がなくなる。これが多モード連続発振レーザの状態である。

モード同期は各縦モードの位相が同期し、任意の隣り合う2つのモードの位相差が一定値 ϕ に同期されるとき起こる。

$$\phi_m - \phi_{m-1} = \phi \quad (4.3)$$

この位相関係の影響を見るため $\phi_m = m\phi + \phi_o$ が式 (4.3) の解であることに注意すると、モード周波数 ω_m は $\omega_m = \omega_o + 2m\pi\Delta\nu$ と書くことができる。この関係を式 (4.2) に使い、簡単のためすべてのモードが同じ振幅 E_o を持つと仮定すると、和は解析的に実行されて、強度は

$$|E(t)|^2 = \frac{\sin^2[(2M+1)\pi\Delta\nu t + \phi/2]}{\sin^2(\pi\Delta\nu t + \phi/2)} E_o^2 \quad (4.4)$$

となる。単一モードの強度 E_o^2 にかかる係数は時間依存性があり、この係数は、周期 $\tau_r = 1/\Delta\nu$ の周期関数である。式 (4.1) から分かるように、 τ_r はレーザ共振器を1往復する時間である。このように、レーザ出力はパルス間隔 τ_r のパルス列の形となる。この結果を簡単に解釈すると、1つのパルスがレーザ共振器中を巡回し、そのパルスが出力用結合器にあたる毎にそのパルスエネルギーの一部がレーザから放出されることになる。

式 (4.4) からパルス幅は $\tau_p = [(2M+1)\Delta\nu]^{-1}$ として与えられ、 $(2M+1)\Delta\nu$ は $2M+1$ 個の縦モードの全体帯域幅を表すのでパルス幅は利得帯域幅 $\Delta\nu_{1g}$ の逆数に比例する。実際、 $(\Delta\nu_g)^{-1}$ は大抵のモード同期レーザのパルス幅の大体の目安となる。正確な関係は利得スペクトルの形と利得幅広がり（均一か不均一か）に依存する。定性的に言うと、パルス幅は、多数の縦モードの位相が同期できる範囲のスペクトル帯域幅の逆数に比例する。

4.3 受動モード同期の原理

受動モード同期は、非線形効果を利用して、超短パルスが発生するレーザを作る方法で、能動モード同期レーザのように、レーザ共振器内に電気光変調器や音響光変調器のような能動的部品を必要としない。この方法は、入射光に対して強度依存性のある応答をする非線形素子を用いることにより、光の周期的パルス列を得る手法である。

4.3.1 可飽和吸収効果

可飽和吸収効果とは、Fig 4.1 に示すように、入射光の強度が大きくなると光吸収遷移に参与する 2 準位間の状態分布の差が小さくなり、光吸収係数が小さくなる（吸収が飽和する）現象である。遷移振動子強度が大きく、励起状態の寿命（失活時間）が長い物質は、吸収飽和を起こしやすい。しかし、吸収飽和が起きやすければ良いというものではなく、用途に応じて、以下のようなパラメータがバランスよく備わってなければならない。

- 飽和光強度
- 飽和回復時間
- 透過率の変化
- スペクトル変化幅

可飽和吸収を示す材料の探索指針としてまず重要なのは、その材料が当該波長（本研究では $1.55 \mu\text{m}$ 付近）で強い光学遷移吸収を持つことである。 π 共役電子の強い光学遷移をもつ有機色素の中には、可視域から $1.1 \mu\text{m}$ くらいの近赤外域の間で、可飽和吸収効果を示す材料が数多く知られている。しかし、 $1.55 \mu\text{m}$ 付近という長波長まで光学吸収がある有機色素分子を得るのは困難である。また、光通信デバイスという長期耐久性を求められるデバイスに用いる材料としては、有機色素の耐光性の脆弱さは致命的な欠点となってしまう。したがって、従来の有機色素よりも長波長側に光吸収を持ち、かつ耐久性に優れた新材料の開拓が必要であった。

4.3.2 受動モード同期レーザ

可飽和吸収は、1970 年以來受動モード同期に使われてきたが、基本的考え方は、高速可飽和吸収体を考えると容易に理解できる。高速可飽和吸収体とは光に対する応答時間が極めて短く、光透過特性が入射光パルス強度に十分追従できるよう

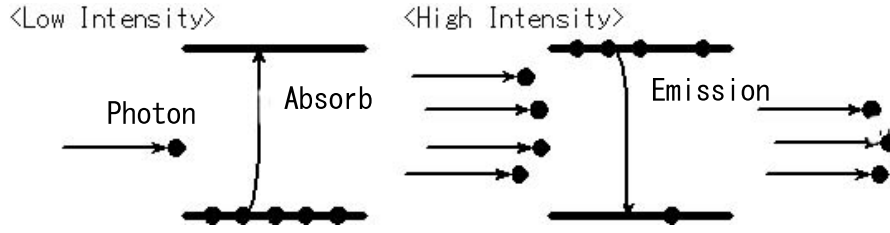


Fig 4.1: Principle of saturable absorption.

な吸収体のことをさす。光パルスがこの吸収体中を伝搬する時、パルスの中央部が十分強くて吸収体が飽和すると、パルスの両翼は中央部より強い吸収を受ける。その結果、パルスがこの吸収体を通ると幅が短くなる。可飽和吸収体における短パルス化の程度は次式のように定義される [39]。

$$\ln \frac{P_{out}}{P_{in}} + \frac{P_{out} - P_{in}}{P_s} + \alpha_o l_a = 0 \quad (4.5)$$

ここで、 α_o は可飽和吸収体の小信号吸収係数であり、 P_{in} と P_{out} は入力パワーと出力パワー、 P_s は飽和パワー l_a は可飽和吸収体の長さである。高速応答可飽和吸収体の場合、式 (4.5) はパルスのどの部分でも成立し、これにより与えられた入射パルス波形 $P_{in}(t)$ に対する出力波形 $P_{out}(t)$ を求めることができる。Fig4.2 には次のパラメータを用いた入射パルスと出力パルスを示した。

$$P_{in}(t) = P_o \exp\left(-\frac{t^2}{T_o^2}\right), \quad \exp(-\alpha_o l_a) = 0.001, \quad \frac{P_o}{P_s} = 100 \quad (4.6)$$

強度が低い両翼の吸収のため出力パルスが入射パルスよりも狭くなっている。

受動モード同期レーザーのパルス形成過程は非常に複雑である。自然放出光の入射光の揺らぎは、共振器を巡回するほどに強いパルスとなる。このパルスはスペクトル幅が利得幅を越えるまで短くなり続ける。ファイバレーザの場合、群速度分散 (Group Velocity Dispersion : GVD) と自己位相変調 (Self Phase Modulation : SPM) もモード同期パルスの発展に重要な役割を演じる。それゆえ、受動モード同期の動作理論はドーパントの有限の利得帯域幅と可飽和吸収体としてのモードロッカーのパワーに依存する損失の2つの要素を含めて一般化した非線形シュレディンガー方程式に基づく。そのため、受動モード同期ファイバレーザはチャープソリトンの形のパルスを放出し、その振幅は

$$u_s(\tau) = N_s [\sec h(p\tau)]^{1+iq} \quad (4.7)$$

で与えられる。ここで、パルスパラメータ N_s 、 p 、 q をソリトンの幅 T_s 、ピークパワー P_s 、周波数チャープ $\delta\omega$ に関係づけると、次に示す式となる。

$$T_s = \frac{T_2}{p} \quad (4.8)$$

$$P_s = |\beta_2| \frac{N_s^2}{\gamma T_2^2} \quad (4.9)$$

$$\delta\omega = q \frac{\tanh(p\tau)}{T_s} \quad (4.10)$$

遅い可飽和吸収体によるモード同期においては光パルスの形成は可飽和吸収体と利得媒質自身の飽和特性との両方の作用によって達成されるため、Fig 4.2のような直感的な説明は厳密には成り立たない。遅い可飽和吸収体によるモード同期における光パルスの形成機構は次のように説明される。光パルスが光共振器内を往復または周回するときに、光パルスの前縁は吸収飽和が起きる以前の可飽和吸収体によって部分的に吸収される。一方、光パルスの中心部は利得媒質で増幅されることによって利得 (反転分布) をいわば「食い尽く」していく。利得や共振器のパラメータを適当に選ぶことによって、光パルスの後縁部に対しては共振器内部での損失を上回るまでに増幅するだけの利得 (反転分布) はもはや残されていないようにすることができる。その結果、光パルスの前縁部と後縁部は吸収と飽和利得によって圧縮され、中心部は増幅される。半導体レーザのモード同期はこのような遅い可飽和吸収体によるモード同期に属する。

以下に、分散がない時の遅い可飽和吸収体による受動モード同期を解析的に紹介する [38]。簡単のため、可飽和吸収体と利得媒質は密着して存在し、かつ両者は1箇所集中して存在していると仮定する。光共振器中を往復または周回する光パルスは可飽和吸収体による損失を飽和にむかわせ、その結果光パルスのピーク部分は正味の利得を感じるに至る。一方、光パルスは増幅されると同時に利得を飽和しつつ前進するから、利得は光パルスの後方に向かって飽和していくことになり、光パルスの後縁部は正味の損失を感じることになる。利得も損失も光パルスが再び戻ってくるまでに回復に向かうが、その光パルスの到着以前に雑音光による別の発振が起こらないためには光パルス到着直前では損失が利得を上回ってはいなくてはならない。すなわち損失の回復時間は利得の回復時間より短くなくてはならない。あるいは、そのように設計されねばならない。また、利得飽和によるパルスの先鋭化によって大きなエネルギーの光パルスを得ようとするならば、光共振器往復・周回時間は活性媒質の回復時間と同程度であるべきことが分かる。

光パルス到着直前における規格化された利得と損失の初期値をそれぞれ $g^{(i)}$ 、 $1+q^{(i)}$ として、規格化された利得 と損失 の時間依存をそれぞれ、

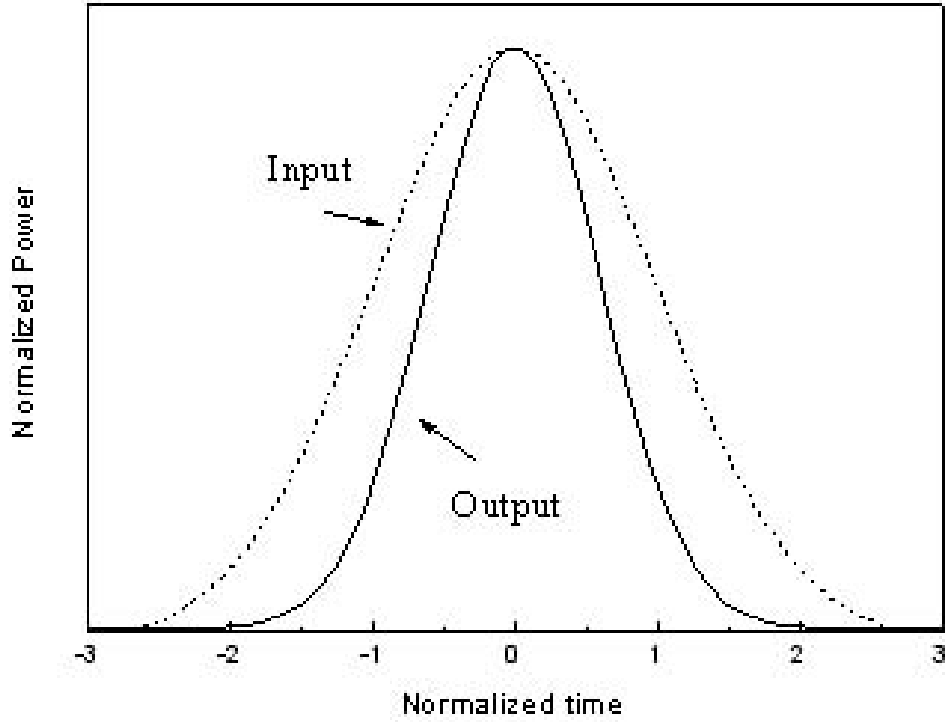


Fig 4.2: Compression Gaussian pulse width by saturable absorber [39].

$$g = g^{(i)} \exp \frac{-\int |\nu|^2 dt}{E_L} \quad (4.11)$$

$$1 + q = 1 + q^{(i)} \exp \frac{-\int |\nu|^2 dt}{E_A} \quad (4.12)$$

のようにモデル化する。ただし、 E_L と E_A はそれぞれ利得媒質と可飽和吸収体の飽和エネルギーを表す。利得が時間とともに変化するので能動モード同期のように利得媒質の帯域幅の効果を取り入れることはできないが、その代わりに帯域幅のフィルタが挿入されたとして、その効果を拡散演算子 $(\frac{1}{\omega_c^2})(\frac{d^2}{dt^2})$ によってモデル化する。これらをモード基本方程式に代入し、さらに指数関数を2次までのべき級数展開で近似して方程式

$$\left[(g^{(i)} - 1 - q^{(i)}) - \left(\frac{g^{(i)}}{E_L} - \frac{q^{(i)}}{E_A} \right) E + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{g^{(i)}}{E_L} \right)^2 - \left(\frac{q^{(i)}}{E_A} \right)^2 \right\} E^2 - \frac{\Delta}{\omega_L} \frac{d}{dt} + \frac{1}{\omega_c^2} \frac{d^2}{dt^2} \right] \nu = 0 \quad (4.13)$$

が導かれる [40]。ここで、 $E \equiv \int |\nu|^2 dt$ であり、式 (4.13) は

$$\nu = V_o / \cosh\left(\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (4.14)$$

の形の解を持つことが知られている。式 (4.14) を式 (4.13) に代入し、 $V_o^2 \tau_p \equiv E_p$ で定義される量 E_p を導入し、双曲線関数のおのののべきの項の係数をそれぞれ 0 に等しいとすることで、各パラメータの間の関係式が導かれる。

