

令和5年度 博士論文

超広帯域ベクトルビームを用いた
偏光分光計測の高速化に関する研究

宇都宮大学大学院 地域創生科学研究科 博士後期課程
先端融合科学専攻 先端工学システムデザインプログラム

217201B

井上 晋宏

本論文の要旨

本論文は、超広帯域ベクトルビームを用いた偏光分光計測の高速化についてまとめたものである。近年、幅広いスペクトルを有する超広帯域光が医療分野や工業分野などに応用されており、主に吸収分光や物質の励起光として期待されている。超広帯域光は、自己位相変調、誘導ラマン散乱、四光波混合などの非線形光学効果によって引き起こされ、超広帯域スペクトル、高輝度、高い空間的および時間的コヒーレンスなどの特徴がある。一方、波長に依存した偏光状態をもつベクトルビームが注目されており、波長と偏光の相関関係を用いて偏光分光計測の分野での利用が期待されている。高機能材料分野では、ガラス基板やフィルムに成膜された薄膜の複屈折分布や膜厚分布を全面で定量化することが求められており、偏光分光計測の高速化が必要である。しかしながら、従来の計測手法では、偏光素子自体を機械的に回転させる必要があり、高速化は難しい。それとは異なる手法として、偏光イメージセンサを用いた手法が提案されているが、従来のイメージセンサを用いているため測定時間が 10ms 程度に限定される。最新の研究では、超広帯域ベクトルビームを用いることで偏光分光計測の高速化を実現している例もあるが、分光器を用いているため、従来のイメージセンサの手法と同様に測定時間が 1ms 程度に限定される。そこで、本研究では、時間的にエンコードされた超広帯域ベクトルビームを用いることを提案し、偏光分光計測の高速化を図ることを目的とした。

高速化の基本原理は、超広帯域ベクトルビームの偏光とスペクトルを時間と紐付け、光強度の時間変化を高速フォトディテクタで測定することにより、偏光とスペクトルの高速測定を実現するものである。初めに、高繰り返しピコ秒レーザーを開発し、フォトニック結晶ファイバーに入射させることで近赤外域から可視域まで広がった高出力な広帯域光を発生した。Yb 添加ファイバーを用いた非線形偏波回転による正常分散型モードロックレーザーを種光とし、ダブルクラッド Yb 添加ファイバーにより種光を増幅し、繰り返し周波数 40MHz、平均出力 5W の出力を得た。オートコリレータにより自己相関波形を観測した結果、パルス幅は 5ps であった。このレーザーパルスを入射し、超広帯域光を発生させ、出力特性を評価した。フォトニック結晶ファイバーを融着接続することで、高出力化に伴う端面の損傷を防ぎ、波長域 500nm~2200nm、平均出力 2.5W の出力を得た。また、非線形シュレディンガー方程式に基づく超広帯域光の数値シミュレーションを行い、実験結果とシミュレーション結果とで類似のスペクトル形状を確認し、実験結果の妥当性を検証した。次に、この超広帯域光を長さ 1km の長尺ファイバーに入射し、ファイバーの波長分散によりパルス幅を 20ns に拡張した。これにより、スペクトルが時間に紐付けられ、波長が時間ごとに変化する状態を作り出した。用いた長尺ファイバーの波長分散をセルマイヤーの分散式にフィッティングし、解析することで、波長と時間との相関関係

を導いた。その後、偏光子、位相子、アクロマティック 1/4 波長板を介してベクトルビームを生成した。このようなセナルモン構成を利用することで、得られたベクトルビームは直線偏光であり、かつ波長に応じて主軸方位角が変化する。すなわち、偏光が波長に紐付けられ、主軸方位角が波長ごとに変化する状態を作り出した。結果的に、スペクトルと偏光が時間に紐づけられ、波長および主軸方位角が時間ごとに変化する状態を作り出した。この超広帯域ベクトルビームをサンプルに照射し、高速フォトディテクタで透過光の時間波形を測定することにより、偏光分光計測の高速化を実現した。測定時間 $2.5\mu\text{s}$ を達成し、現行製品に対して約 5 万倍、分光器を用いる手法に対して約 500 倍となる高速偏光分光計測を実現した。

本論文は全 6 章で構成される。第 1 章では研究背景と目的を述べる。超広帯域光源や偏光分光計測の歴史と現状の問題点、先行研究例について説明した。第 2 章では、本研究の理論を述べる。光ファイバー中で生じる線形／非線形光学効果と四光波混合、誘導ラマン散乱について説明した。第 3 章では、超広帯域光の数値シミュレーション結果を述べる。非線形シュレディンガー方程式やスプリットステップフーリエ法、計算アルゴリズムやパラメータの導出、計算結果を説明した。第 4 章では、超広帯域光の実験を述べる。広帯域化のメカニズムを説明した後、実験系や実験結果を説明した。第 5 章では、時間的にエンコードされた超広帯域ベクトルビームを用いた偏光分光計測の実験を述べる。偏光の表示や種類、ストークスパラメータやポアンカレ球、ミュラー行列、偏光解析法、高速化のコンセプトを説明した後、実験系や実験結果について説明した。第 6 章では、本論文をまとめ、今後の展望を説明した。

目次

第 1 章 緒論	1
1.1 研究背景：超広帯域光の発生と応用	1
1.2 研究背景：偏光分光計測と歴史	4
1.3 研究背景：偏光分光計測による欠陥検出技術	6
1.4 偏光分光計測の高速化の先行研究例	8
1.5 本研究の目的	10
1.6 本論文の構成	11
第 2 章 理論	12
2.1 光ファイバー中で生じる線形光学効果	12
2.1.1 光損失	12
2.1.2 波長分散	14
2.2 非線形分極と非線形屈折率	18
2.3 四光波混合	23
2.3.1 三次の非線形性による新しい周波数の発生	23
2.3.2 四光波混合の利得	26
2.4 誘導ラマン散乱	30
2.4.1 格子振動	30
2.4.2 フォノンによる光の散乱の選択則	33
2.4.3 ラマン利得スペクトル	34
2.4.4 ラマン閾値の導出	35
第 3 章 超広帯域光の生成シミュレーション	38
3.1 数値解析	38
3.1.1 非線形シュレディンガー方程式	38
3.1.2 スプリットステップフーリエ法	40
3.2 計算に用いたパラメータの導出	43
3.3 計算結果	46
3.3.1 ピークパワー依存	47
3.3.2 ファイバー長さ依存	51
3.3.3 パルス幅依存	58
3.3.4 PCF 伝播後のスペクトル計算	64

第 4 章	超広帯域光の生成実験	66
4.1	実験系の説明	66
4.2	実験結果	67
4.2.1	シードレーザーの諸特性	67
4.2.2	増幅部の諸特性	70
4.2.3	超広帯域光の諸特性	72
第 5 章	偏光分光計測	77
5.1	偏光分光計測の概要	77
5.1.1	偏光の表示と種類	77
5.1.2	ストークスパラメータ	81
5.1.3	ポアンカレ球	82
5.1.4	ミュラー行列	85
5.1.5	偏光計測法	87
5.2	超広帯域ベクトルビームを用いた偏光分光計測	90
5.2.1	時間分解偏光分光解析の概要	90
5.2.2	実験系の説明	94
5.2.3	実験結果	95
5.3	サンプル測定結果	98
5.3.1	偏光分光特性	98
5.3.2	透過スペクトル特性	100
第 6 章	結論	103
	謝辞	105
	参考文献	107
	発表リスト	111
	付録	113

目次

1.1	光ファイバーによる超広帯域光発生例[2]	1
1.2	超広帯域光の波長域[2]	2
1.3	超広帯域光の応用分野[5]	3
1.4	フェムト秒レーザーを励起光とした超広帯域光発生器	3
1.5	偏光分光計測器の原理と構造	4
1.6	スマートフォンに用いられる様々なガラス[38]	6
1.7	偏光分光計測によるロールツーロールでの欠陥検出装置の概念図	7
1.8	ベクトルビームによる偏光分光計測の先行研究例[39]	8
1.9	ベクトルビームによる偏光分光計測の先行研究例[40]	9
1.10	時間エンコードされたベクトルビームによる偏光分光計測の概念図	10
2.1	SMFの損失プロファイルの実測図[41]	13
2.2	熔融石英の屈折率 n と群屈折率 n_g の波長依存性[42]	16
2.3	熔融石英の β_2 と d_{12} の波長依存性[42]	16
2.4	SMFの分散パラメータ D の波長依存性[41]	17
2.5	自己位相変調による周波数チャープの様子[43]	21
2.6	四光波混合の概念図	23
2.7	零分散波長近傍での位相整合条件	25
2.8	励起光強度によるパラメトリック利得の変化[42]	29
2.9	二原子分子による一次元格子構造[44]	32
2.10	格子振動(フォノン)による分散カーブ[44]	32
2.11	熔融石英のラマン利得スペクトルの実測図[45]	34

3.1	スプリットステップフーリエ法の概念図	42
3.2	SMF の損失プロファイルの実測図[46]	44
3.3	シミュレーションに用いた SMF の損失プロファイル	44
3.4	PCF の波長分散プロファイルの実測図	45
3.5	シミュレーションに用いた PCF の波長分散プロファイル	45
3.6	ピークパワー依存性計算結果 (パルス幅 300fs, SMF 1m 伝搬後)	47
3.7	ピークパワー依存性計算結果まとめ (パルス幅 300fs, SMF 1m 伝搬後)	48
3.8	ピークパワー依存性計算結果 (パルス幅 300fs, PCF 1m 伝搬後)	49
3.9	ピークパワー依存性計算結果まとめ (パルス幅 300fs, PCF 1m 伝搬後)	50
3.10	ファイバー長さ依存性計算結果 (ピークパワー1kW, パルス幅 300fs, SMF 伝搬後)	51
3.11	ファイバー長さ依存性計算結果 (ピークパワー10kW, パルス幅 300fs, SMF 伝搬後)	52
3.12	ファイバー長さ依存性計算結果 (ピークパワー100kW, パルス幅 300fs, SMF 伝搬後)	53
3.13	ファイバー長さ依存性計算結果まとめ (パルス幅 300fs, SMF 伝搬後)	54
3.14	ファイバー長さ依存性計算結果 (ピークパワー1kW, パルス幅 300fs, PCF 伝搬後)	55
3.15	ファイバー長さ依存性計算結果 (ピークパワー10kW, パルス幅 300fs, PCF 伝搬後)	56
3.16	ファイバー長さ依存性計算結果まとめ (パルス幅 300fs, PCF 伝搬後)	57
3.17	パルス幅依存性計算結果 (ピークパワー5kW, SMF 1m 伝搬後)	58
3.18	パルス幅依存性計算結果 (ピークパワー100kW, SMF 1m 伝搬後)	59
3.19	パルス幅依存性計算結果まとめ (SMF 1m 伝搬後)	60
3.20	パルス幅依存性計算結果 (ピークパワー1kW, PCF 1m 伝搬後)	61
3.21	パルス幅依存性計算結果 (ピークパワー5kW, PCF 1m 伝搬後)	62
3.22	パルス幅依存性計算結果まとめ (PCF 1m 伝搬後)	63
3.23	スペクトル計算結果 (パワー0.2W~1W, PCF 1m 伝搬後)	64
3.24	スペクトル計算結果 (パワー1.2W~2W, PCF 1m 伝搬後)	64
3.25	スペクトル計算結果 (パワー0.2W~1W, PCF 10m 伝搬後)	65