パルス幅は実数でなければならないという要請から可飽和吸収体は利得媒質よりも容易に飽和しなければならないということに対応する条件

$$g^{(i)} \left(\frac{E_p}{E_L}\right)^2 \leq q^{(i)} \left(\frac{E_p}{E_A}\right)^2 \quad (4.15)$$

が得られる。また、パルス幅は活性媒質や可飽和吸収体の緩和時間によって制限はされない。 $\Delta = 0$ の場合に対して、

$$g^{(i)} - 1 - q^{(i)} + \frac{1}{\omega_c^2 \tau_p^2} \quad (4.16)$$

が得られ、これから初期利得は初期損失を下回らねばならないという定常パルス解に対する必要条件

$$g^{(i)} \leq 1 + q^{(i)} \quad (4.17)$$

が導かれる。

遅い可飽和吸収体によるモード同期においてより高い性能を引き出すための工夫として衝突パルスモード同期 (Colliding Pulse Mode-locking: CPM) という方法がある。これはリング構成の光共振器を用いるなどして共振器中を互いに反対方向に伝播する 1 対のパルスがちょうど可飽和吸収体の中で衝突するようにしたものである。2 個の光パルスが同時かつコヒーレントに足し合わさって作用するので可飽和吸収体の飽和効果は 2 倍に増大し、より鋭い光パルスが得られる。

大部分の固体レーザーでは、可飽和吸収体として有機色素を使っている。ファイバレーザーの場合は、多重量子井戸または超格子構造の形の半導体吸収物質を使うほうが適している。また、半導体レーザー増幅器も、閾値以下にバイアスして可飽和吸収体として使われる。これを使うと、自動開始受動モード同期エルビウムドープファイバレーザーを作ることができ、このレーザーは、増幅器のバイアス電流を変えるだけで、モード同期動作と連続発振動作を切り替えることができる。

第5章 テーパーファイバの作製

5.1 はじめに

テーパーファイバの作製は非常に単純であり、光ファイバを加熱して引き伸ばすことにより作製できる。引き伸ばすときに左右均等に引き伸ばさなければ出来上がるテーパーファイバの形が左右対称でなくなる。テーパーファイバのウエスト径が細くなれば、非線形効果が大きくなったり、エバネセントフィールドが大きくなるなどアプリケーションとして用いるのに有効な特性が出てくる。しかし、ウエスト径が細くなればそれだけファイバが脆くなり容易にウエストが折れてしまうので取り扱いには細心の注意が必要となる。

この章では、5.2節でテーパーファイバ作製に用いた機器を紹介し、5.3節で作製されるテーパーファイバの引き伸ばし距離とウエスト長およびウエスト径の関係について述べる。そして、5.4節では作製したテーパーファイバのウエスト径および損失の測定結果を述べ、5.5節では今回作製したテーパーファイバの引き伸ばし距離とウエスト長およびウエスト径の関係を考察する。

5.2 本研究におけるテーパーファイバの作製方法

本研究においては、Fig 5.1 に示す機器 (E-TEK FCPW-2000 Fiber Coupler Production Workstation) を用いてテーパーファイバの作製を行った。この機器に関して簡単に説明すると、この機器の本来の目的はカプラー製造である。その方法は2本のファイバをバーナーの位置で絡ませ左右にあるステージにおいてポンプで吸着し、機器の中央に設置されたバーナーで加熱するとともに一定速度でステージが左右に離れ、ファイバを引き伸ばすものである。

カプラー作製では2本のファイバを用いるが、今回のテーパーファイバの作製においては、1本のファイバをステージに吸着させてバーナーで加熱し左右に引き伸ばして作製する。

なお、今回もちいたこの機器は加熱部であるガスバーナーが可動式でなく固定されているため、後述するが、テーパーウエストの長さは自由がきかなく一定の長さとなる。また、燃焼ガスには水素を用いている。



Fig 5.1: E-TEK FCPW-2000 Fiber Coupler Production Workstation.

5.3 作製されるテーパファイバの理論からの導出

今回テーパファイバを作製するにあたって、出来上がるテーパファイバのウエスト長やウエスト径とファイバを引き伸ばした距離との関係がどうなるのか、Timothy A. Birks と Youwei W. Li によって 1992 年に発表された「The Shape of Fiber Tapers」[8] という論文をもとに導きだしてみる。

この論文においては、単純な仮定により流体力学などの複雑な議論を回避することが出来るということがポイントとなっている。その仮定とは

- ファイバの被加熱部は常に円柱状に加熱されている。
- 常に一定温度で均一に加熱されている。

ということである。実際にテーパファイバを作製する過程では、バーナーが常にファイバ全体を加熱するよう調整しており、また、バーナーの温度は常に一定であるのでこの仮定に関して問題はない。

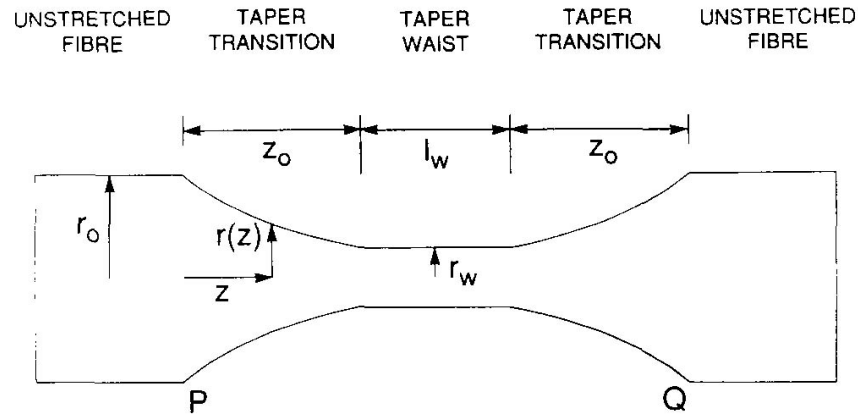


Fig 5.2: The structure of a fiber taper, indicating the terminology used in the text [8].

Fig 5.2 は理論的検証に用いるテーパファイバの模式図であり、Fig 5.2 で用いられてる記号は次のものを表している。

- r_o テーパー加工前のファイバ半径
- l_w テーパーウエスト部の長さ
- r_w テーパーウエスト部の半径
- z_o ファイバ径変化部
- z ファイバの縦軸座標

テーパ半径 r は z の関数となり $r(0) = r_o$ 、 $r(z_o) = r_w$ である。

また、Fig 5.2 には示されていないがテーパ前のPQの長さ l とテーパ後のPQの長さ l' 、つまりはファイバの伸びを x を用い、最終的なファイバの伸びを x_o を用いてあらわす。

5.3.1 モデル化

Fig 5.3 はテーパ加工のモデルであり、(a) は時刻 t において AB 間 l が加熱されている状態である。また、(b) は時刻 t よりわずか後の時刻 $t + \delta t$ における $A'B'$ 間 l' が加熱されている状態を示している。

テーパ加工の検証の際に考えるべき2つの方程式がある。1つめは、テーパ加工前とテーパ加工後での体積不変の式である。この式は Fig 5.3 に示された記号を用いると次式にて示される。

$$\pi(r_w + \delta r_w)^2(L + \delta x) = \pi r_o^2 L \quad (5.1)$$

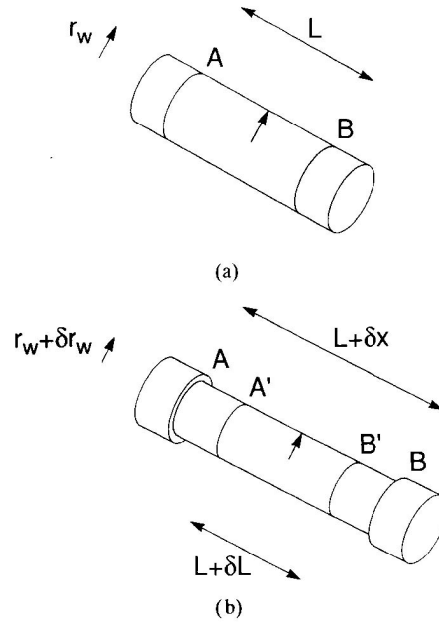


Fig 5.3: Schematic diagrams of (a) a cylindrical taper waist at time t , (b) at a slightly later time $t + \delta t$ [8].

また、式 (5.1) において $\delta t \rightarrow 0$ とすると次の微分方程式「volume law」が得られる。

$$\frac{dr_w}{dx} = -\frac{r_w}{2L} \quad (5.2)$$

L は x の関数である。

Fig 5.4 は「distance law」を考える際の模式図であり、(a) は時刻 $t = 0$ におけるファイバで PQ 間の長さ L_o が加熱されている状態、(b) は時刻 t におけるテーパファイバで左右に z_o ずつ伸ばされた状態にある。Fig 5.4 (a)(b) より次に示す 2 つめの関係式を得る。

$$2z_o + L = x + L_o \quad (5.3)$$

また、上式をより一般化すれば任意の z において次式の「distance law」を得る。

$$2z = x + L_o - L \quad (5.4)$$

以上が、モデル化において考えるべきことである。

このモデル化において最も重要なことは「volume law」と「distance law」との両方の関係式で時間項 t があらわれないということである。 r_ω 、 L はともに x のみに関係しており、引き伸ばすスピードや引き伸ばした時間に関係ないことを示している。

5.3.2 モデル解

ここでは $L(x)$ および x_o が与えられており、 $l_\omega, r_\omega, z_o, r(z)$ を求める場合について解いてみる。

まず、最終的なテーパウエスト部の長さ l_ω は次式で与えられる。

$$l_\omega = L(x_o) \quad (5.5)$$

また、テーパウエスト半径 r_ω の x に対する変化は「volume law」(式 (5.2)) を積分することによって得られる。

$$\int_{r_o}^{r_\omega} \frac{dr'_\omega}{r'_\omega} = -\frac{1}{2} \int_0^x \frac{dx'}{L(x')} \quad (5.6)$$

ここで、 r_o はファイバ径の初期値である。上式を計算すると

$$r_\omega(x) = r_o \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^x \frac{dx'}{L(x')} \right] \quad (5.7)$$

となる。

以上より、 $L(x)$ がわかれば $r(x)$ が求められ、最終的なテーパウエスト部の半径は $r_\omega(x_o)$ で与えられることになる。

ファイバ径変化部 z の長さは「distance law」(式 (5.4)) より x の関数として次のように与えられる。

$$z(x) = \frac{1}{2} [x + L_o - L(x)] \quad (5.8)$$

よって、最終的なファイバ変化部の長さ z_o は $z(x_o)$ で与えられる。

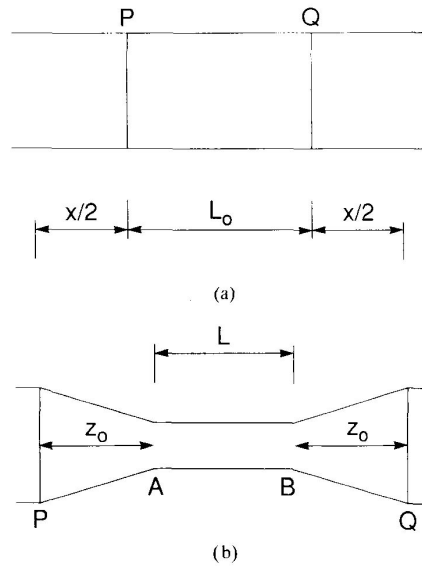


Fig 5.4: (a) A fiber at time $t = 0$ at the start of tapering. (b) The fiber at time t during tapering [8].

例：固定長の加熱部

今回テーパファイバの作製に用いた装置と同じように、加熱部の長さが一定である場合についてのテーパの形を求めてみる。加熱部 $L(x)$ が固定であるので、

$$L(x) = L_o \quad (5.9)$$

となる。よって、 $l_\omega = L_o$ となり式 (5.7) は

$$r_\omega(x) = r_o \exp\left(-\frac{x}{2L_o}\right) \quad (5.10)$$

となる。そして最終的なテーパウエスト半径は $r_\omega(x)$ で与える。一方で、「distance law」である式 (5.8) に $L(x) = L_o$ を代入すれば

$$z(x) = \frac{x}{2} \quad (5.11)$$

となり、 x は z の関数としてシンプルに

$$x = 2z \quad (5.12)$$

となる。これを式 (5.10) に代入すれば

$$r(z) = r_o \exp\left(-\frac{z}{L_o}\right) \quad (5.13)$$

となり、 z を関数とした指数関数で表されたテーパファイバの形が得られる。

例：可変長の加熱部

加熱部の長さが次の式で示されるように x に対して一次関数的に変化する場合のテーパファイバの形を Fig 5.5 に示す。

$$L(x) = L_o + \alpha x \quad (5.14)$$

当然ながら、 $\alpha = 0$ は加熱部の長さが固定のときと同じテーパファイバの形となる。

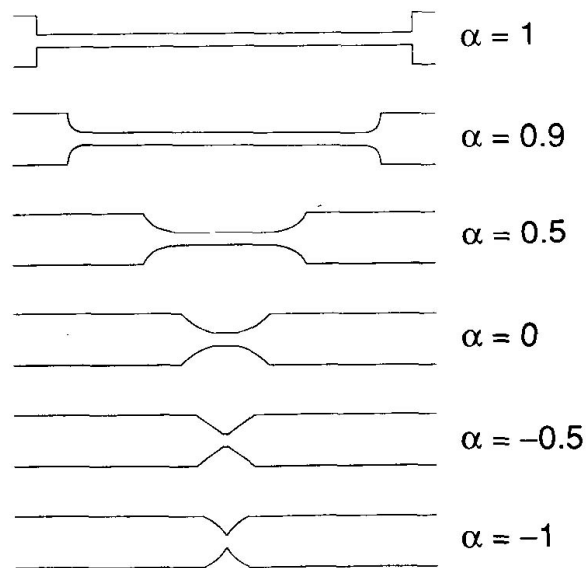


Fig 5.5: The calculated taper shapes resulting from a linearly varying hot-zone $L(x) = L_o + \alpha x$ [8].