4.1	超広帯域光生成実験の実験系	66
4.2	シードレーザー光の実験系	67
4.3	シードレーザーのスペクトル測定結果	68
4.4	シードレーザーのパルス幅測定結果	68
4.5	シードレーザーの出力特性測定結果	69
4.6	シードレーザーの時間波形測定結果	69
4.7	ファイバー増幅後のスペクトル測定結果	71
4.8	ファイバー融着時の写真	72
4.9	超広帯域光のスペクトル測定結果 (PCF 0.8m)	74
4.10	超広帯域光のスペクトル測定結果 (PCF 1.5m)	74
4.11	超広帯域光のスペクトル測定結果 (PCF 5m)	75
4.12	超広帯域光のシミュレーション結果 (PCF 5m, 出力 2W)	75
4.13	超広帯域光の出力特性測定結果	76
4.14	超広帯域光のスペクトル測定結果 (PCF 5m, ショートパスフィルタ通過後)	76
5.1	(a)直線偏光, (b)右回り円偏光, (c)楕円偏光の表示[50]	79
5.2	位相差 $\delta_x - \delta_y$ による偏光状態の変化 ($E_{x0} = E_{y0}$)	80
5.3	ポアンカレ球による偏光状態の表示	82
5.4	(a) (ϵ, θ) 系, (b) (Δ, Ψ) 系の座標による楕円偏光の表示	84
5.5	(ϵ, θ) 系座標を用いたポアンカレ球上の点の表示	84
5.6	入射光と出射光の偏光状態の変化を示す概念図	85
5.7	偏光子を用いた偏光計測法を示す概念図	89
5.8	偏光子と 1/4 波長板を用いた偏光計測法を示す概念図	89
5.9	時間分解偏光分光解析方法の概念図	92
5.10	1km ファイバーの波長分散と時間遅延曲線の計算結果	93
5.11	超広帯域ベクトルビームを用いた偏光分光計測の実験系	94
5.12	分光器による超広帯域ベクトルビームのスペクトル測定結果	96
5.13	高速フォトディテクタによる超広帯域ベクトルビームの時間波形測定結果	96
5.14	分光器と高速フォトディテクタによる偏光回転角測定結果	97
5.15	1/2 波長板の偏光回転角測定結果	98
5.16	アクロマティック 1/2 波長板の偏光回転角測定結果	99
5.17	偏光ビームスプリッターの偏光回転角測定結果	99
5.18	分光器によるショートパスフィルターのスペクトル測定結果	101
5.10	高速フォトディテクタによるショートパスフィルターの時間波形測定結果	101
5.20	ショートパスフィルターの透過率測定結果	102

表目次

1.1	偏光分光測定装置の開発の歴史	5
3.1	シミュレーションに用いた各パラメータ	46
4.1	ファイバー融着条件一覧表	72
5.1	ジョーンズベクトルおよびストークスベクトルによる偏光状態の表示	81
5.2	ジョーンズ行列およびミュラー行列による偏光状態の表示	86

第1章 緒論

1.1 研究背景：超広帯域光の発生と応用

近年、幅広いスペクトルを有する超広帯域光 (SC: Super Continuum) が医療分野や工業分野などに応用されており、主に吸収分光や物質の励起光として期待されている。超広帯域光は、連続で広帯域なスペクトルを持つレーザー光であり、超短パルス光を希ガスや石英板などの非線形光学材料に入射したとき、自己位相変調、相互位相変調、四光波混合、誘導ラマン散乱などの非線形光学効果によって生成される。従来の白熱灯などの白色光源と比較すると、指向性・可干渉性・集束性・エネルギー密度・輝度などレーザーの特徴をポテンシャルとして有している[1]。図1.1に示すように、超短パルス光を光ファイバーに入射させることにより、可視光領域で超広帯域光が得られている[2]。

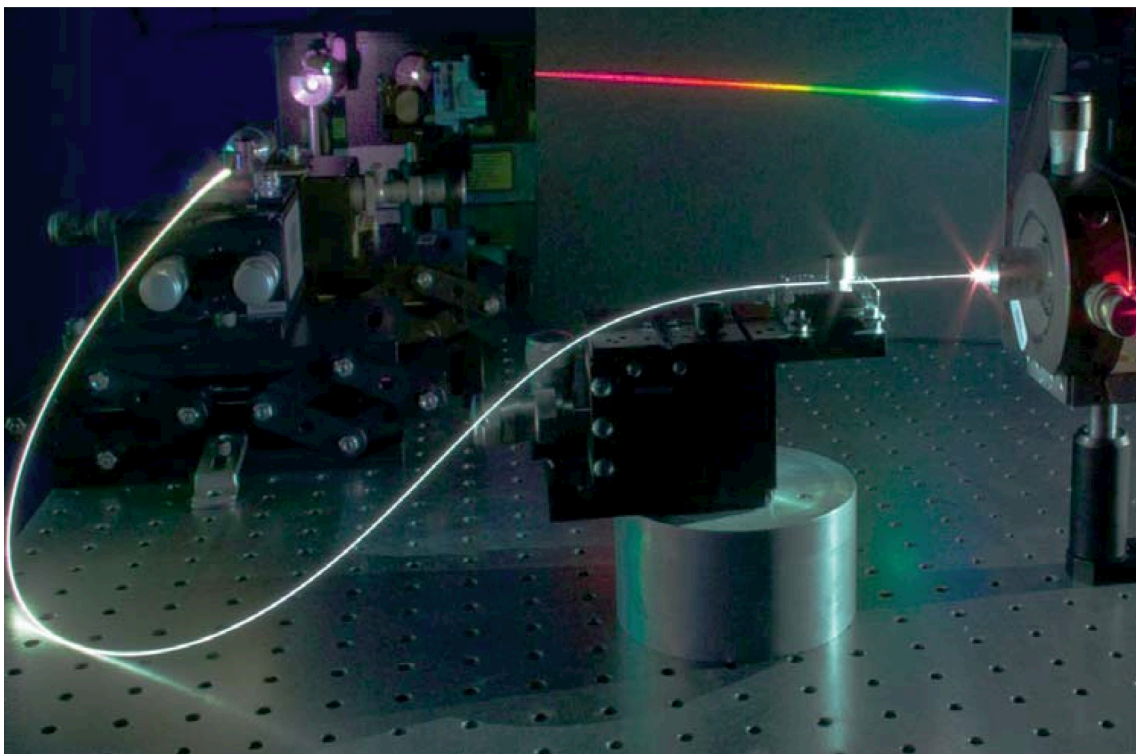


図1.1 光ファイバーによる超広帯域光発生例。文献[2]から引用

超広帯域光の発生は、Alfanoらによって初めて発見され、それ以降も気体、固体、液体を用いて超広帯域光発生が確認された。発生当時は主に分光計測用のインコヒーレントな白色光源として用いられてきた[1, 3]。その後、非線形光学材料としてシングルモードファイバー (SMF: Single Mode Fiber) を用いた超広帯域光発生実験が行われ、通信用光源としての取り組みが始まった。これまでに多波長パルス光源や光周波数標準光源などへの応用が検討され、その一部では製品化が始まった。2000年頃には、フォトニック結晶ファイバー (PCF: Photonic Crystal Fiber) を非線形光学材料として用いることにより、1オクターブ以上の光スペクトル広がりを実現され、これを利用した絶対光周波数安定化技術が提案されて定着しつつある。2013年の段階の超広帯域光発生についてまとめたのが図1.2である。中赤外域から真空紫外域まで波長域が広がっている[4]。

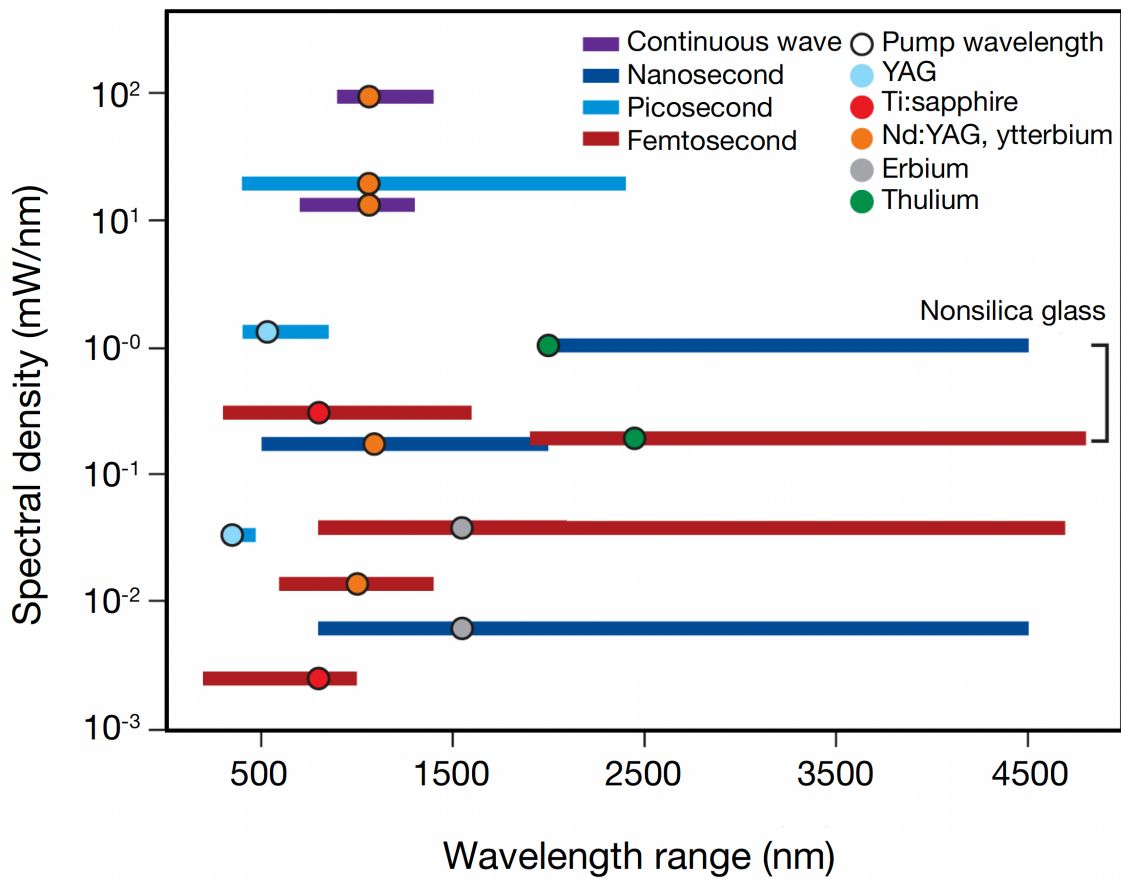


図1.2 超広帯域光の波長域。文献[2]から引用

このような超広帯域光は、図1.3に示すように、光通信分野、高精度の周波数・時間計測分野、超高速分光計測、蛍光顕微鏡、光コヒーレンストモグラフィーなどのさまざまな分野に適用されている[5-7]。しかしながら、未だに広く普及していないのが現状である。その原因として装置自体が高コストであり、装置構成が複雑かつ大型であることが挙げられる。図1.4に、現在用いられている一般的な超広帯域光発生器の構成を示す。励起光としてフェムト秒レーザーが用いられており、パルス伸長器、増幅器を伴うチャープパルス増幅方式が専ら採用されている。増幅後、パルス圧縮されてピークパワーを高めた後、レンズで集光しフォトニック結晶ファイバーに入射される。フォトニック結晶ファイバー内で自己位相変調、相互位相変調、四光波混合、誘導ラマン散乱などの種々の非線形光学効果を受け、スペクトルが広帯域化し超広帯域光となる[8-16]。