Table 5.1: Calculated taper waist diameter

| Pulled length z [mm] | Taper waist diameter d [μm] | Pulled length z [mm] | Taper waist diameter d [μm] |
|-------------------------|---------------------------------------|-------------------------|---------------------------------------|
| 0 | 125 | 10 | 45.9 |
| 1 | 113.3 | 12 | 37.6 |
| 3 | 92.6 | 14 | 30.8 |
| 5 | 75.8 | 16 | 25.2 |
| 7 | 62.1 | 18 | 20.6 |
| 9 | 50.8 | 20 | 16.9 |

5.3.3 使用する機器より作製されるテーパファイバ

テーパファイバを作製するのに用いる E-TEK FCPW-2000 Fiber Coupler Production Workstation のバーナーは固定式で口径は 10 mm ほどである。よって、直径 125 μm のシングルモードファイバを引き伸ばした場合の引き伸ばし距離 z と出来上がるテーパファイバのウエスト径 $d(z)$ の関係は式 (5.13) より

$$d(z) = 125 \exp\left(-\frac{z}{10 \text{ mm}}\right) \quad (5.15)$$

となる (Table 5.1)。

5.4 作製したテーパファイバ

5.4.1 作製したテーパファイバのウエスト径

今回作製したテーパファイバを光学顕微鏡で観測しテーパウエスト径を測定したところ、Table 5.2 および Fig 5.6、Fig 5.7 に示すような表およびグラフとなった。

5.4.2 作製したテーパファイバの損失

作製したテーパファイバのテーパ前と後での伝搬光の強度を測定し、テーパファイバに加工したことによる損失を求めた。損失の測定結果を Fig 5.8 ~ Fig 5.15 に示す。

Table 5.2: Diameter of the produced tapered fiber

| Pulled length [<i>mm</i>] | Taper waist diameter | | | | | average [μm] |
|--------------------------------|----------------------|----------|----------|----------|----------|------------------------|
| | [μm] | | | | | |
| 0.0 | 125 | 125 | 125 | 125 | 125 | 125 |
| 1.5 | 93.75 | 89.17393 | 93.15434 | 92.45874 | 90.15781 | 91.73896 |
| 3.0 | 63.77551 | 63.61592 | 63.32187 | 62.45123 | 62.39871 | 63.11265 |
| 3.5 | 56.84275 | 56.84275 | 55.19384 | 55.97541 | 55.78418 | 56.12779 |
| 4.0 | 51.02041 | 50.79072 | 51.45123 | 50.94531 | 50.9847 | 51.03847 |
| 4.5 | 45.91837 | 45.38305 | 45.01784 | 45.68457 | 45.84312 | 45.56939 |
| 5.0 | 38.77551 | 40.55113 | 39.54873 | 40.51487 | 40.14123 | 39.90629 |
| 5.5 | 36.23366 | 36.23367 | 35.96345 | 36.57512 | 36.57124 | 36.31543 |
| 6.0 | 32.37588 | 32.37588 | 32.84785 | 32.18751 | 32.48125 | 32.45368 |
| 6.5 | 27.42347 | 28.92883 | 27.94573 | 29.00157 | 28.75123 | 28.41017 |
| 7.0 | 23.85204 | 25.84879 | 24.87631 | 25.18715 | 24.58712 | 24.87028 |
| 7.5 | 22.57653 | 23.09668 | 22.97754 | 23.15712 | 22.89156 | 22.93989 |
| 8.0 | 19.0051 | 20.63758 | 20.14787 | 20.18713 | 20.14812 | 20.02516 |
| 8.5 | 19.51531 | 18.4403 | 19.75434 | 18.98154 | 19.14782 | 19.16786 |
| 9.0 | 15.56122 | 16.47697 | 15.78421 | 16.78421 | 16.75123 | 16.27157 |
| 9.5 | 19.0051 | 14.72267 | 18.47453 | 14.98714 | 15.98812 | 16.63551 |
| 10.0 | 14.54082 | 13.15516 | 14.13875 | 13.98421 | 14.85158 | 14.1341 |
| 10.5 | 12.2449 | 11.75453 | 12.78459 | 11.28452 | 11.59157 | 11.93202 |
| 11.0 | 9.18367 | 10.50303 | 9.78452 | 10.58412 | 10.65451 | 10.14197 |
| 11.5 | 7.52551 | 9.38478 | 8.00187 | 9.15715 | 9.48121 | 8.7101 |
| 12.0 | 6.12245 | 8.38558 | 6.97842 | 6.85454 | 6.48123 | 6.96444 |
| 12.5 | 6.5051 | 7.49277 | 6.75745 | 6.78142 | 6.84571 | 6.87649 |
| 13.0 | 6.37755 | 6.69502 | 6.48727 | 6.78157 | 6.87124 | 6.64253 |
| 13.5 | 5.10204 | 5.9822 | 5.64575 | 5.12454 | 5.45123 | 5.46115 |
| 14.0 | 3.31633 | 5.34528 | 5.08746 | 4.15743 | 4.51263 | 4.48383 |
| 14.5 | 3.31633 | 4.77617 | 3.57842 | 3.91245 | 3.8424 | 3.88515 |
| 15.0 | 2.67857 | 4.26765 | 3.87854 | 2.87848 | 3.96654 | 3.53396 |
| 15.5 | 2.55102 | 3.81328 | 2.98754 | 2.87542 | 3.02821 | 3.05109 |
| 16 | 3.69898 | 3.40728 | 2.84542 | 2.7518 | 3.14812 | 3.17032 |
| 16.5 | 2.16837 | 3.04451 | 2.58542 | 2.18452 | 2.98423 | 2.59341 |
| 17.0 | 2.04082 | 2.72036 | 2.42138 | 2.81541 | 2.6515 | 2.52989 |
| 17.5 | 1.14796 | 2.43072 | 1.87453 | 1.91575 | 1.54478 | 1.78275 |
| 18.0 | 0.89286 | 2.17192 | 1.55185 | 1.58412 | 1.02345 | 1.44484 |

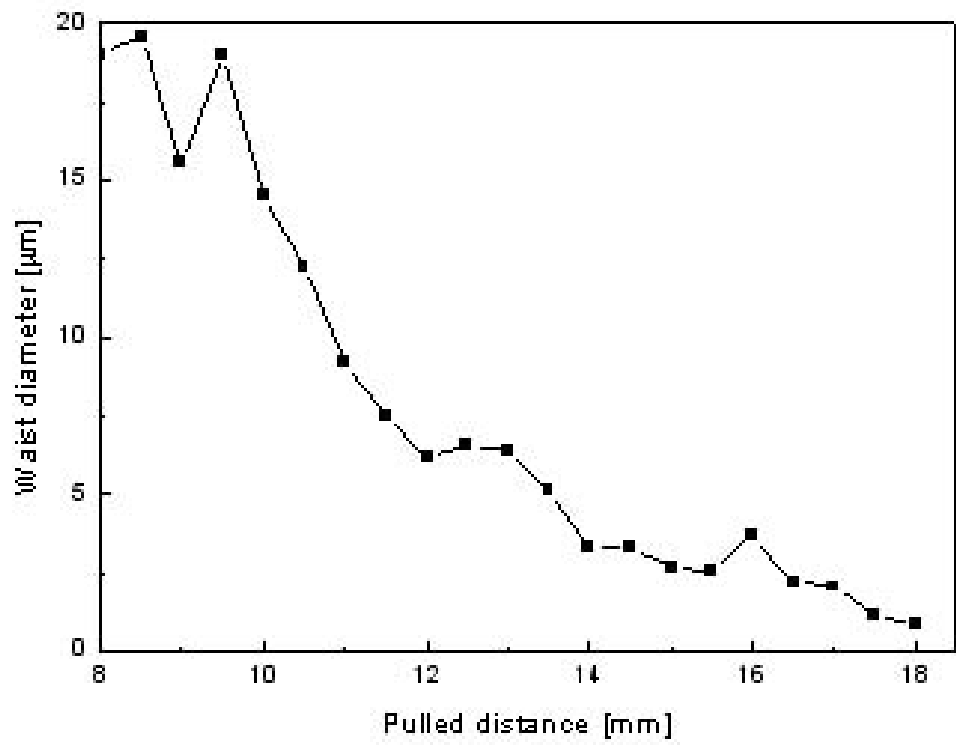
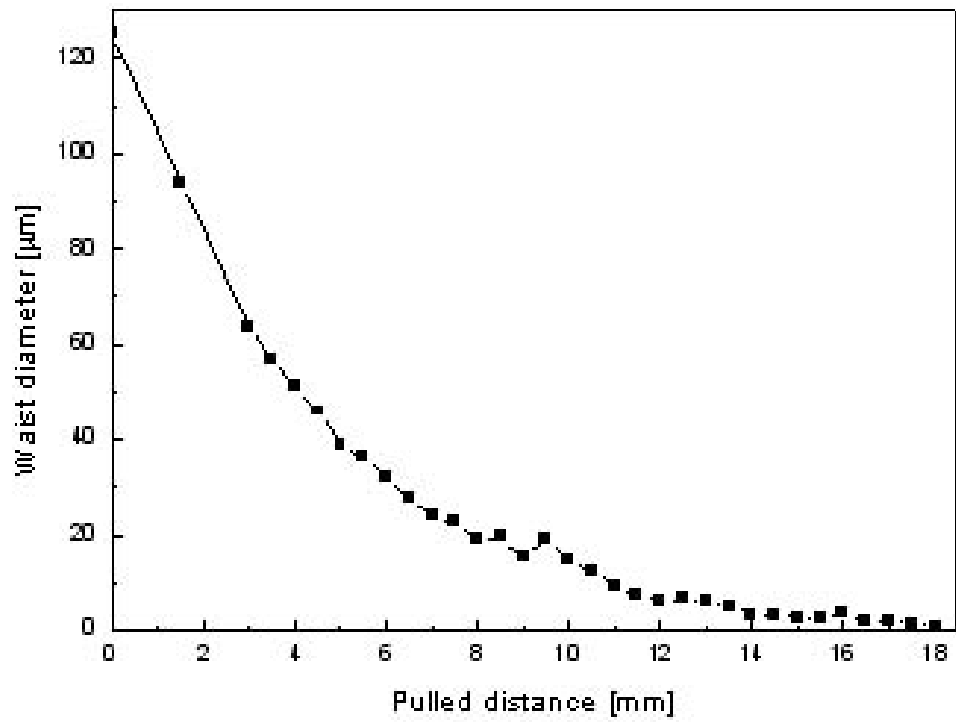


Fig 5.7: Diameter of the produced tapered fiber (Pulled length from 8 to 18).

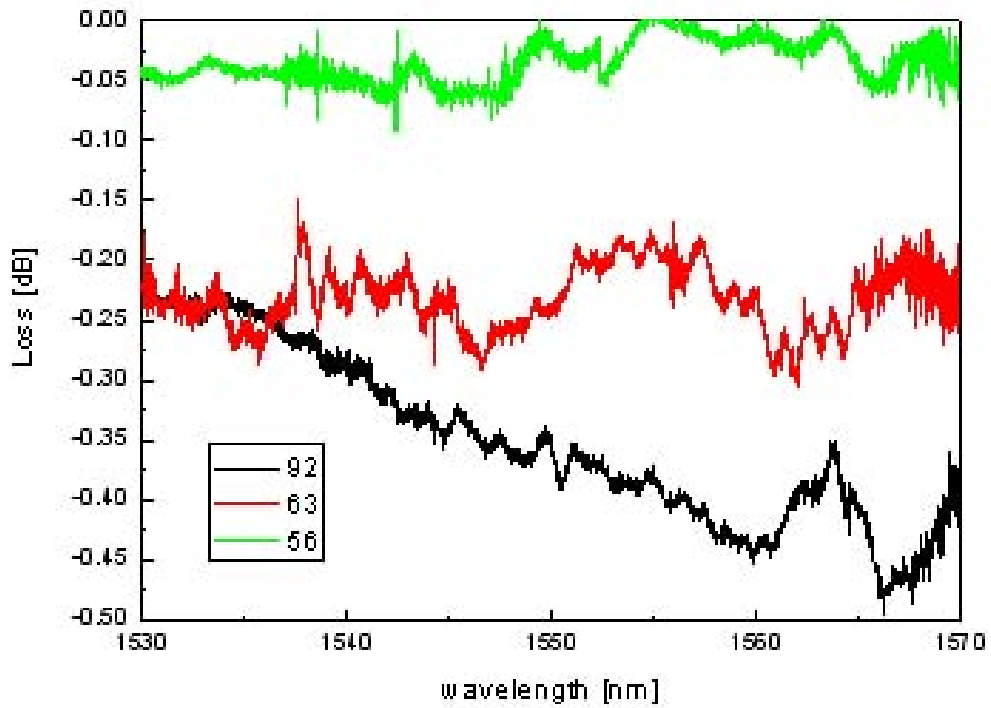


Fig 5.8: Loss of the tapered fiber (diameter = 92, 63, 56 μm).