以上のように、超広帯域光源は複数の光学素子で構成され、空間光学系とファイバー光学系が混在しているため、複雑かつ大型化しやすい。したがって、ファイバーベースのコンパクトかつ低コストな超広帯域光源を開発する必要がある。

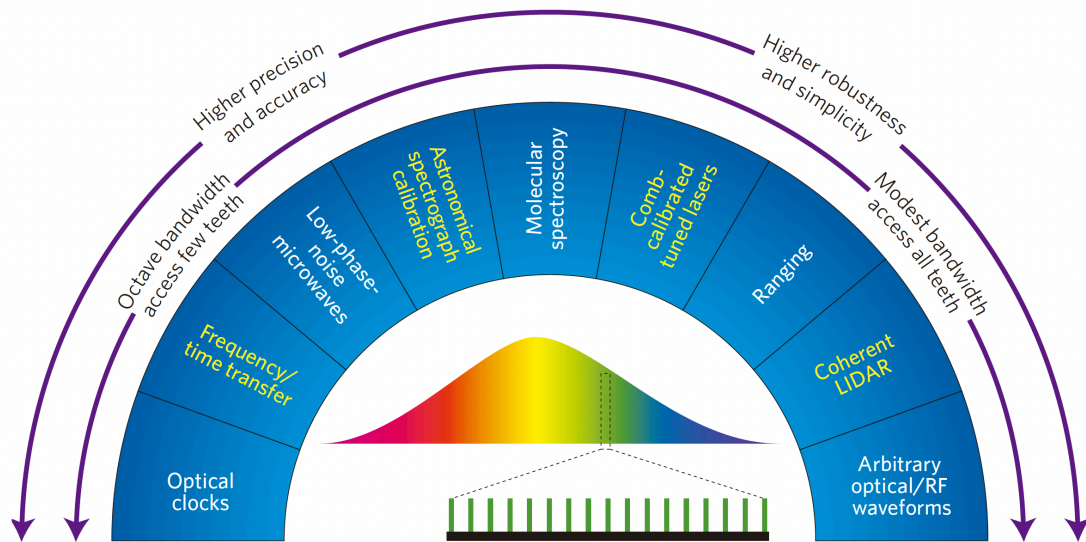


図1.3 超広帯域光の応用分野. 文献[5]から引用

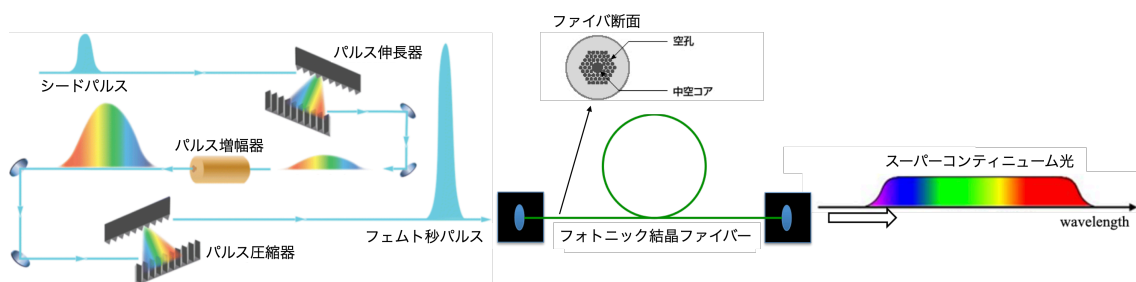


図1.4 フェムト秒レーザーを励起光とした超広帯域光発生器

1.2 研究背景：偏光分光計測と歴史

近年のコンピュータ技術の発達により、偏光分光計測技術は大きく発展し、応用範囲も確実に広がっている[17-25]。機械分野では偏光パラメータの複屈折測定を用いて応力解析が行われており、半導体分野では様々な薄膜の膜厚測定に応用されている。また、食品や飲料水などの糖濃度管理、医薬品の検査、血糖値センサーなど幅広い分野で利用されている。偏光分光計測では、光を測定プローブとして用いるため、薄膜成長などのプロセス診断を実時間観測から行うことが可能である。

偏光分光計測は光学測定手法であり、試料からの反射光または透過光を測定している。偏光分光計測の最大の特徴は、反射または透過による偏光状態の変化を測定することである。図 1.5 に示すように、偏光分光計測の測定値は (Δ, Ψ) であり、それぞれ p, s 偏光と呼ばれる偏光状態の位相差 Δ および振幅比 Ψ を示す。光の波長を変化させて測定を行う偏光分光計測では、 (Δ, Ψ) に対する波長依存性が測定される。

偏光分光計測の適用範囲は非常に広く、薄膜形成プロセスだけでなく、エッチング、酸化、熱処理などのプロセス評価が可能である。特に、偏光分光計測は測定に光を用いるため、溶液中で形成する薄膜などの評価も行うことができる。偏光分光計測技術の長所としては、高い測定精度を持ち、一般の測定器でも非常に高い膜厚感度 ($\sim 0.1\text{\AA}$) が得られることである。偏光分光計測からは、光学定数や試料構造などの様々な評価が可能である。一方短所としては、偏光分光計測に使用される入射光のスポットサイズは一般に数 mm であるため、測定の空間分解能は低い。また、測定時間は一般的に数秒程度かかってしまうことが挙げられる。

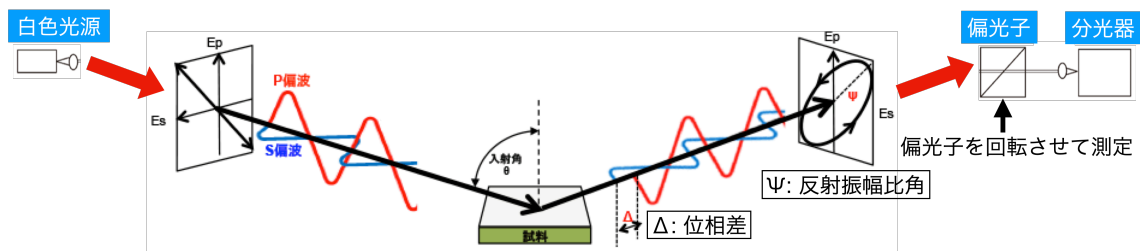


図1.5 偏光分光計測器の原理と構造

表1.1は、偏光分光計測装置の開発の歴史を示している[26]。偏光計測は、1887年にDrudeによって開発され、現在使用されている偏光計測の数式も、Drudeによって導出されている。1971年にPaikらは偏光情報に加えて反射率の測定も可能にし[27]、1975年にAspnesらは偏光分光情報と自動化測定装置を開発した[28]。リアルタイム測定用の偏光分光計測装置は、1984年にMullerらによって開発され、測定データ数は劇的に増加している[29]。現在広く普及しているリアルタイム測定用の偏光分光計測装置は、1990年にペンシルバニア州立大学のグループによって開発されている[30]。この測定装置では光検出器にフォトダイオードアレイ (PDA) を使用し、多波長の同時計測を行っている。また、1994年に同グループがデータ数と測定精度を向上している[31]。

一方、測定方法に注目すると、基本的な方法は検光子を回転させる回転検光子法である。しかしながら、回転検光子法は楕円偏光を測定できない。それに対して、方位が固定された検光子の前に回転された位相子によって変調させ測定する回転位相子法があり、これは楕円偏光を測定することができる。偏光子や検光子などの機械駆動のない計測方法として、ファラデー素子[32, 33]や液晶[34]、音響光学素子[35]や光弾性変調器[36]を使用した方法が提案されている。例えば、ファラデー素子は、ガラス棒にコイルを巻き、電流を流すことで直線偏光の偏光面を回転させる。この手法を使って電氣的に入射偏光を変調し、旋光角を高精度かつ高速に計測している。また、ワンショット計測法の先駆的研究のひとつとして、岡らは厚みが異なる高次の複屈折をもつ位相差板を用いて、波数空間上で偏光状態を連続的に変化させている。得られるチャネルドスペクトルを計算し、ストークスパラメータの波長特性をワンショットで高精度に計測している[37]。

表 1.1 偏光分光測定装置の開発の歴史

年	測定法	データ数	測定時間(秒)	測定精度	著者
1887	偏光測定	2	-	-	Drude
1945	偏光測定	2	3600	$\Delta=0.02$ $\Psi=0.01$	Rothen
1971	偏光測定	3	3600	$\Delta=0.02$ $\Psi=0.01$	Paik, Bockris
1975	偏光分光測定	200	3600	$\Delta=0.001$ $\Psi=0.0005$	Aspnes, Studna
1984	偏光分光測定	80000	3~600	$\Delta=0.02$ $\Psi=0.01$	Muller, Farmer
1990	偏光分光測定	2×10^5	0.8~600	$\Delta=0.02$ $\Psi=0.01$	Kim, Collins, Vedam
1994	偏光分光測定	3×10^5	0.8~600	$\Delta=0.007$ $\Psi=0.003$	An, Collins et al.

1.3 研究背景：偏光分光計測による欠陥検出技術

スマートフォンに代表されるモバイル機器やスマートゴーグル、フラットパネルディスプレイなどには、図 1.6 に示すように、薄肉ガラス基板、高機能フィルム、樹脂、透明電極、接着剤などが用いられている。ディスプレイの大型化、高画質化に伴い、大面積で高速にインライン計測し、高い品質管理を実現することが強く求められている。ディスプレイの製造工程には、ガラス基板全面に薄膜を成膜するプロセスが複数工程あり、この薄膜の均一性がディスプレイの表示品位を左右することから、各工程で成膜された薄膜の品質管理が重要となっている。特にフィルム製造においては、軽量化、フレキシブル化、大面積大量生産化によるコスト削減を訴求出来るメリットから、ロール状の基板へ成膜するロールツーロール方式が多く採用されており、高速化への要望が依然として高い。しかしながら、このような品質管理を偏光分光計測で実現しようとした場合、1.2 節で述べたように、光学定数（複屈折、光弾性係数）を測定するのに 1 点あたり 1 秒程度かかってしまうのが現状である。そこで、偏光分光計測の高速化を実現し、各種材料を高精度かつインライン（短時間）で自動計測できる手法を開発する必要がある。この研究は、最先端光科学技術・光要素技術の開発や次世代 IoT の戦略的活用を支える基盤技術にも対応するものであり、微小欠陥、膜や表面の状態評価にも繋げることができるものである。

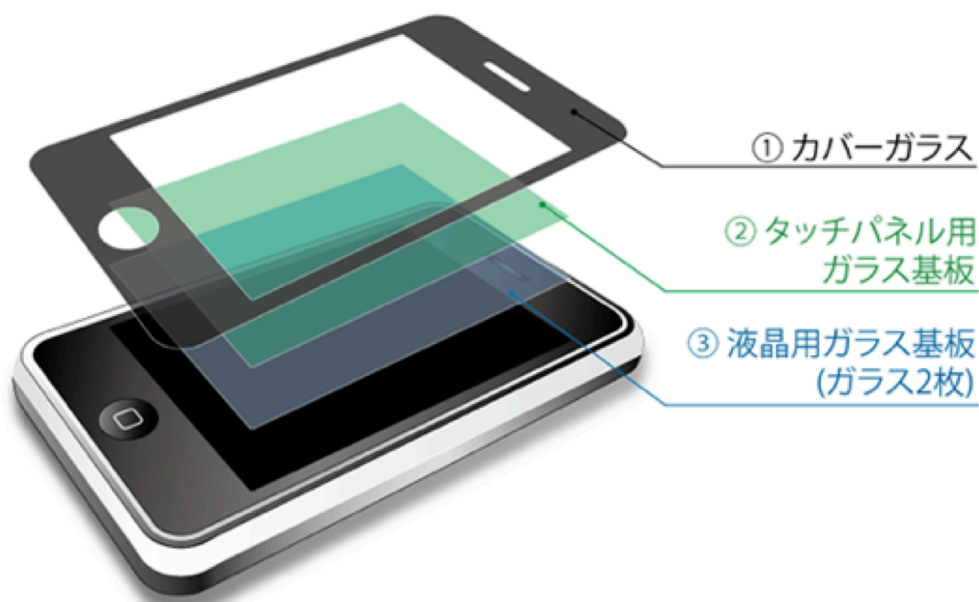


図1.6 スマートフォンに用いられる様々なガラス。文献[38]から引用

ディスプレイに使用されるガラスにおいては、製造工程中における基板内の残留応力の高品質化を要求されている。これまでの欠陥検出装置は、微小な複屈折を精度良く測定する複屈折測定装置であり、材料研究部門や製造工程での抜き取り検査に広く利用されている。しかしながら、市場では対象物の品質管理が急速に高度化しており、高精度かつ高速に欠陥検出できるようにすることが強く求められている。

図 1.7 にインラインでの偏光分光計測による欠陥検出装置の概念図を示す。例えば、幅 1m のフィルム全面に対し、搬送速度 1m/s のロールツーロールでインライン計測を実現しようとした場合、測定ビーム径 1mm で 1 μ s、測定ビーム径 10mm で 100 μ s の測定時間で偏光分光計測する必要がある。

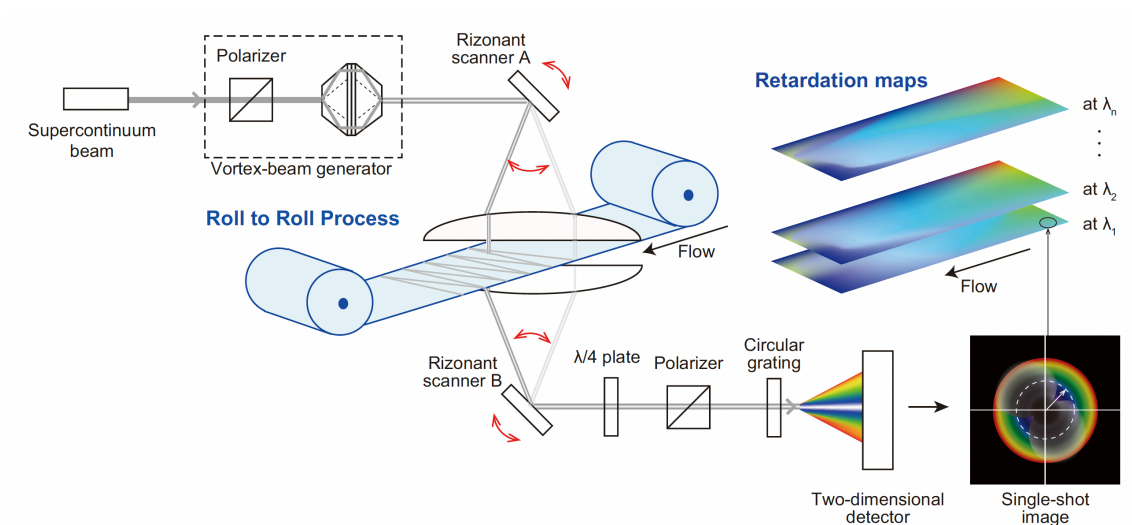


図1.7 偏光分光計測によるロールツーロールでの欠陥検出装置の概念図

1.4 偏光分光計測の高速化の先行研究例

前節で述べたように、偏光分光計測の高速化への要望は非常に高い。しかしながら、従来の計測手法では、偏光素子自体を機械的に回転させる必要があり、高速化は難しい。異なる手法として、偏光イメージセンサを用いた手法が提案されているが、従来のイメージセンサを用いているため測定時間が 10ms 程度に限定される。2005 年に若山らのグループが、超広帯域ベクトルビームを用いることで偏光分光計測の高速化を実現している[39]。図 1.8 に実験図と結果を示す。波長に依存した偏光状態を持つベクトルビームを用いているため偏光素子自体の機械的駆動を必要とせず、高速化を達成している。しかしながら、検出器として分光器を用いているため、測定時間は分光器内部のラインセンサの応答時間に律速される。そのため、従来のイメージセンサの手法と同様に測定時間が 1ms 程度に限定される。

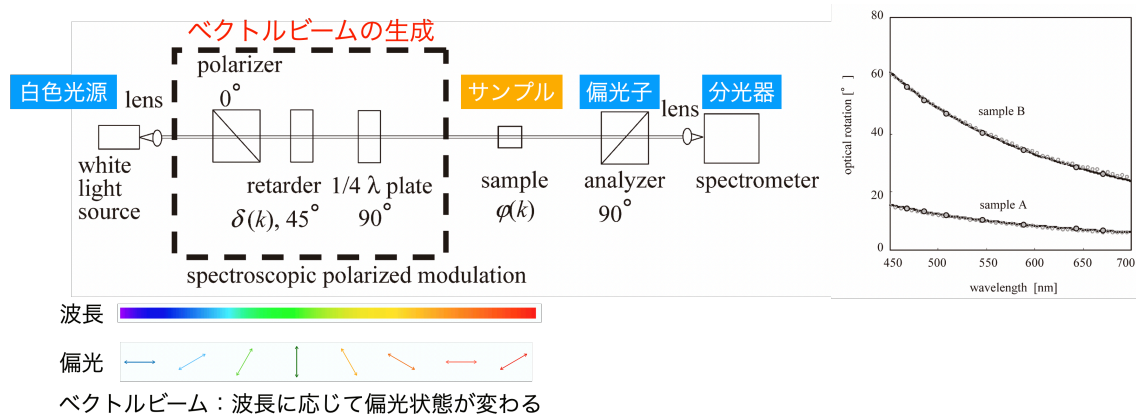


図1.8 ベクトルビームによる偏光分光計測の先行研究例。文献[39]から引用

また、2021年にFicklerらのグループが、ベクトルビームに加え、検出器に高速フォトディテクタを用いることで偏光分光計測の高速化を実現している[40]。図1.9に実験図と結果を示す。ベクトルビームを回折格子で波長ごとに空間的に広げた後、マスクでビームを切り出すことにより、偏光分光計測の高速化を実現している。しかしながら、マスクを機械的に駆動させる必要があるため駆動速度に制限があり、測定時間が $10\mu\text{s}$ 程度に限定される。

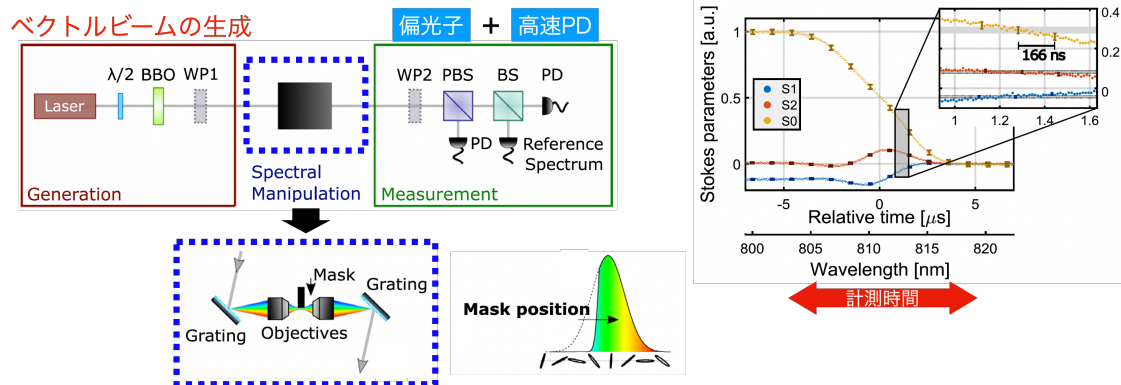


図1.9 ベクトルビームによる偏光分光計測の先行研究例。文献[40]から引用

1.5 本研究の目的

以上を踏まえ、本研究では、時間的にエンコードされた超広帯域ベクトルビームを用いることを提案し、偏光分光計測の高速化を図ることを目的とした。図 1.10 に本研究の概念図を示す。高速化の基本原理は、超広帯域ベクトルビームの偏光とスペクトルを時間と紐付け、光強度の時間変化を高速フォトディテクタで測定することにより、偏光とスペクトルの高速測定を実現するものである。

具体的には、以下の手順で研究を進めた。

- ① 非線形シュレディンガー方程式に基づく光ファイバー中のパルス伝搬シミュレーションを行い、スペクトル広帯域化の要因／条件を探索
- ② ピコ秒モードロックレーザーとファイバー増幅システムを構築し、フォトニック結晶ファイバーに入射させることで、ファイバーベースのコンパクトな超広帯域光を生成
- ③ 超広帯域光を長尺ファイバーに入射させることで時間エンコードを行い、複数の偏光素子を用いてセナルモン法によるベクトルビームを生成
- ④ 時間エンコードされた超広帯域ベクトルビームと高速フォトディテクタを用いた高速偏光分光計測システムを構築し、原理検証と種々のサンプルを測定