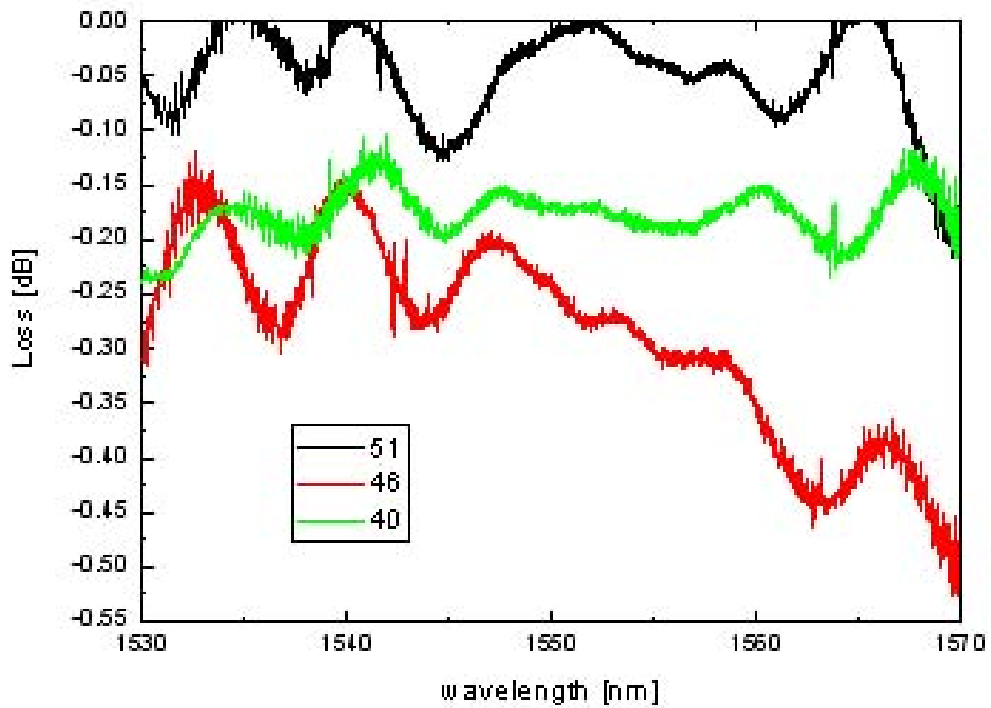


Fig 5.9: Loss of the tapered fiber (diameter = 51, 46, 40 μm).

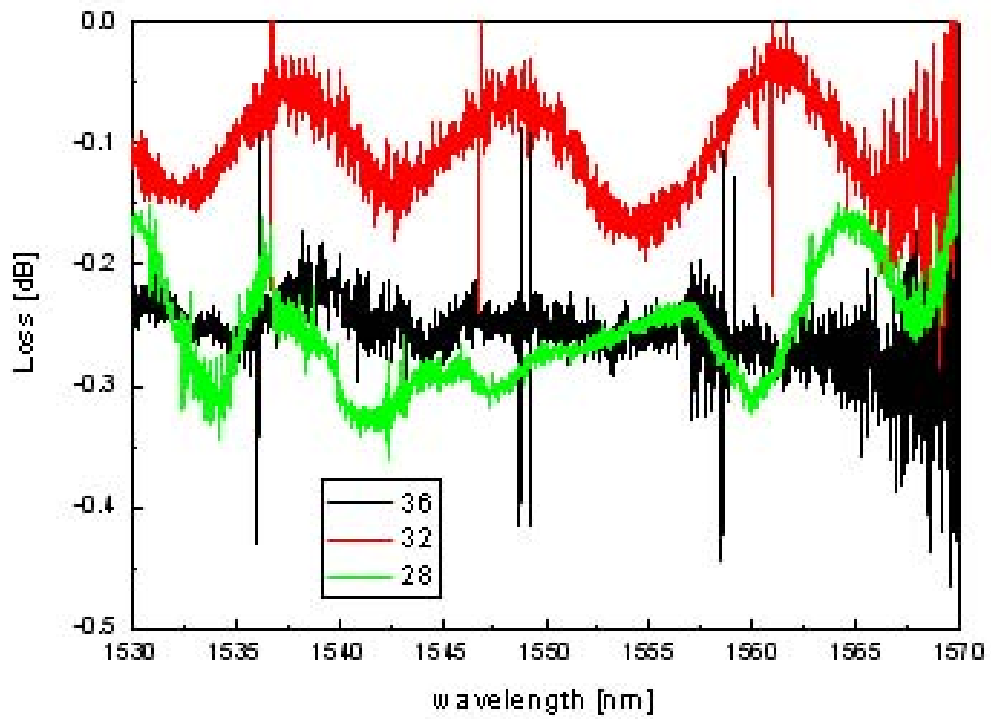


Fig 5.10: Loss of the tapered fiber (diameter = 36, 32, 28 μm).

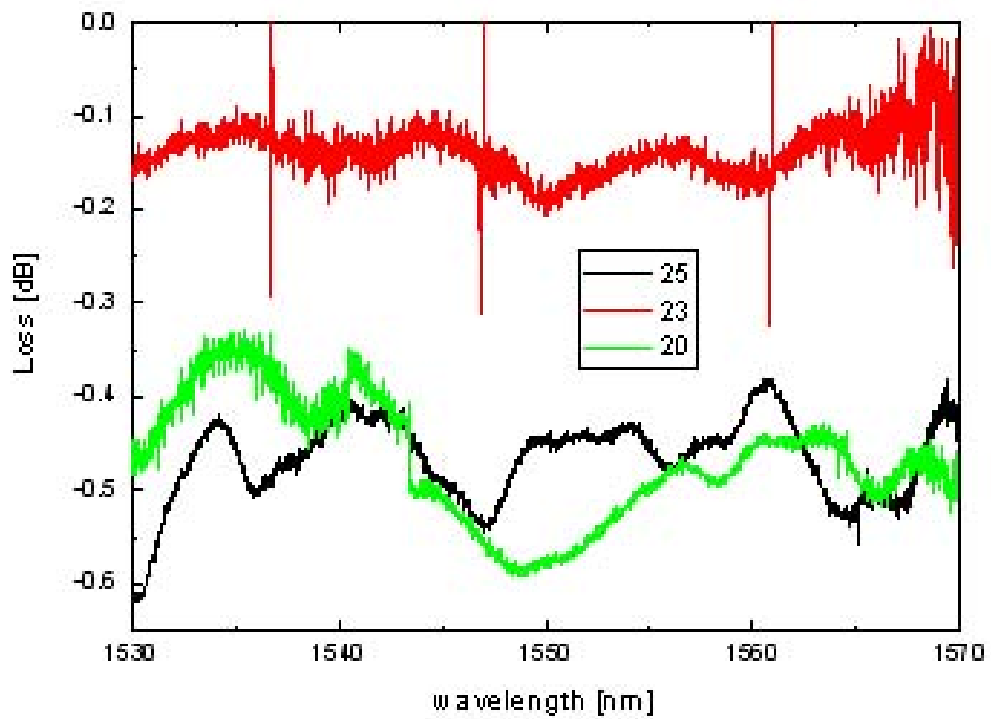


Fig 5.11: Loss of the tapered fiber (diameter = 25, 23, 20 μm).

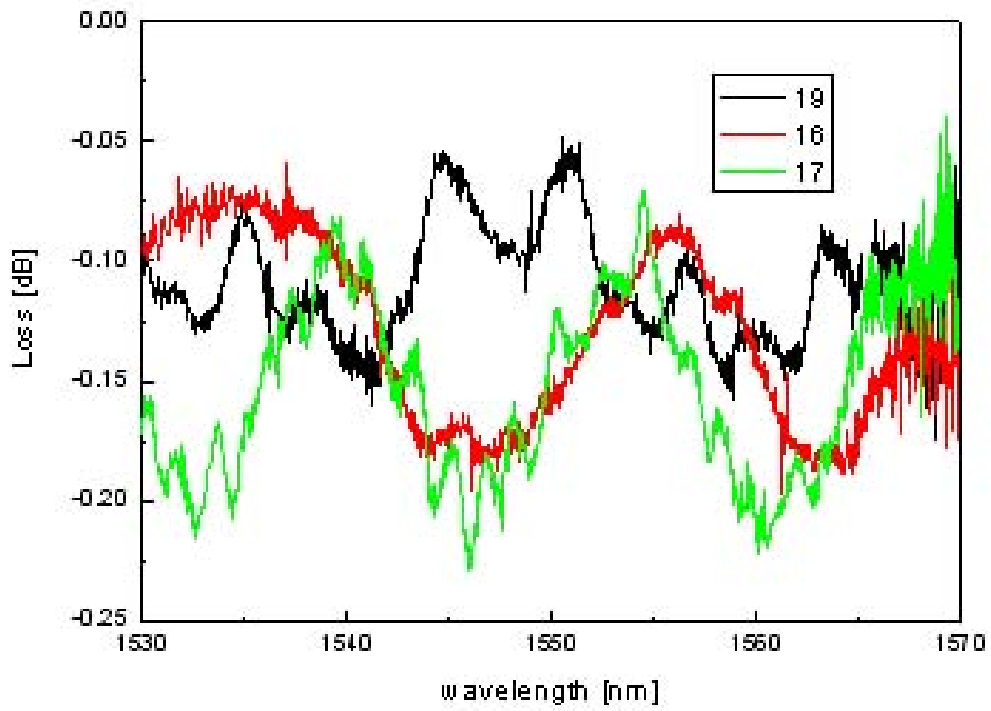


Fig 5.12: Loss of the tapered fiber (diameter = 19, 16, 17 μm).

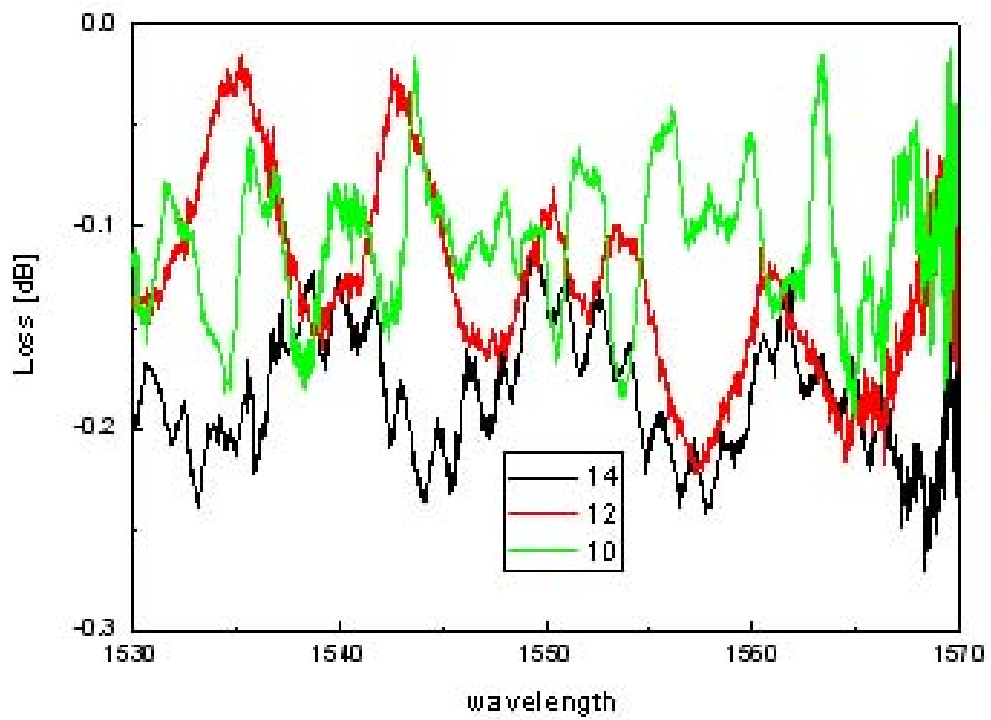


Fig 5.13: Loss of the tapered fiber (diameter = 14, 12, 10 μm).

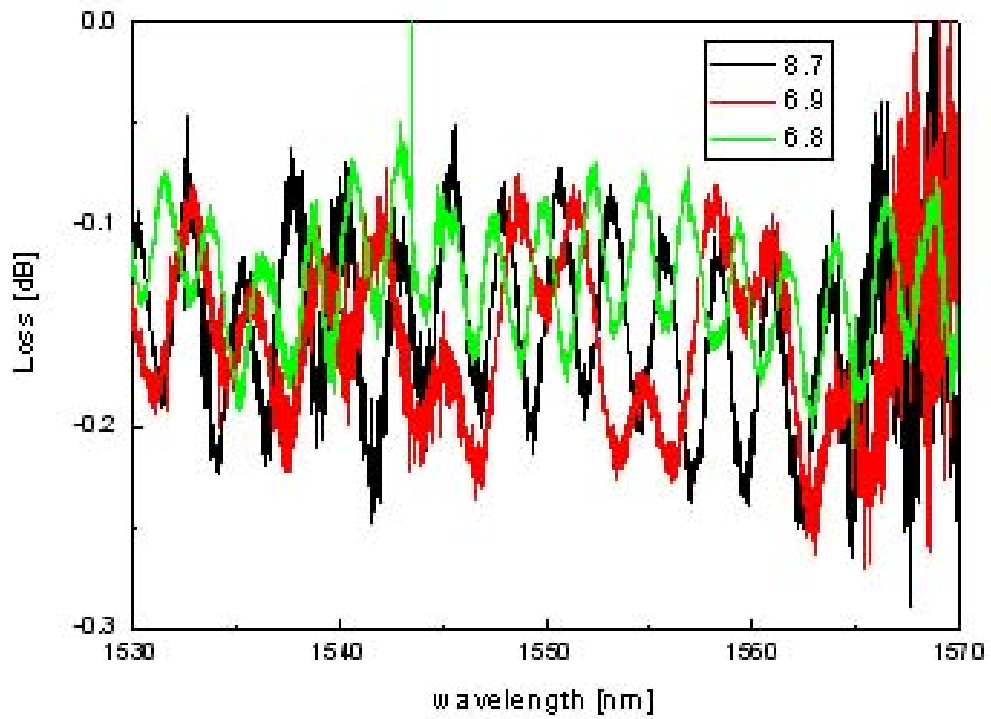


Fig 5.14: Loss of the tapered fiber (diameter = 8.7, 8.9, 6.8 μm).