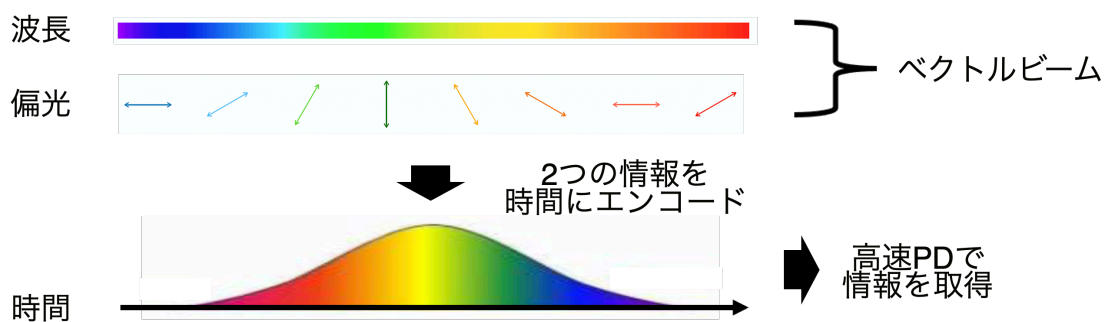


図1.10 時間エンコードされたベクトルビームによる偏光分光計測の概念図

1.6 本論文の構成

本論文は全 6 章で構成される。第 1 章では研究背景と目的を述べる。超広帯域光源や偏光分光計測の歴史と現状の問題点、先行研究例について説明した。第 2 章では、本研究の理論を述べる。光ファイバー中で生じる線形／非線形光学効果と四光波混合、誘導ラマン散乱について説明した。第 3 章では、超広帯域光の数値シミュレーション結果を述べる。非線形シミュレーション方程式やスプリットステップフーリエ法、計算アルゴリズムやパラメータの導出、計算結果を説明した。第 4 章では、超広帯域光の実験を述べる。広帯域化のメカニズムを説明した後、実験系や実験結果を説明した。第 5 章では、超広帯域ベクトルビームを用いた偏光分光計測の実験を述べる。偏光の表示や種類、ストークスパラメータやポアンカレ球、ミューラー行列、偏光解析法、偏光分光計測の高速化のコンセプトを説明した後、実験系や実験結果について説明した。第 6 章では、本論文をまとめ、今後の展望を説明した。

第 2 章 理論

2.1 光ファイバー中で生じる線形光学効果

2.1.1 光損失

レーザー光が光ファイバー中を伝搬する際、伝播距離に応じて光強度が減衰する。長さ L のファイバーの入射端での光強度を P_0 としたとき、ファイバーを通過した光強度 P_T は

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (2.1)$$

で与えられる。式(2.1)中の α は減衰定数を表し、光損失と呼ばれている。通常光損失は、下記の式(2.2)で定義される量 α_{dB} を用いて、dB/km という単位で表される。

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4.343\alpha \quad (2.2)$$

光損失は波長に大きく依存する。図 2.1 は一般的なシングルモードファイバー (SMF: Single Mode Fiber) の損失スペクトルを示す。このファイバーの光損失の最小値は、波長 $1.55\mu\text{m}$ 近傍で 0.2dB/km 程度である。光損失は波長が短くなるほど増加していき、可視領域では 10dB/km 程度になる。損失スペクトルは様々な要因によって決まるが、主な要因は物質自身の吸収と、レイリー散乱である。純粋な石英ガラスは紫外領域と波長 $2\mu\text{m}$ 以上の遠赤外領域に吸収帯を持っている。しかしながら、実際のファイバーには不純物として OH イオンが含まれており、 $2.73\mu\text{m}$ 近傍に基本振動による吸収のピークを持っている。図 2.1 の $1.37\mu\text{m}$ 近傍の大きなピーク及び $1.23\mu\text{m}$ 近傍の小さなピークは、この OH 吸収の倍振動によるものである。

一方レイリー散乱は短波長側の光損失の主要因である。ファイバー中のランダムな密度揺らぎによって屈折率が局所的に揺らぎ、光が散乱される。レイリー散乱による光損失は波長の 4 乗に反比例し、波長が短くなるほど光損失への影響が劇的に大きくなる。ファイバー固有の損失は、

$$\alpha_R = C/\lambda^4 \quad (2.3)$$

と見積もられる。 C は定数であり、ファイバーのコアの成分に依存する。レイリー散乱によ

る光損失は図 2.1 中の点線で示されている。光損失の大部分はレイリー散乱によるものである。その他の損失要因としては、曲げ損失と境界損失 (コアとクラッドの境界面による散乱) がある。また、2 本のファイバーを繋いだ際の接続損失もあるが、通常 0.01dB 程度である。

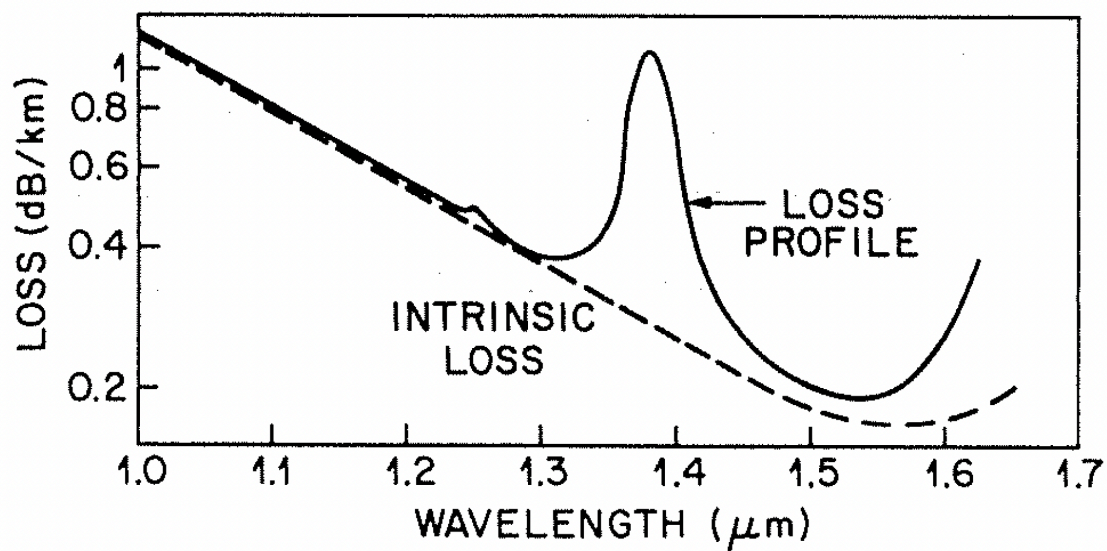


図2.1 SMFの損失プロファイルの実測図。文献[41]から引用

2.1.2 波長分散

レーザー光が光ファイバー中を伝搬する際、波長に応じて光の伝搬時間に差が生じる。この現象を波長分散と呼び、光ファイバーが屈折率の周波数依存性（波長依存性）を持つことに起因している。電磁波が誘電性媒質の束縛電子と相互作用するとき、その媒質の応答は入射波の周波数（波長）に依存する。波長分散の要因は束縛電子の振動によって媒質が電磁波を吸収するときの、媒質特有の共鳴周波数と関連する。媒質の共鳴領域からかなり離れたところでは、屈折率は下記の式(2.4)で表されるセルマイヤー方程式で近似できる。

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2.4)$$

ここで ω_j , B_j はそれぞれ j 番目の共鳴周波数およびその共鳴の強度を示す。式(2.4)は対象としている周波数領域にある媒質の共鳴周波数全ての和を表している。光ファイバーの ω_j , B_j は、コアの材質に依存しており、通常は実験から求められる。

光ファイバーの波長分散は、超短パルスの伝搬に重要な影響を及ぼす。なぜなら、パルスを構成している波長の異なった成分が、 $c/n(\omega)$ という異なった速度で伝わるからである。したがって、波長分散によりパルス幅が拡張されたり圧縮されたりする。さらに非線形光学効果が顕著な場合には、波長分散の影響が複合され、光ソリトンや変調不安定性などの特殊な現象が発生する。ここで、光ファイバーの波長分散は、モードの伝搬定数 β を中心周波数 ω_0 の周りにテーラー展開することによって説明される。

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.5)$$

ただし

$$\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.6)$$

である。パルスの包絡線は群速度で移動し、パラメータ β_2 はパルスの広がりを決めるものである。パラメータ β_1 , β_2 は屈折率 n とその導関数に関係づけられる。

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left[n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right] = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} \quad (2.7)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left[2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right] \cong \frac{\omega}{c} \frac{d^2 n}{d\omega^2} \cong \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.8)$$

ここで n_g は群屈折率である。

図 2.2 および図 2.3 に、上式を用いて求められた熔融石英ガラスの n , n_g , β_2 の波長 λ に対する依存性を示す。 β_2 が波長 $1.27\mu\text{m}$ 近傍で 0 となり、それより短波長側では正、長波長側では負となる。 $\beta_2 = 0$ となる波長 λ_D は零分散波長と呼ばれる。 熔融石英ガラスの屈折率から導かれるこの分散は、材料分散と呼ばれる。

図 2.2 および図 2.3 の曲線はバルクの熔融石英ガラスのものであり、実際のガラスファイバーの分散は、一般的に次の 2 つの理由からこの曲線とは異なる。 1 つ目は、ファイバーのコアには少量のドーパント (GeO_2 や P_2O_5) が入っていることがあり、濃度によって分散特性が変わる。 2 つ目は、ガラスファイバーが導波路構造となっており、モード屈折率の波長依存性を考慮に入れなければならない。これを導波路分散と呼ぶ。したがって、光ファイバーの全分散を求めるときには、材料分散だけでなく、導波路分散も付け加えなければならない。しかし一般的には、 β_2 に対する導波路分散は、零分散波長 λ_D 近傍以外では無視できる。導波路分散の主な影響は、零分散波長 λ_D が少し長波長側へ移動させることであり、典型的なファイバーで $\lambda_D \cong 1.31\mu\text{m}$ である。図 2.4 に実測した SMF の全分散を示す。図 2.4 の縦軸に用いられている分散パラメータ D と β_2 との間には、以下の関係式がある。

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \cong -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.9)$$

導波路分散は、コアの半径、コアとクラッドの屈折率差などのパラメータに依存する。この性質を利用して、零分散波長を任意の波長に移すことができる。本研究で用いるフォトニック結晶ファイバーは、零分散波長が $1\mu\text{m}$ 近傍になるように設計したものである。

また、 β_2 は一般に群速度分散 (GVD) パラメータと呼ばれており、下記の式で表される。

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left[\frac{1}{v_g} \right] = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} \quad (2.10)$$

波長 λ が $\lambda < \lambda_D$ を満たす場合、 $\beta_2 > 0$ であり、ファイバーは正常分散を示す。正常分散の領域では、光パルスの高周波数 (短波長) 成分は低周波数 (長波長) 成分より遅く伝わる。対照的に $\beta_2 < 0$ となる異常分散の領域では、正常分散とは逆の振る舞いとなる。

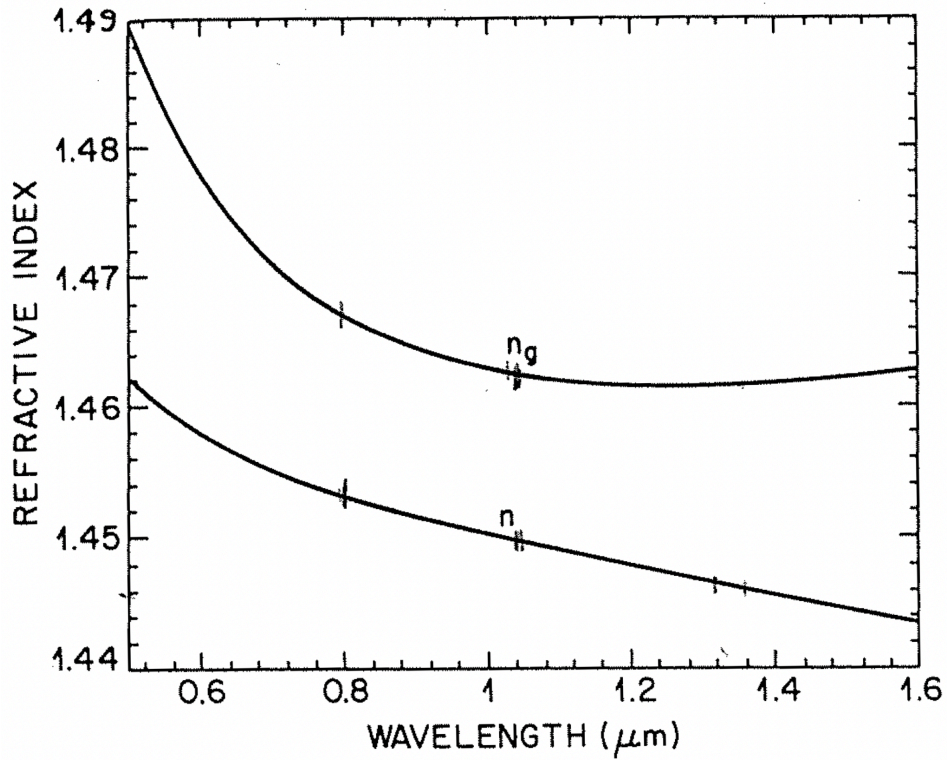


図2.2 熔融石英の屈折率 n と群屈折率 n_g の波長依存性. 文献[42]から引用

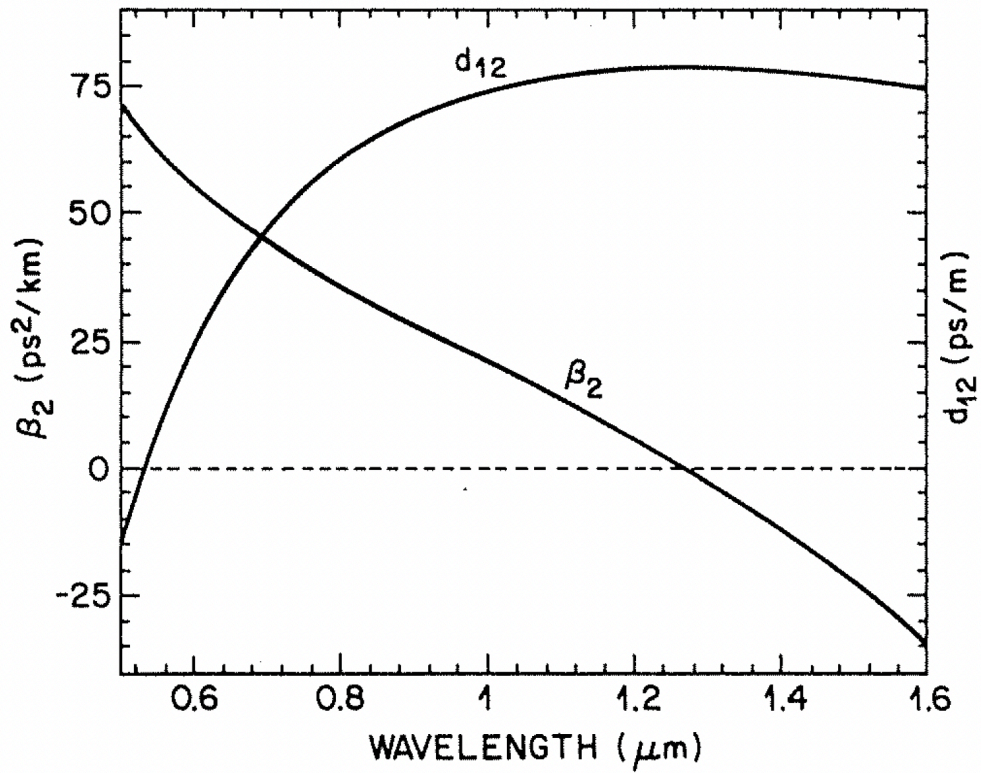


図2.3 熔融石英の β_2 と d_{12} の波長依存性. 文献[42]から引用

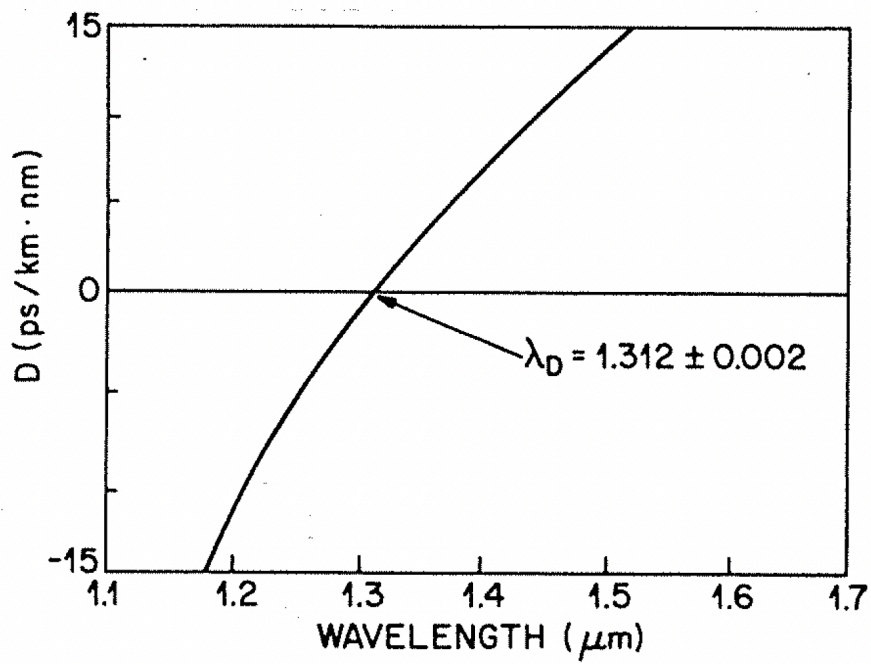


図2.4 SMFの分散パラメータDの波長依存性. 文献[41]から引用

2.2 非線形分極と非線形屈折率

非線形光学効果とは、レーザー光のような高強度の光を媒質に入射させた場合に起こる非線形応答の総称である。光ファイバー中で生じる三次の非線形感受率を介した種々の非線形現象は非常に高速な応答をする。光ファイバー中で起こる非線形現象には、光の強度により媒質の屈折率が変化し、光の位相が変化する自己位相変調 (SPM: Self Phase Modulation) や相互位相変調 (XPM: Cross Phase Modulation) と、二つまたは三つの周波数の光が位相整合条件を満たすときのみ新しい周波数の光が生じる四光波混合 (FWM: Four Wave Mixing) と、光波のエネルギーの一部が非線形媒質へ移動し、周波数がダウンシフトした光が散乱される誘導ラマン散乱 (SRS: Stimulated Raman Scattering) や誘導ブリルアン散乱 (SBS: Stimulated Brillouin Scattering) などがあげられる。以下では、高次の非線形感受率による非線形分極について説明し、SPM, FWM, SRS についてその理論を述べる。

光ファイバー中の光強度が比較的小さい場合には、光ファイバー中の分極 P は電界 E に比例し、次式が成立する。

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (2.11)$$

ここで ε_0 は真空中の誘電率であり、 $\chi^{(1)}$ は線形な一次の感受率である。しかし、光強度が非常に大きいときには次式のような非線形な項が現れる。

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} EE + \chi^{(3)} EEE + \dots) \quad (2.12)$$

ここで $\chi^{(i)}$ は i 次の感受率であり、光の偏波状態を考慮に入れると $\chi^{(i)}$ は $i+1$ 階のテンソルとなる。式(2.12)において、分極 P に主要な寄与をするのは線形感受率 $\chi^{(1)}$ である。2 次の感受率 $\chi^{(2)}$ は第二高調波発生、和周波発生および差周波発生などの非線形効果を生み出すが、 $\chi^{(2)}$ が存在するのは分子レベルで反転対称性のない系に限られる。光ファイバーの材料である石英ガラス (SiO_2) の分子構造は反転対称性があるため $\chi^{(2)}$ は零となり、そのため光ファイバー中では二次の非線形分極はほとんど生じない。したがって、非線形現象として主に考慮すべきなのは式(2.12)の第三項である。よって今後は、分極 P を線形分極 P_L と非線形分極 P_{NL} の和として、

$$P = P_L + P_{NL} \quad (2.13)$$

このように考え、線形分極 P_L 、非線形分極 P_{NL} をそれぞれ、

$$P_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (2.14)$$

$$P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} EEE \quad (2.15)$$

とする.

三次の非線形感受率 $\chi^{(3)}$ から生じる非線形現象としては、第三高調波発生、四光波混合、屈折率の電界強度依存性などが挙げられる。しかしながら、位相整合が成り立つように特別に工夫しない限り、新しい周波数の発生を伴うような第三高調波発生や四光波混合が起きる効率は、光ファイバー中では非常に低くなる。したがって、光ファイバー中で起こる一般的な現象は、 $\chi^{(3)}$ が存在することから生じる屈折率の電界強度に起因するものである。

ここで、 x 軸方向に直線偏光した光電界

$$E = \frac{1}{2} e_x [E \exp(j\omega t) + c.c.] \quad (2.16)$$

を仮定すると、四階のテンソルである $\chi^{(3)}$ のうちで $\chi^{(3)}_{xxxx}$ 成分のみが屈折率に寄与すると考えられるため、式(2.15)は次式のように表される。

$$\begin{aligned} P_{NL} &= e_x \varepsilon_0 \chi^{(3)}_{xxxx} \left\{ \frac{1}{2} [E \exp(j\omega t) + c.c.] \cdot \frac{1}{2} [E \exp(j\omega t) + c.c.] \cdot \frac{1}{2} [E \exp(j\omega t) + c.c.] \right\} \\ &= \frac{1}{8} e_x \varepsilon_0 \chi^{(3)}_{xxxx} [E \exp(j\omega t) + c.c.]^3 \\ &= \frac{1}{8} e_x \varepsilon_0 \chi^{(3)}_{xxxx} [E^3 \exp(3j\omega t) + 3|E|^2 E \exp(j\omega t) + 3|E|^2 E^* \exp(-j\omega t) + E^{*3} \exp(-3j\omega t)] \\ &\cong \frac{3}{8} e_x \varepsilon_0 \chi^{(3)}_{xxxx} |E|^2 [E \exp(j\omega t) + c.c.] \end{aligned} \quad (2.17)$$