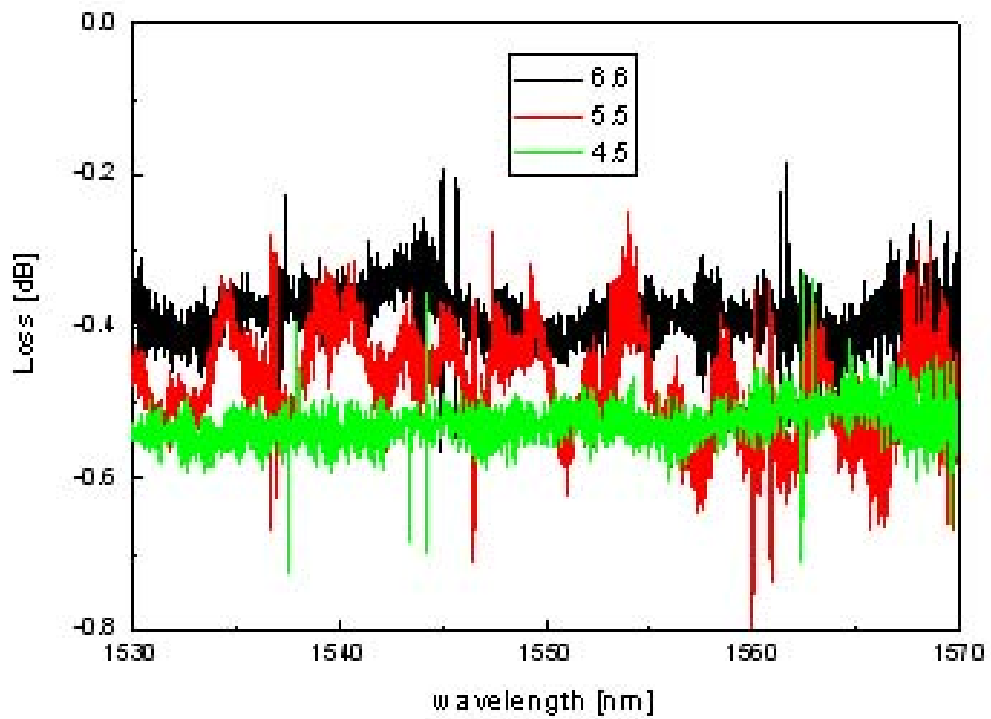


Fig 5.15: Loss of the tapered fiber (diameter = 6.6, 5.5, 4.5 μm).

5.5 実験結果の検証

5.5.1 テーパーウエストの長さ

本節では5.3節で述べた理論をもとに光学顕微鏡では測定できなかったテーパーファイバのウエスト長を求め検証する。

今回、テーパーファイバの作製に用いた機器の加熱部は固定され加熱領域は不変である。よって、式(5.13)に示された指数関数型の式を用いてTable 5.2の値の近似式を求めると次式となる (Fig 5.16)。

$$d = 125 \exp(-0.22376z) \quad (5.16)$$

よって、ファイバを軟化させるのに有効な加熱部の長さ L_o は

$$\frac{1}{L_o} = 0.22376 \quad \Rightarrow \quad L_o = 4.469 \text{ [mm]} \quad (5.17)$$

と

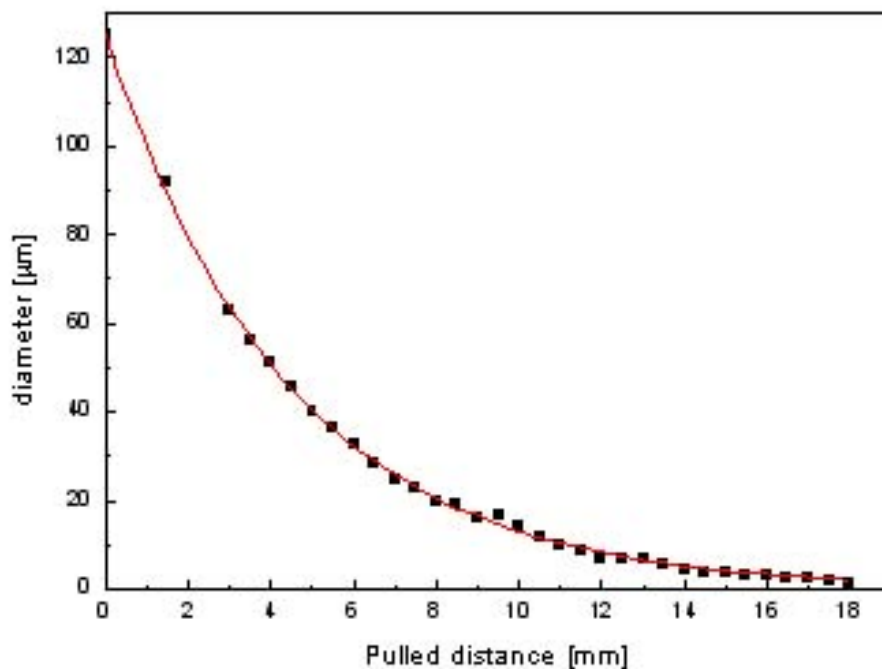


Fig 5.16: Taper waist diameter ($d=125\exp(-0.22376z)$).

しかし、実際の機器のガスバーナーの口径は 10 mm であるので、理論と照らし合わせた実験結果より求めた有効加熱部の長さとは求めた加熱部の長さを実際の加熱部の長さには約 5 mm の差が生じている。この理由としては次のような考察が得られる。実際の加熱部の長さは約 1 cm だが、ファイバを変形するのに必要な温度に達している部分が約 4.5 mm でありそれ以外の部分は必用温度に達してないということである。

5.5.2 作製したテーパファイバの損失

Fig 5.8 ~ Fig 5.15 に示すとおり、作製したテーパファイバの損失はほぼ 0.5 dB 以下であるのがわかる (Table 5.3)。よって作製したテーパファイバをアプリケーションに用いるにあたって、テーパファイバ本体の損失を考慮する必要は特に無いといえる。

Table 5.3: Average loss of the tapered fiber

| Taper waist diameter d [μm] | Average loss [dB] | Taper waist diameter d [μm] | Average loss [dB] |
|---------------------------------------|----------------------|---------------------------------------|----------------------|
| 92 | 0.35 | 19 | 0.11 |
| 63 | 0.23 | 16 | 0.12 |
| 56 | 0.03 | 17 | 0.15 |
| 51 | 0.04 | 14 | 0.18 |
| 46 | 0.28 | 12 | 0.12 |
| 40 | 0.17 | 10 | 0.10 |
| 36 | 0.25 | 8.7 | 0.15 |
| 32 | 0.10 | 6.9 | 0.15 |
| 28 | 0.25 | 6.8 | 0.12 |
| 25 | 0.46 | 6.6 | 0.38 |
| 23 | 0.13 | 5.5 | 0.47 |
| 20 | 0.46 | 4.5 | 0.52 |

第6章 テーパーファイバを用いた モード同期ファイバレーザ

6.1 はじめに

本章ではテーパーファイバとカーボンナノチューブを用いて作製したテーパーファイバモード同期レーザについて述べる。モード同期ファイバレーザは光通信や光計測、信号処理、信号検知などの光源の1つとして非常に重要である。そして近年、飽和回復時間が短いこと、動作帯域が広いという特長を持つモード同期体であるカーボンナノチューブの発見によりモード同期レーザに関する研究は一層盛んになった。そして、水晶板上にカーボンナノチューブを堆積させモード同期を実現したものや、D-shaped ファイバを用いてモード同期を実現したものがある [41]-[44]。しかし、これらのレーザには相互作用長が短く相互作用が弱いことや、損失が大きい、偏波依存性があるなどの問題があった。

これらの問題を解決しより良いモード同期ファイバレーザを実現するため、テーパーファイバを用いたモード同期ファイバレーザの研究を行った。テーパーファイバモード同期レーザには相互作用長が長く相互作用が強い、伝搬光の偏波に依存しない、モード同期を得るのに用いるカーボンナノチューブの量が少なくすむなどの利点がある。

この章では、6.2 節において作製したモード同期レーザの概略を述べ、6.3 節において実験の結果、6.4 節では実験結果にたいする考察を述べる。

6.2 CNT、テーパーファイバを用いたモード同期

通常の光ファイバでは伝搬する光はクラッドを超えて外部に染み出すことはありえない。しかし、先にも述べたようにファイバをテーパー状態にすることによりエバネセントフィールドが外部に染み出す。この染み出す光とカーボンナノチューブのもつ非線形性を利用することにより、テーパーファイバモード同期レーザを実現したのである。Fig 6.1 は今回実現したテーパーファイバモード同期レーザのモード同期部の模式図である。このモード同期部はテーパーファイバにカーボンナノチューブを吹き付けたもので、テーパー化することにより染み出した伝搬光とカーボンナノチューブのもつ非線形性とが相互作用しモード同期を得るのである。

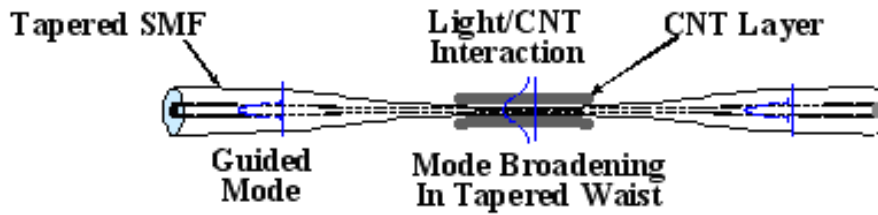


Fig 6.1: Concept of the mode-locker based on the interaction of CNTs and the evanescent field of propagating light through the tapered fiber.

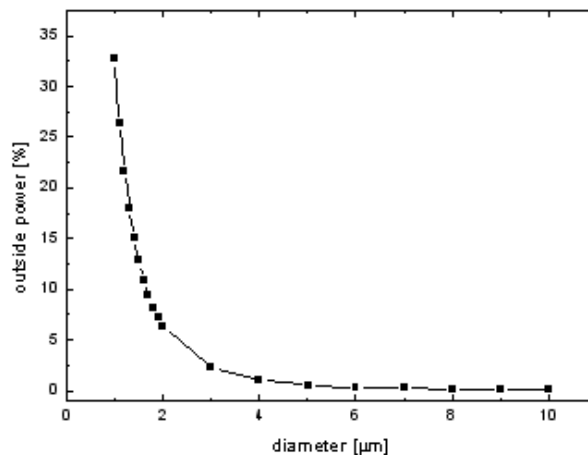


Fig 6.2: Calculation result of the mode broadening effect in a tapered fiber. Y-axis indicates the percent of power detected at the outside of the tapered fiber.

6.2.1 モード同期を得るのに適正なテーパーウエスト径

第2章で述べたように光ファイバはテーパー化することでエバネセントフィールドが大きくなり、テーパーウエストにおけるエバネセントフィールドの計算値は Fig 6.2 に示すようになる。なお、この計算値はテーパーファイバを大気中 (屈折率 = 1) に置いた場合の値であり、大気中より屈折率の高い物質 (屈折率 > 1) でテーパーファイバを覆えば Fig 6.2 に示す値よりエバネセントフィールドの値が大きくなる [11]。

モード同期部を製作する際に問題となるのが、テーパーウエスト径をいくらにするかである。Fig 6.2 に示したようにテーパー径を細くすればエバネセントフィールドが大きくなり ($7 \mu\text{m}$ で約 0.2%) カーボンナノチューブとの相互作用が強くなる。しかし、相互作用が強くなると同時にカーボンナノチューブによる伝搬光の散乱がされ損失となり、損失が大きくなるとモード同期がおきなくなる。よって、相互作用の強さと損失とのトレードオフが必要となる。

Fig 6.3 はカーボンナノチューブを付着させたテーパーファイバの損失とテーパーウエスト径との関係を測定した結果である。グラフからわかるようにテーパーウ

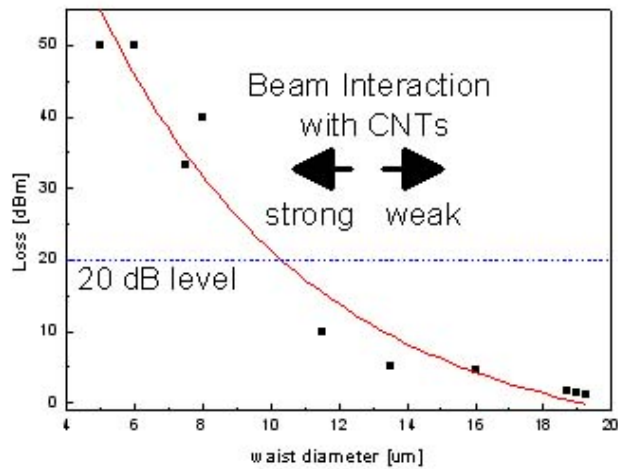


Fig 6.3: Relationship of the waist diameter of the tapered fiber with the loss of the CNT mode-locker. Fitting line is added onto the measured data points.