ここで、 E は光電界の複素電界振幅、 ω は光電界の角周波数、 e_x は x 軸方向の単位ベクトル、 $c.c.$ は複素共役項をあらわす。また式(2.17)の導出において、先ほど述べたように新しい周波数の発生を伴う非線形現象はその発生効率が低いいため、周波数 3ω の項は無視した。式(2.17)より、非線形分極 P_{NL} は光電界強度 E の二乗に比例することがわかる。したがって、屈折率 n には印加した光強度電界 E の二乗に比例した屈折率変化の項が含まれると予想できるので、

$$n = n_L + n_{NL} |E|^2 \quad (2.18)$$

とおける．ここで n_L は線形な屈折率， n_{NL} は非線形な屈折率の係数である．このように，物質の屈折率変化が光の電界強度の二乗に比例する効果を光 Kerr 効果という．

一般に，比誘電率 ε_r の実部と虚部は，屈折率 n と吸収係数 α とを用いて，

$$\varepsilon_r = \left(n + j \frac{\alpha c}{2\omega} \right)^2 \quad (2.19)$$

と表される．ここで，吸収係数 α が屈折率 n と比べて十分に小さいと仮定すれば，式(2.18)と(2.19)より，

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\{\varepsilon_r\} &\cong n^2 \\ &= \left\{ n_L + n_{NL}|E|^2 \right\}^2 \\ &\cong n_L^2 + 2n_L n_{NL}|E|^2 \\ &\cong 2n_L - 1 + 2n_L n_{NL}|E|^2 \end{aligned} \quad (2.20)$$

が導ける．ここで $\operatorname{Re}\{x\}$ は複素数 x の実部を表す．また(2.20)式の導出において， $x \gg y$ における近似式 $(x+y)^2 \cong x^2 + 2xy$ を用いた．式(2.13)と(2.14)および(2.17)より，比誘電率 ε_r は次式で表される．

$$\varepsilon_r = 1 + \chi_{xx}^{(1)} + \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} |E|^2 \quad (2.21)$$

よって，式(2.18)における線形屈折率 n_L ，および非線形屈折率 n_{NL} について，(2.20)と(2.21)式より，

$$n_L = 1 + \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\chi_{xx}^{(1)}\} \quad (2.22)$$

$$n_{NL} = \frac{3}{8n_L} \operatorname{Re}\{\chi_{xxxx}^{(3)}\} \quad (2.23)$$

が導かれる．単一モード石英系光ファイバーの場合， $1.55\mu\text{m}$ 帯で $n_L \cong 1.46$ ，非線形屈折率係数は $n_{NL} \cong 3.2 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ 程度である．

屈折率が光電界の強度に依存すると，興味深い多くの非線形効果が生じる．SPM もその中のひとつで，光が光ファイバーを伝搬するとき，自分自身の強度に起因する屈折率変化により，位相がシフトしてしまう（位相変調を受ける）現象である．式(2.18)より，長さ L の光ファイバーを伝搬することで受ける位相変化 ϕ は，

$$\phi = (n_L + n_{NL}|E|^2)k_0L \quad (2.24)$$

となる。ここで波数 $k_0 = 2\pi/\lambda$ である。式(2.24)において非線形位相変化は、

$$\phi_{NL} = n_{NL}k_0L|E|^2 \quad (2.25)$$

となり、これは SPM によるものである。SPM の概念図を図 2.5 に示す。図 2.5 (a) は光ファイバーを伝搬する光強度、図 2.5 (b) はそのときの光ファイバー中の屈折率変化である。光強度が高いパルス中心では両裾に比べて屈折率が大きくなる。

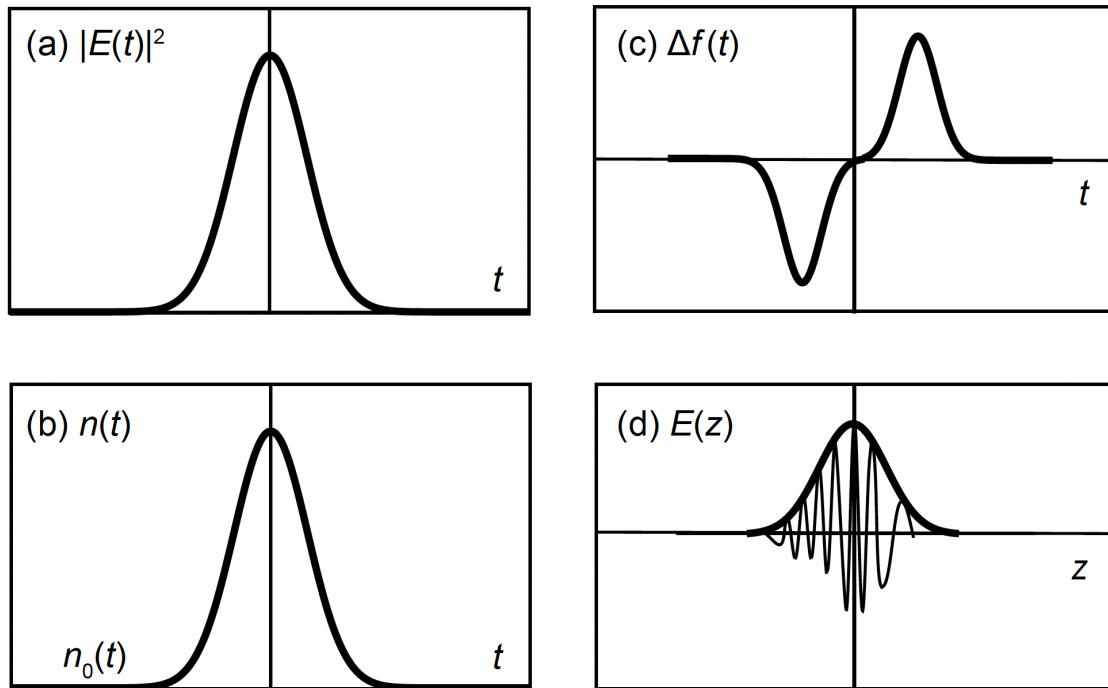


図2.5 自己位相変調による周波数チャープの様子。文献[43]から引用

位相のずれは、パルス強度によって変調される。SPM による瞬時角周波数のずれは位相のずれの時間変化率であるから、瞬時周波数のずれは、図 2.5 (c) のようになる。SPM による瞬時周波数のずれはパルス強度波形の 1 階時間微分に負符号を付けたものに比例する。非線形屈折率が正の場合、図 2.5 (d) に示すように、パルスの前端では周波数が低下し、後端では周波数が高くなる。

XPM も屈折率の電界強度依存性に起因する非線形現象の一つであり、波長の異なった光が同一方向に伝搬するとき、片方の光に生じる非線形的な位相シフトを意味するものである。x 方向に偏光した、複素電界振幅 E_1 , E_2 および角周波数 ω_1 , ω_2 の二つの光がファイバー内を同時同一方向に伝搬しているとしているとき式(2.12)の全光電界は、次式で与えられる。

$$E = \frac{1}{2} e_x [E_1 \exp(j\omega_1 t) + E_2 \exp(j\omega_2 t) + c.c.] \quad (2.26)$$

式(2.15)と(2.26)から、周波数 ω_1 の光に対する非線形位相シフトは、

$$\phi_{NL} = n_{NL} k_0 L (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) \quad (2.27)$$

で表される。ただしここでは ω_1 , ω_2 以外の周波数のところに分極を作るような項は、位相が一致していないことから全て無視した。式(2.27)の右辺の項はそれぞれ、SPM および XPM によるものである。この式で示されているように、XPM の重要な特徴として、同一強度の光を考えたとき、非線形位相シフトに対する寄与が SPM の二倍になることが挙げられる。

なお、以上に挙げた三次の非線形感受率によって生じる非線形光学効果のほかに、別の種類の非線形光学効果として四光波混合や誘導ラマン散乱などが知られているが、これらについては後節で述べる。

2.3 四光波混合

2.3.1 三次の非線形性による新しい周波数の発生

FWM は、誘電率の三次の非線形性による非線形分極を介して、周波数が異なる三つの入射光から新たな周波数を持つ光が発生する非線形現象である。FWM の概念図を 図 2.6 に示す。非線形感受率により新たな周波数が発生する現象としては、二次の非線形性による非線形分極による和周波発生や差周波発生も知られている。しかし、前節で述べたように、反対称性のある光ファイバー中では二次の非線形性はほとんど生じない。

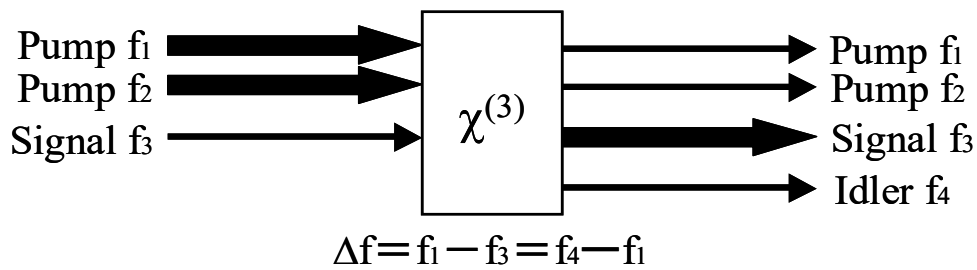


図 2.6 四光波混合の概念図

ここで、それぞれの周波数を ω_1 から ω_4 として、それらが全て x 軸方向の直線偏光であるとする。このときの全光電界 E は、

$$E = \frac{1}{2} e_x \sum_{i=1}^4 [E_i \exp\{j(\omega_i t - k_i z)\} + c.c.] \quad (2.28)$$

と表される。ただし、 $E_i (i=1, 2, 3, 4)$ はそれぞれ ω_i の周波数の光電界の複素電界振幅で、

$$k_i = \frac{n_i \omega_i}{c} \quad (2.29)$$

である。ただし、四つの光は全て z 方向に伝搬していると仮定した。式(2.28)を式(2.15)に代入し、 P_{NL} を

$$P_{NL} = \frac{1}{2} e_x \sum_{i=1}^4 [P_i \exp\{j(\omega_i t - k_i z)\} + c.c.] \quad (2.30)$$

と表すと、 P_i は三つの電界積を含む多くの項からなる。例えば P_4 について書くと、

$$P_4 = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} \left[\left(|E_4|^2 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) \right) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 \exp(j\theta_+) + 2E_1 E_2 E_3^* \exp(j\theta_-) + \dots \right] \quad (2.31)$$

となる。ここで、

$$\theta_+ = (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t - (k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z \quad (2.32)$$

$$\theta_- = (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t - (k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z \quad (2.33)$$