エラスト径が $10 \mu\text{m}$ より太い範囲において伝搬損失が 20 dBm 以下である。しかし、テーパーウエラスト径が $10 \mu\text{m}$ 以下の範囲では Fig 6.2 に示すように染み出し光が 0.1% 以下で非常に小さいためカーボンナノチューブとの相互作用が得られないと考えられる。また、テーパーウエラスト径が $6 \mu\text{m}$ 未満の範囲では、染み出し光が大きいと同時に損失が非常に大きくなり光増幅器の利得を超えモード同期が得られなくなると考えられる。よって、モード同期が得られるテーパーウエラスト径を $6 \sim 8 \mu\text{m}$ の範囲と想定してテーパーファイバを作製し実験を行った。

6.2.2 テーパーファイバモード同期レーザの実験系

Fig 6.4 はテーパーファイバモード同期レーザのセットアップである。EDFA(光ファイバ増幅器: Erbium-Doped Fiber Amplifier) からの広帯域の ASE 光 (自然放出光: Amplified Spontaneous Emission) を作製したモード同期部であるカーボンナノチューブをコートしたテーパーファイバに入射しその出力を 95 対 5 に分岐させるカプラーに通し、95%の光を EDFA にフィードバックすることによりリング構造を形成している。また、カプラーにより分岐された 5%の光はテーパーファイバモード同期レーザの出力として OSA(光オシロスコープ: optical Spectrum Analyzer) により測定される。なお、EDFA の後につけられたアイソレーターおよび 5%分岐の後につけられたアイソレーターは、ファイバ接続で起こる反射がリング内に戻りノイズとなるのを防ぐためである。また、偏波コントローラー (PC) はループ回路内における伝搬光の偏波を一定のものにするために用いる。また、リング内に挿入された 6 m のシングルモードファイバ (SMF) は分散を調整するのに用いたものである。

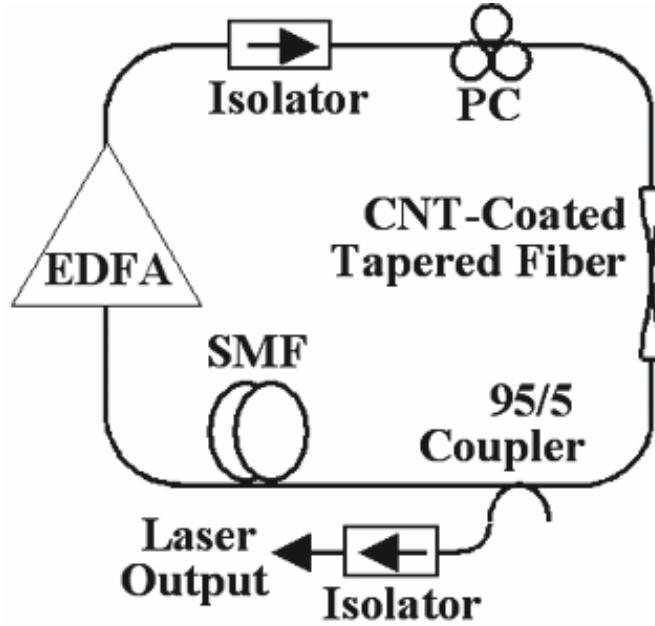


Fig 6.4: Passively mode-locked laser setup.

6.3 テーパーファイバモード同期レーザの実験結果

テーパーファイバモード同期レーザの実験結果を Fig 6.5 ~ Fig 6.7 に示す。レーザの出力特性評価として次に示す値を求めた。

まず、グラフよりレーザ出力の半値全幅 (FWHM) $\Delta\lambda$ を読み取り、テーパーファイバモード同期レーザの周波数軸上におけるバンド幅 $\Delta\nu$ を次式により求めた。

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda \quad (6.1)$$

c は光の速さで 3.0×10^8 [m/s]、 λ_0 はテーパーファイバモード同期レーザの出力の中心波長である。

また、求めたバンド幅 $\Delta\nu$ より sech 型のパルスと仮定した場合のフーリエ限界の式 $\Delta\tau \cdot \Delta\nu = 0.315$ を用いて時間軸上におけるテーパーファイバモード同期レーザのパルス幅 $\Delta\tau$ を求めた。

$$\Delta\tau \cdot \Delta\nu = 0.315 \quad \Rightarrow \quad \Delta\tau = \frac{0.315}{\Delta\nu} \quad (6.2)$$

6.3.1 ウエスト径 $6.0 \mu m$ のテーパファイバを用いたとき

Fig 6.5 はウエスト径 $6.0 \mu m$ のファイバを用いたテーパファイバモード同期レーザの出力である。 $\lambda_o = 1557.1 \text{ nm}$ 、 $\Delta\lambda = 3.8 \text{ nm}$ で、式 (6.1) よりバンド幅 $\Delta\nu$ は

$$\Delta\nu = \frac{c}{(1557.1 \text{ nm})^2} 3.8 \text{ nm} = 470 \text{ GHz}$$

となる。よって、パルス幅 $\Delta\tau$ は式 (6.2) より次の様に求まる。

$$\Delta\tau = \frac{0.315}{470 \text{ GHz}} = 686 \text{ fs}$$

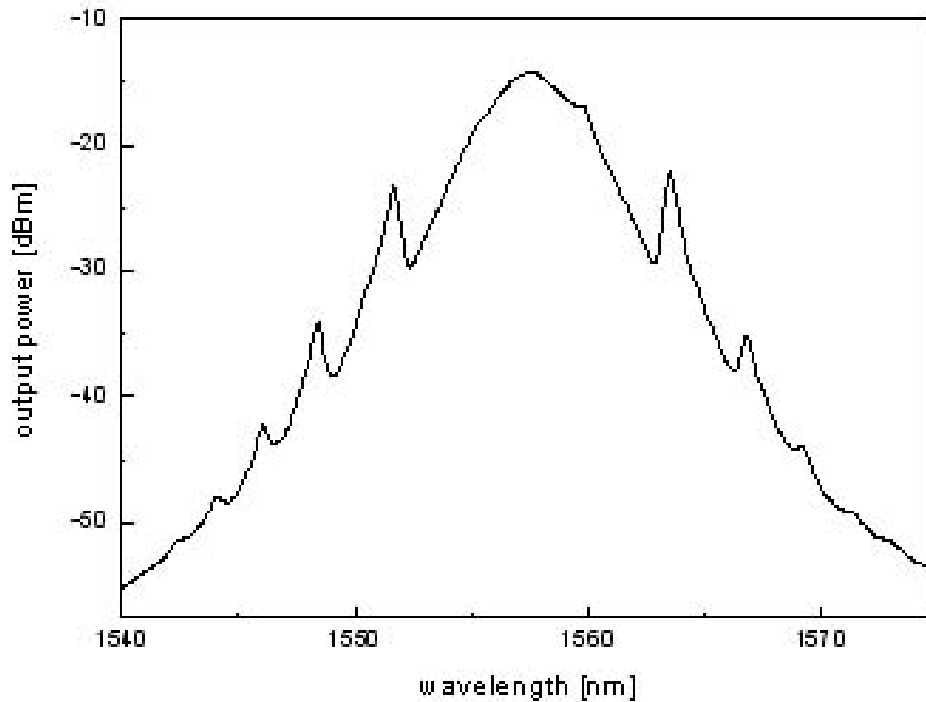


Fig 6.5: Optical spectrum of the pulsed output. Tapered fiber diameter is $6 \mu m$. The center wavelength is 1557.1 nm and the 3 dB spectral width is of 3.8 nm indicates the output pulse FWHM of 686 fs when a transform-limited sech^2 pulse waveform is assumed.

6.3.2 ウエスト径 $6.5 \mu m$ のテーパファイバを用いたとき

Fig 6.6 はウエスト径 $6.5 \mu m$ のファイバを用いたテーパファイバモード同期レーザの出力である。 $\lambda_o = 1567.0 \text{ nm}$ 、 $\Delta\lambda = 1.16 \text{ nm}$ で、式 (6.1) よりバンド幅 $\Delta\nu$ は

$$\Delta\nu = \frac{c}{(1567.0 \text{ nm})^2} 1.16 \text{ nm} = 142 \text{ GHz}$$

となる。よって、パルス幅 $\Delta\tau$ は式 (6.2) より次の様に求まる。

$$\Delta\tau = \frac{0.315}{142 \text{ GHz}} = 2.22 \text{ ps}$$

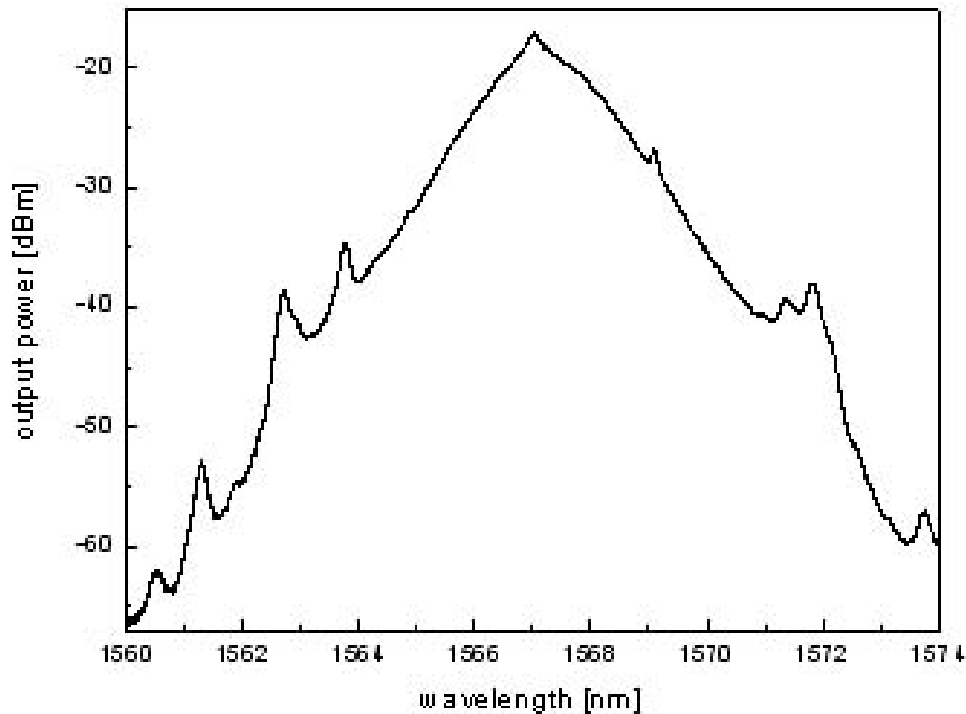


Fig 6.6: Optical spectrum of the pulsed output. Tapered fiber diameter is $6.5 \mu m$. The center wavelength is 1567 nm and the 3 dB spectral width is of 1.16 nm indicates the output pulse FWHM of 2.22 ps when a transform-limited $sech^2$ pulse waveform is assumed.

6.3.3 ウェスト径 7.0 μm のテーパファイバを用いたとき

Fig 6.7 はウェスト径 7.0 μm のファイバを用いたテーパファイバモード同期レーザの出力である。 $\lambda_o = 1567.3 \text{ nm}$ 、 $\Delta\lambda = 0.49 \text{ nm}$ で、式 (6.1) よりバンド幅 $\Delta\nu$ は

$$\Delta\nu = \frac{c}{(1567.3 \text{ nm})^2} 0.49 \text{ nm} = 59.8 \text{ GHz}$$

となる。よって、パルス幅 $\Delta\tau$ は式 (6.2) より次の様に求まる。

$$\Delta\tau = \frac{0.315}{59.8 \text{ GHz}} = 5.26 \text{ ps}$$

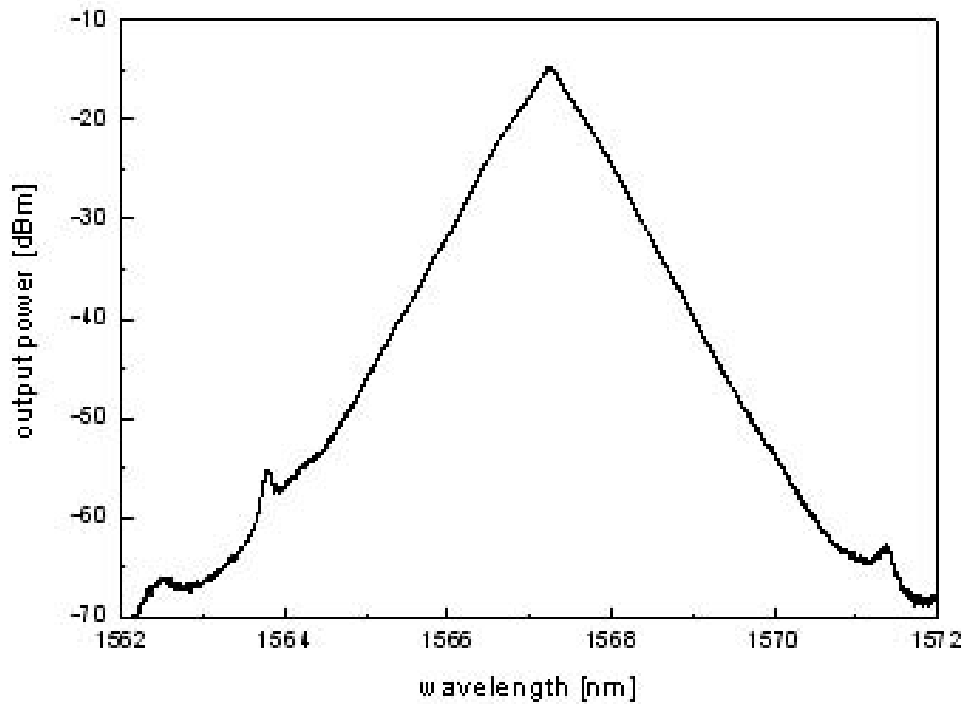


Fig 6.7: Optical spectrum of the pulsed output. Tapered fiber diameter is 7.0 μm . The center wavelength is 1567.3 nm and the 3 dB spectral width is of 0.49 nm indicates the output pulse FWHM of 5.26 ps when a transform-limited $sech^2$ pulse waveform is assumed.

Table 6.1: Characteristics of the mode-locked tapered fiber laser

| Taper waist diameter d [μm] | Center wavelength λ_o [nm] | FWHM $\Delta\lambda$ [nm] | Band width $\Delta\nu$ [GHz] | Pulse width $\Delta\tau$ [s] |
|---|---------------------------------------|------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| 6.0 | 1557.1 | 3.8 | 470 | 686 f |
| 6.5 | 1567.0 | 1.16 | 142 | 2.22 p |
| 7.0 | 1567.3 | 0.49 | 59.8 | 5.26 p |

6.4 実験結果に対する考察

今回はテーパファイバウエスト径が 6、6.5、7.0 μm テーパファイバを用いてテーパファイバモード同期レーザの実験を行った。Table 6.1 に今回作製したテーパファイバモード同期レーザの特性を示す。

Table 6.1 より、テーパファイバのウエスト径が細いほど半値全幅 FWHM が大きいということがわかる。また、FWHM が大きいことより時間軸上におけるパルス幅が短いことがわかる。よって、テーパファイバのウエスト径をさらに細くすれば FWHM が広がり、よりパルス幅の短いモード同期ファイバレーザを得られると考えられる。しかし、その際に問題となるのが径が細くなったことにより生じる損失の増大であり、この問題を解決する方法として、カーボンナノチューブの塗布方法の改善や、カーボンナノチューブフィルムを利用すること考えられる。

第7章 リング共振器における光注入による共振特性変化

7.1 はじめに

前章では、テーパファイバとカーボンナノチューブを利用したレーザ光源であるテーパファイバモード同期レーザの研究結果について述べた。本章ではチューナブルフィルタや分散補償への応用を目指し、その前段階として行ったカーボンナノチューブを付着させたテーパファイバリング共振器の共振特性変化に関する研究について報告する。

この章では、7.2 節において今回作製したリング共振器の概略を述べ、7.3 節においてリング共振器の特性変化の実験結果、7.4 節では実験結果にたいする考察を述べる。

7.2 CNT、テーパファイバリング共振器を用いた波長シフト

Fig 7.1 は波長シフト動作部で、カーボンナノチューブをコートしたテーパファイバリング共振器の模式図である。また、Fig 7.2 は実際に作製したカーボンナノチューブをコートしたテーパファイバリング共振器の倍率 50 倍の顕微鏡写真である。なお、写真のリング交差部はファイバが斜めに交差しているが、実際の実験においてはファイバを可能な限り平行にし、強い共振が得られるようにして行った。

波長シフトの動作原理は、テーパウエスト部での染み出し光と付着させたカーボンナノチューブとが相互作用することにより起こる。カーボンナノチューブの屈折率がテーパファイバを伝う伝搬光により変化し、リング共振器の実効屈折率が変化する。リング共振器の実効屈折率の変化が起こることによりリング共振器の共振周波数間隔が変化し波長シフトが起こると考えられる。なお、屈折率 n の変化は習慣的に

$$n = n_o + n_2 I^2 \quad (7.1)$$

という定義が用いられる。 n_o は線形屈折率、 n_2 は非線形屈折率係数である。

リング共振器における共振周波数間隔 ($FSR = c/nL = f_o$) は屈折率 n が微小変化して $n \rightarrow n_o + \Delta n$ となると

$$\begin{aligned} FSR &\rightarrow \frac{c}{(n_o + \Delta n)L} = \frac{c}{n_o(1 + \Delta n/n_o)L} = \frac{c}{n_o L} \left(1 + \frac{\Delta n}{n_o}\right)^{-1} \\ &= \frac{c}{n_o L} \left(1 - \frac{\Delta n}{n_o}\right) = f_o - \frac{\Delta n}{n_o} f_o = f_o + \Delta f \end{aligned} \quad (7.2)$$

となる。また、周波数の微小変化に対する波長の変化 $\Delta\lambda$ は

$$\Delta\lambda = \frac{\delta\lambda}{\delta f} = \frac{\delta}{\delta f} \frac{c}{f} = -\frac{c}{f_o^2} \Delta f \quad (7.3)$$

である。さらに、式 (7.2)(7.3) より

$$\Delta\lambda = -\frac{c}{f_o^2} \left(-\frac{\Delta n}{n_o}\right) f_o = \frac{\Delta n}{n_o} \lambda_o \quad (7.4)$$

となる。

よって、波長の微小変化 $\Delta\lambda$ とリング共振器の実行屈折率の変化 Δn は次式のように求まる。

$$\Delta n = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} n_o \quad (7.5)$$

そして、式 (7.1)(7.5) より、

$$\Delta n = n_2 I^2 \quad \Rightarrow \quad n_2 = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} n_o \frac{1}{I^2} \quad (7.6)$$

となる。

よって、リング共振器の入射光強度に対する共振特性の変化のデータを詳細に得ることが出来れば、上式よりカーボンナノチューブのもつ非線形屈折率係数 n_2 が求められる。

実験ではEDFA(光ファイバ増幅器: Erbium-Doped Fiber Amplifier) による広帯域のASE光(自然放出光: Amplified Spontaneous Emission) を、カーボンナノチューブをコートしたテーパファイバリング共振器に入射し、その出力スペクトルをOSA(光オシロスコープ: optical Spectrum Analyzer) により測定した。

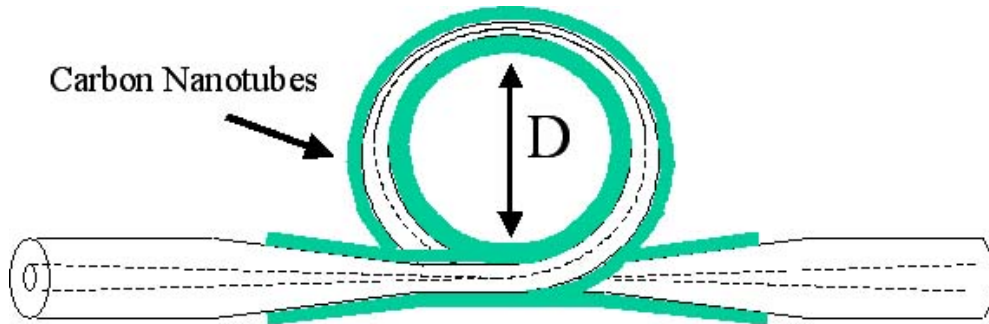


Fig 7.1: Concept of the wavelength-shift ring resonator based on the interaction of CNTs and the evanescent field of propagating light through the tapered fiber.

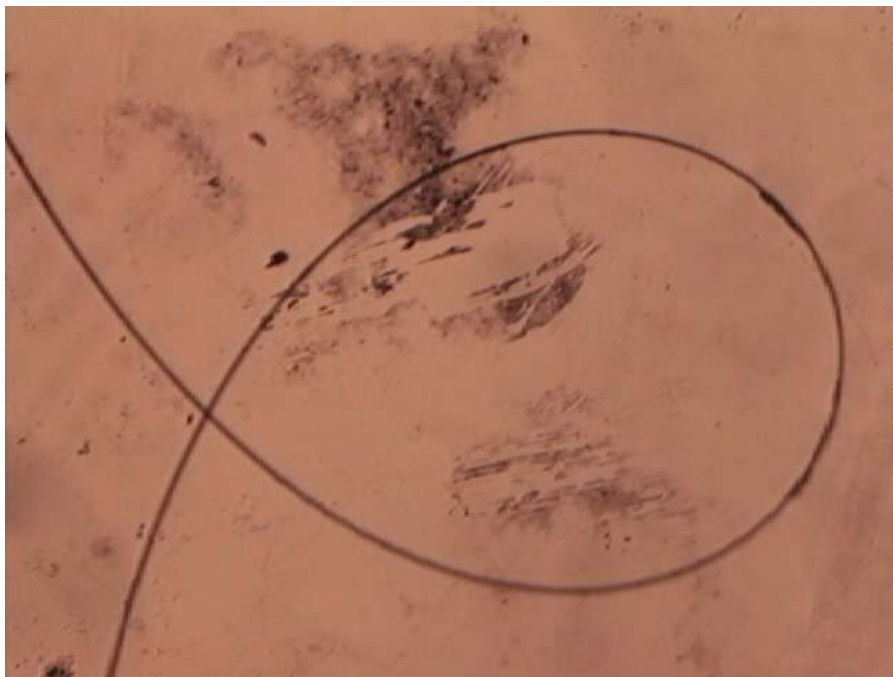


Fig 7.2: Microgram of the CNT-coated tapered fiber ring resonator ($\times 50$).

7.3 リング共振器における共振特性変化の実験結果

Fig 7.3 はウエスト径 $10 \mu\text{m}$ のテーパファイバを用いて、直径約 2 mm のリング共振器を作製して測定した透過特性である。リング径 $D=2 \text{ mm}$ のリング共振器において、その共振波長間隔の理論値は屈折率 $n=1.445$ 、基準波長 $\lambda=1553.10 \text{ nm}$ とすると、

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{n\pi D} = 0.265 \text{ nm} \quad (7.7)$$

となる。実験での測定値は 0.238 nm であるので、実際のリング径 D は 2.23 mm だと推測される。

なお、観測された共振波長シフトは、 $1 \sim 6 \text{ dBm}$ の間で 0.008 nm 、 $6 \sim 9 \text{ dBm}$ の間で 0.020 nm であり、合計して、 $1 \sim 9 \text{ dBm}$ の間で 0.028 nm の共振波長シフトが観測された。さらに、ASE 光源をハイパワーのものに取替え同じように測定したところ 0.366 nm の波長シフトが観測できた。また、カーボンナノチューブを付着させてないテーパファイバリング共振器においては入射パワーを変えても波

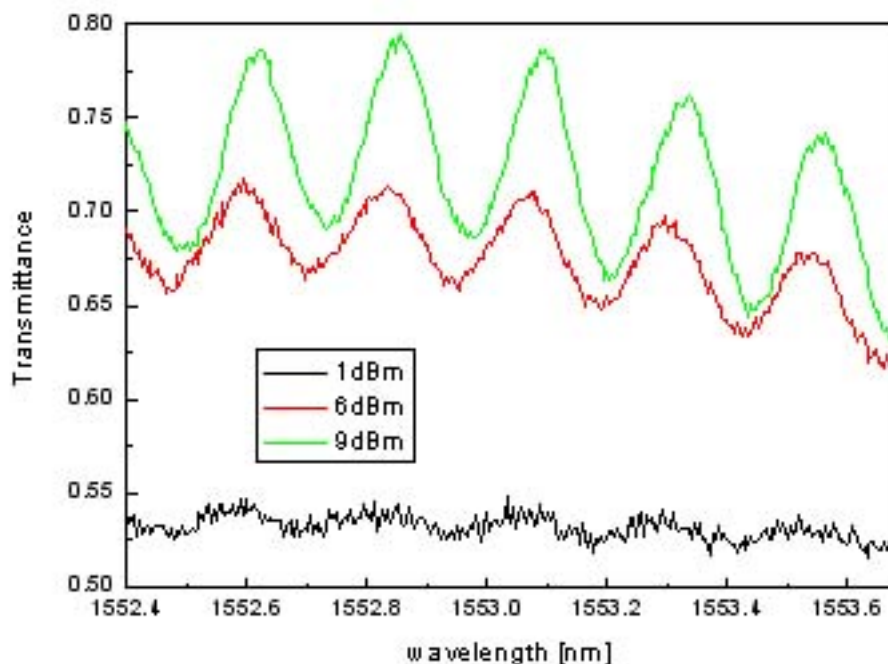


Fig 7.3: Transmittance of the CNT-coated tapered fiber ring resonator. Taper waist diameter is $10 \mu\text{m}$, and ring diameter is 2.23 mm . Black, Red and Green line indicates output power of ASE light source 1, 6, 9 dBm, respectively.

Table 7.1: Characteristics of the mode-locked tapered fiber laser

| Wavelength shift λ_{shift} [nm] | Input power change | | Slope of λ_{shift} | |
|--|--------------------|-------|----------------------------|---------|
| | dBm | mW | nm/dBm | nm/mW |
| 0.008 (1-6 dBm) | 5.0 | 2.722 | 0.0016 | 0.0029 |
| 0.020 (6-9 dBm) | 3.0 | 3.962 | 0.0067 | 0.0050 |
| 0.366 (27-30.5 dBm) | 3.5 | 620 | 0.105 | 0.00059 |

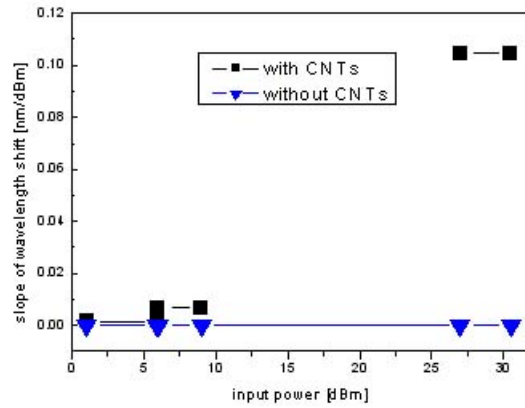


Fig 7.4: Slope of wavelength-shift versus input power.

7.4 実験結果に対する考察

Table 7.1 および Fig 7.4 は入射パワーに対する波長シフト量の変化の表およびグラフである。Table 7.1 より、dBm 単位での波長シフトの傾きは入射光強度が大きいほどその変化に対する波長シフト量の傾きが大きいことがわかる。しかし、ミリワット単位では逆に入射強度が大きい場合、その変化に対する波長シフト量の傾きが小さいことがわかる。

式 (7.6) において λ_o および n_o は定数で、入射光パワー P (W 単位) と入射光強度 I (W/m^2) は比例関係にあるので、Table 7.1 より非線形屈折率係数 n_2 が一定にならないことがわかる。

実験結果をもとに、さらに詳しい結果を得るため同じようにしてリング共振器を作製し実験を行ったが今回示した結果のように共振が得られなかった。実際、今回示した結果を得るためにも 30 数個のリング共振器を作製し、そのうちの 1 つで共振を得られた。よって、本実験に関しては、まずリング共振器を作製する方法を確立し歩留まりを良くすることが今後の課題である。リング共振器が安定的に得られるようになれば、より多くのリング共振器の特性変化のデータが得られ、上手く行けばカーボンナノチューブのもつ非線形屈折率係数が得られると考えられる。

第8章 結論

本研究ではテーパファイバの作製、およびテーパファイバとカーボンナノチューブとを用いた光デバイスの作製を念頭におき実験を行ってきた。そして、固定式水素ガスバーナーを用いたテーパファイバの作製に成功しテーパファイバモード同期レーザの実現および、カーボンチューブをコートしたテーパファイバリング共振器における光注入による共振特性変化を観測できた。以下に、本研究で得られた成果をまとめる。

カプラー製造機 E-TEK FCPW-2000 を用いたテーパファイバの作製では、ファイバを引き伸ばした距離とテーパウエスト径の関係が指数関数であらわされ、理論と一致していることが確認できた。また、作製されたテーパファイバのウエスト長は 4.469 mm であることがわかった。そして、作製されたテーパファイバの損失は 0.5 dBm 以下であるので、作製したテーパファイバを光デバイス応用にするにあたってテーパファイバ本体の損失は考慮しなくて良いと言えることがわかった。

テーパファイバを用いたテーパファイバモード同期レーザの研究では、テーパウエストを伝うエバネセント波とカーボンナノチューブが相互作用し、モード同期が得られテーパファイバモード同期レーザの実現に成功した。テーパウエストが細いとエバネセント波とカーボンナノチューブとの相互作用が強くなり、よりパルス幅の短いテーパファイバモード同期レーザが得られることがわかった。

カーボンナノチューブをコートしたテーパファイバリング共振器における共振特性変化の研究では、光強度の変化によりリング共振器の実効屈折率が変化することによる共振波長特性の変化が観測された。テーパファイバにカーボンナノチューブを付着させるのは容易であるが、それを用いてリング共振器を作り共振を得るのは容易ではない。よって、当面の課題としてリング共振器の作成方法の確立があげられる。

謝辞

本研究は、東京大学工学系研究科電子工学専攻 保立・山下・何 研究室において行われたものであります。この場を借りてお世話になった方々にお礼を申し上げるとともに、深く感謝の意を表します。

まず、本研究は山下真司助教授の御指導・御鞭撻のもとに行われ、終始懇切丁寧な御指導を賜りました先生に深く感謝致します。先生には、テーパーファイバとカーボンナノチューブとの融合という斬新な研究テーマを提案して頂くとともに、私が光デバイスの知識に関して無知だったにもかかわらず、実験面の指導を頂き、実験に関する興味を抱かせて下さいましたことには非常に感謝しています。

また、保立和夫教授には様々な御助言や激励の御言葉を頂きました。そして、先生の講義から幅広い知識を身につけることが出来たことに、深く感謝致します。

何祖源特任助教授、岸真人助手には実験機材の手配など、様々な面で御世話になったことに、この場で感謝の意を表します。

また、本研究はアルネアラボラトリのご好意により提供していただいた、カプラー製造機 E-TEK FCPW-2000 を用いてテーパーファイバの製造を行った。この場をお借りしてアルネアラボラトリ S. Y. Set 氏、小竹智晴氏に深く感謝致します。

本研究において諸事細かくご助言ご協力いただき、本論分の作成にあたっても全面的にバックアップして下さった山下研究室研究員 Y. W. Song 博士、後期課程3年生柏木謙氏、ディン・チュン・キエン氏、保立研究室研究員 K. Y. Song 博士に心よりお礼申し上げますとともに深く感謝いたします。

保立・山下・何研究室の皆様には大変お世話になりました。秘書の増原迪子様、若林紀江様、町田薫様、水野典子様には、経理面、生活面で大変お世話になりました。研究室での楽しく快適な生活環境を与えて頂いた事に心から厚く御礼申し上げます。

また、同期である修士課程2年の松尾清隆君、湯京龍君、欧陽慧さん吉田剛士君、には日頃から研究に関することや日常的な相談にまで乗って頂き、非常に楽しく充実した2年間を過ごすことが出来ました事をこの場で感謝致します。博士課程、修士課程1年、卒論生の皆様には、研究に関しての議論を通じて様々なアドバイス・アイデアを頂き、さらに、共に楽しい研究室の雰囲気構成することが出来まして、非常に楽しい研究室生活を送ることが出来ました。

本研究に関する発表

- Y. W. Song, K. Morimune, S. Y. Set, S. Yamashita, “ Polarization insensitive all-fiber mode-lockers passively functioned by Carbon nanotubes, ” The Institute of Electronics, Information and Communication Engineers (IEICE) Conference 2006 (Fall), Paper C-4-19, Kanazawa, Japan, September 19-22, 2006.
- Y. W. Song, K. Morimune, S. Y. Set, S. Yamashita, “ Carbon nanotube-based all-fiber mode-lockers with tapered fibers ”, OSA Optical Amplifiers and Their Applications (OAA) 2006, Top-Ranked Paper OMD3, Whistler, BC, Canada, June 28-30, 2006.
- Y. W. Song, K. Morimune, S. Y. Set, S. Yamashita, “ Polarization insensitive all-fiber mode-lockers functioned by Carbon nanotubes deposited onto tapered fibers, ” Applied Physics Letters, Vol. 90. No. 2, pp. 021101-1-021101-3, January 8, 2007.
- 森棟佳陽, ヨンウォンソン, 山下真司, “ カーボンナノチューブをコートしたテーパファイバリング共振器における光注入による共振特性変化 ”電子情報通信学会 2007 年総合大会, C-3-13, 2007 年 3 月 20-23 日.

関連図書

- [1] K.Fukuchi, T.Kasamatsu, M.Morie, R.Ohhira, T.Ito, K.Sekiya, D.Ogasawara, and T.Ono, “ 10.92-Tb/s (273/spl times/40-Gb/s) trip transmission experiment, ” Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2001. OFC 2001, PD 24 -P1-3 vol. 4, March, 2001.
- [2] S.V.Chernikov, J.R.Taylor, and R.Kashyap, “ Experimental demonstration of step-like dispersion profiling in optical fibre for soliton pulse generation and compression ”, Electronics Letters, vol. 30, no. 5, pp. 433-435, 1994.
- [3] S.V.Chernikov, D.J.Richardson, E.M.Dianov, and D.N.Payne, “ Picosecond Soliton Pulse Compressor Based on Dispersion Decreasing Fiber ”,Electronics Letters, vol. 28, no. 19, pp. 1842-1844, 1992.
- [4] K.Uchiyama, H.Takara, S.Kawanishi, T.Morioka, and M.Saruwatari, “ Ultrafast Polarisation Independent All-Optical Switching Using A Polarisation Diversity Scheme in The Nonlinear Optical Loop Mirror ”, Electronics Letters, vol. 28, no. 20, pp. 1864-1866, 1992.
- [5] K.Uchiyama, S.Kawanishi, H.takara, T.Morioka, and M.Saruwatari, “ 100Gbit/s to 6.3Gbit/s demultiplexing experiment using polarization-independent nonlinear optical loop mirror ”, Electronics Letters, vol. 30, no. 11, pp. 873-875, 1994.
- [6] T.Morioka, H.Takara, S.Kawanishi, T.Kitoh, and M.Saruwatari, “ Error-free 500Gbit/s all-optical demultiplexing using low-noise,low-jitter supercontinuum short pulse ”, Electronics Letters, vol. 32, no. 9, pp. 833-834, 1996.
- [7] Takashi Hasegawa, Kyo Inoue, and Kazuhiro Oda, “ Polarization Independent Frequency Conversion by Fiber Four-Wave Mixing with a Polarization Diversity Technique ”,IEEE Photonics Technology Letters, vol. 5, no. 8, pp. 947-949, 1993.
- [8] Timothy A. Birks and Youwei W. Li, J. Lightwave Technol., vol. 10, pp. 432-438, 1992

- [9] P. Russell, "Photonic crystal fibers," *Science* 299, 358-362 (2003).
- [10] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* 25, 1415 (2000)
- [11] P. Polynkin, A. Polynkin, N. Peyghambarian, and M. Mansuripur, *Opt. Lett.* 30, 1273 (2005)
- [12] S. Set, H. Yaguchi, M. Jablonski, Y. Tanaka, Y. Sakakibara, A. Rozhin, M. Tokumoto, H. Kataura, Y. Achiba, and K. Kikuchi, "A Noise Suppressing Saturable Absorber at 1550nm Based on Carbon Nanotube Technology", *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2003. OFC 2003 Technical Digest*, pp. 723-725, March 2003.
- [13] Y. Sakakibara, A. G. Roshin, H. Kataura, Y. Achiba, and M. Tokumoto, "Carbon Nanotube-Polymer Composite Saturable Absorber for ASE Noise Suppression in Optical Amplifiers", *European Conference on Optical Communication (ECOC2003), Postdeadline Papers*, September, 2003.
- [14] Y.-C. Chen, N. R. Raravikar, L. S. Schadler, P. M. Ajayan, Y.-P. Zhao, T.-M. Lu, G.-C. Wang, and X.-C. Zhang, "Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 μm ", *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 6, pp. 975-977, August, 2002.
- [15] Sze Y. Set, Hiroshi Yaguchi, Yuichi Tanaka, and Mark Jablonski, "Laser Mode Locking Using a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotubes", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, January 2004.
- [16] Sze Y. Set, Hiroshi Yaguchi, Yuichi Tanaka, and Mark Jablonski, "Ultrafast Fiber Pulsed Lasers Incorporating Carbon Nanotubes", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 10, no. 1, January/February 2004.
- [17] Xuchun Liu, Jinhai Si, Baohe Chang, Gang Xu, Qiguang Yang, Zhengwei Pan, Sishen Xie, Peixian Ye, Junhua Fan, and Meixiang Wan, "Third-order optical nonlinearity of the carbon nanotubes", *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 2, pp. 164-166, January, 1999.
- [18] A. J. C. Grellier, N. K. Zayer, C. N. Pannell, *Opt. Commun.* 152, 324 (1998)
- [19] G. P. Agrawal "NONLINEAR FIBER OPTICS" Second Edition (2004)
- [20] 栖原 敏明 "半導体レーザの基礎" 共立出版

- [21] J. Villatoro, A. Diez, J.L. Cruz and M.V. Andres, *Electron. Lett.* 37, 1011 (2001)
- [22] J. Villatoro, A. Diez, J.L. Cruz and M.V. Andres, *IEEE Sensors* 3, 533 (2003)
- [23] 齊藤弥八, 坂東俊治. "カーボンナノチューブの基礎" コロナ社, 1998.
- [24] "<http://www1.accsnet.ne.jp/kentaro/youki/nanotube/nanotube/html>"
- [25] "<http://photon.t.u-tokyo.ac.jp/maruyama/agallery/nanotube/mwnt.gif>"
- [26] " <http://www.nanoelectronics.jp/kaitai/nanotube/properties.htm> "
- [27] R. Saito, M. Fujita, G. Dresselhaus, and M.S Dresselhaus, "Electronic structure of chiral graphene tubules", *Applied Physics Letters*, vol. 60, No. 18, pp. 2204-2206, May, 1992.
- [28] H. Kataura, Y. Kumazawa, Y. Maniwa, I. Umez, S. Suzuki, Y. Ohtsuka and Y. Achiba, " Optical properties of single-wall carbon nanotubes ", *Synthetic Metals*, vol. 103, pp. 2555-2558, 1999.
- [29] Masao Ichida, Shuhei Mizuno, Yahachi Saito, Hiromichi Kataura, Yohji Achiba, and Arao Nakamura, " Coulomb effects on the fundamental optical transition in semiconducting single-walled carbon nanotubes: Divergent behavior in the small-diameter limit ", *Physical Review B*, vol. 65, 241407(R)
- [30] 齋藤理一郎, 篠原久典, "カーボンナノチューブの基礎と応用", 培風館, 2004.
- [31] Hiroshi Ajiki and Tsuneya Ando, " Aharonov-Bohm effect in carbon nanotubes ", *Physica*, no.B201, pp.349-352, 1994.
- [32] Michael S. Strano, Stephen K. Doorn, Erik H. Haroz, Carter Kittrell, Robert H. Hauge, and Richard E. Smalley, " Assignment of (n, m) Raman and Optical Features of Metallic Single-Walled Carbon Nanotubes ", *Nano Letters*, vol. 3, no. 8, pp. 1091-1096, 2003.
- [33] R. Bruce Weisman and Sergei M. Bachilo, " Dependence of Optical Transition Energies on Structure for Single-Walled Carbon Nanotubes in Aqueous Suspension: An Empirical Kataura Plot ", *Nano Letters*, vol. 3, no. 9, pp. 1235-1238, 2003.
- [34] Youichi Sakakibara, Satoshi Tatsuura, Hiromichi Kataura, Masoka Tokumoto, and Yohji Achiba, " Near-Infrared Saturable Absorption of Single-Wall Carbon Nanotubes Prepared by Laser Ablation Method ", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 5A, no. 1, May, 2003.

- [35] Yoichi Murakami, Shohei Chiashi, Yuhei Miyauchi and Shigeo Maruyama, “ Direct Synthesis of Single-Walled Carbon Nanotubes on Silicon and Quartz-Based Systems ”, Japanese Journal of Applied Physics, vol. 43, no. 3, pp. 1221-1226, 2004.
- [36] Yoichi Murakami, Yuhei Miyauchi, Shohei Chiashi, Shigeo Maruyama, “ Direct synthesis of high-quality single-walled carbon nanotubes on silicon and quartz substrates ”, Chemical Physics Letters, vol. 377, no. 1-2, pp. 49-54, 2003.
- [37] N. J. Doran and David Wood, “ Nonlinear-optical loop mirror ”, Optics Letters, vol. 13, no. 1, pp. 56-58, 1988.
- [38] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, “ Nonlinear amplifying loop mirror ”, Optics Letters, vol. 15, no. 13, pp. 752-754, 1990.
- [39] Govind P. Agrawal. “ Nonlinear Fiber Optics 3rd ed.” ACADEMIC PRESS, 2001.
- [40] 齋藤富士郎, “ 超高速光デバイス ”, 共立出版, 1998.
- [41] S. Y. Set, et al., J. on Select. Top. in Quantum Electron., Vol. 10, No. 1, pp. 137-146, 2004.
- [42] S. Yamashita, et al., Optics Lett., Vol. 29, No. 14, pp. 1581-1583, 2004.
- [43] S. Yamashita, et al., OFC 2006, Invited Paper OthQ2.
- [44] Y. W. Song, et al., OFC 2006, Paper OthQ3.