である。先に述べたように、式(2.31)の E_4 に比例する項はそれぞれ SPM 効果と XPM 効果を引き起こすものであり、残りの項が FWM を表している。ここで重要なのは θ_+ 、 θ_- および同様の角で与えられる E_4 と P_4 の位相差である。FWM の発生効率はこれらの位相に依存しており、最大の効率が得られるのは発生する FWM 光の位相があらゆる場所でそろっている場合である。このようになるのは相対位相が零となるときであるから、式(2.32)と(2.33)から四つの周波数と波数がある条件を満たす必要があることがわかる。このうち波数に対する条件は位相整合条件と呼ばれる。量子力学的に見ると、FWM は二個 (あるいは三個) の光子が消滅して新しい二個 (あるいは三個) の光子を作り出す現象であり、それらの光子は全エネルギーと運動量が保存されるように作られる。式(2.31)では二種類の FWM が表されている。式(2.31)の右辺の第二項は、三つの光子のエネルギーが周波数 $\omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$ の光子一個に転換される場合に対応している。この光は、 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$ のときに第三高調波の発生、 $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$ のときに周波数 $2\omega_1 + \omega_3$ の波への周波数の転換などの現象を起こすものである。一般に、光ファイバー内でこのような過程が高い効率で起きるように位相整合条件を満たすことは難しい。

他方、式(2.31)において右辺の第三項は、周波数 ω_1 、 ω_2 の二つの光子が消滅し、

$$\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2 \quad (2.34)$$

を満たす周波数 ω_3 、 ω_4 の二個の光子を作り出す過程に対応している。この場合の位相整合条件は式(2.29)を考慮して、

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 = (n_3 \omega_3 + n_4 \omega_4 - n_1 \omega_1 - n_2 \omega_2) / c \quad (2.35)$$

としたとき、 $\Delta k=0$ である。このような条件は比較的容易に満たすことができる。通常、位相整合条件は、単一モードファイバー (SMF: Single Mode Fiber) で導波路分散と材料分散がほぼ打ち消しあう零分散波長を用いることで達成できる。図 2.7 にそれぞれの光の波長軸上での配置を示す。図 2.7(a)は三つの光波から新しい周波数の光が生じる場合である。入射光周波数のうち二つを零分散波長に対し対称に配置することにより位相整合条件が満たされ

る。このとき、 $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ である。また、図 2.7(b)は、入射光のうち二つの光が縮退している場合、言い換えれば入射光が二つの場合であり、そのうち一方を零分散波長に一致させている。なお、このように一部縮退した光波を用いた FWM は、非線形過程にかかわるのが三つの異なった周波数のみであるので、最初是三光波混合と呼ばれていたが、ここでは一律に四光波混合と呼ぶことにする。

また、FWM は入射光同士の相対的な偏波状態に依存する性質を持つ。縮退した FWM の場合で言えば、二つの入射光が直交している際には FWM 光は全く生じず、逆に同一の偏波状態ならば発生する FWM 光強度は最大になる。

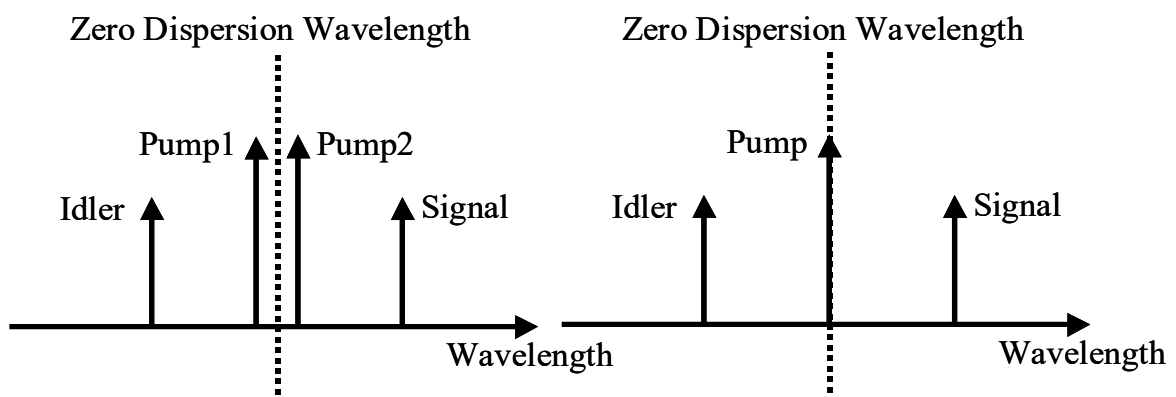


図 2.7 零分散波長近傍での位相整合条件

(a) 励起光波長が異なる場合 (b) 励起光波長が同じ場合

2.3.2 四光波混合の利得

FWMにおいて、位相整合条件が満たされた場合、励起光と呼ばれる強いエネルギーを持つ光と同時に新しい角周波数 ω_3 の弱い信号光が光ファイバーに入射すると、その信号が増幅されると同時に角周波数 ω_4 の新しい光が生成される。ここで、励起光の周波数は ω_1 および ω_2 とした。 z 軸方向に伝搬している光に対する波動方程式を考えると次式のようなになる。

$$\frac{d^2}{dz^2} E - \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} E = \mu_0 \frac{d^2}{dt^2} P_L + \mu_0 \frac{d^2}{dt^2} P_{NL} \quad (2.36)$$

となる。また、式(2.28)において角周波数 ω_i の成分の複素電界振幅 E_i に対し、空間依存性を考えると、

$$E_i(\mathbf{r}) = F_i(x, y) A_i(z) \quad (2.37)$$

となる。ここで、 $F_i(x, y)$ は i 番目の電界 E_i が光ファイバー内を伝搬するときのモードの空間分布を表す。式(2.36)に式(2.14)と(2.15)および(2.37)を考慮した式(2.28)を代入し、近軸近似を用いると以下の方程式を得る。

$$\frac{d}{dz} A_1 = \frac{jn_{NL}\omega_1}{c} \left[\left(f_{11}|A_1|^2 + 2 \sum_{i \neq 1} f_{1i}|A_i|^2 \right) A_1 + 2f_{1234} A_2^* A_3 A_4 \exp(-j\Delta kz) \right] \quad (2.38)$$

$$\frac{d}{dz} A_2 = \frac{jn_{NL}\omega_2}{c} \left[\left(f_{22}|A_2|^2 + 2 \sum_{i \neq 2} f_{2i}|A_i|^2 \right) A_2 + 2f_{2134} A_1^* A_3 A_4 \exp(-j\Delta kz) \right] \quad (2.39)$$

$$\frac{d}{dz} A_3 = \frac{jn_{NL}\omega_3}{c} \left[\left(f_{33}|A_3|^2 + 2 \sum_{i \neq 3} f_{3i}|A_i|^2 \right) A_3 + 2f_{3412} A_1 A_2 A_4^* \exp(j\Delta kz) \right] \quad (2.40)$$

$$\frac{d}{dz} A_4 = \frac{jn_{NL}\omega_4}{c} \left[\left(f_{44}|A_4|^2 + 2 \sum_{i \neq 4} f_{4i}|A_i|^2 \right) A_4 + 2f_{4312} A_1 A_2 A_3^* \exp(j\Delta kz) \right] \quad (2.41)$$

ただし、これらの式を導く際に、ほぼ位相のあった項のみを残して他は無視した。また、波数ベクトルの不整合 Δk は、SMF を用いる場合であれば、式(2.35)で表されると考えてよい。

重なり積分 f_{ij} および f_{ijkl} について、これらは光電界の空間依存性のうち光ファイバーに対して垂直方向の依存性の重なりを表すものである。このため、SMF においては全ての重なり積分の値がほぼ同じであると仮定し、その値は有効コア面積 A_{eff} を用いて、

$$f_{ijkl} \cong f_{ij} \cong \frac{1}{A_{\text{eff}}} \quad (i, j, k, l = 1, 2, 3, 4) \quad (2.42)$$

と近似できる。これより、非線形係数 γ_i を

$$\gamma_i = \frac{n_{\text{NL}} \omega_i}{c A_{\text{eff}}} \cong \gamma \quad (2.43)$$

と定義する。 γ は、各々の角周波数の小さな差を無視した場合の平均値である。式(2.43)より、有効コア面積 A_{eff} を下げることにより非線形係数 γ を高くすることができることがわかる。

式(2.38)–(2.41)を厳密に解くには数値計算を用いる必要があるため、励起光が他の光に比べて十分強く、パラメトリック相互作用の間減衰しないと仮定する。この仮定を用いると、励起光としてそれぞれ式(2.38)と(2.39)を選択すると、これらは簡単に解くことができ、

$$A_1(z) = \sqrt{P_1} \exp[j\gamma(P_1 + 2P_2)z] \quad (2.44)$$

$$A_2(z) = \sqrt{P_2} \exp[j\gamma(P_2 + 2P_1)z] \quad (2.45)$$

となる。ただし、 P_1, P_2 は $z=0$ の入射励起光の強度で、 $P_i = |A_i(0)|^2$ ($i=1, 2$) である。式(2.44)と(2.45)は式(2.27)と同等に、SPM と XPM によって位相が変化する以外は励起光が減衰せず伝搬することを示す。式(2.44), (2.45)を式(2.40), (2.41)に代入すると、

$$\frac{d}{dz} A_3 = 2j\gamma \left[(P_1 + P_2) A_3 + \sqrt{P_1 P_2} \exp(j\theta) A_4^* \right] \quad (2.46)$$

$$\frac{d}{dz} A_4^* = -2j\gamma \left[(P_1 + P_2) A_4^* + \sqrt{P_1 P_2} \exp(-j\theta) A_3 \right] \quad (2.47)$$

を得る。ただし、

$$\theta = [\Delta k - 3\gamma(P_1 + P_2)]z \quad (2.48)$$

である。ここで $I=3, 4$ に対し、複素電界振幅の z 軸方向依存性 A_i を

$$A_i = B_i \exp[2j\gamma(P_1 + P_2)]z \quad (2.49)$$

と B_i を用いて表すとすると、式(2.46), (2.47)は、

$$\frac{d}{dz} B_3 = 2j\gamma\sqrt{P_1P_2} \exp(j\kappa z) B_4^* \quad (2.50)$$

$$\frac{d}{dz} B_4^* = -2j\gamma\sqrt{P_1P_2} \exp(-j\kappa z) B_3 \quad (2.51)$$

となる。ただしここで

$$\kappa = \Delta k + \gamma(P_1 + P_2) \quad (2.52)$$

である。式(2.50), (2.51)を解くことにより信号光および FWM 光の複素電界振幅の z 軸方向成分 A_3, A_4 が求まり、

$$A_3(z) = [a_3 \exp(gz) + b_3 \exp(-gz)] \exp\left(j \frac{\Delta k - 3\gamma(P_1 + P_2)}{2} z\right) \quad (2.53)$$

$$A_4^*(z) = [a_4 \exp(gz) + b_4 \exp(-gz)] \exp\left(-j \frac{\Delta k - 3\gamma(P_1 + P_2)}{2} z\right) \quad (2.54)$$

となる。ここで a_3, a_4, b_3, b_4 は境界条件から決められる定数であり、また四光波混合の利得係数 g は

$$g = \sqrt{(\gamma P_0 r)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2} \quad (2.55)$$

で与えられる。ここで、

$$P_0 = P_1 + P_2 \quad (2.56)$$

$$r = \frac{2\sqrt{P_1P_2}}{P_0} \quad (2.57)$$

とした。

上記の導出では、二つの励起光が別々のものであると仮定したが、二つの励起光がその周波数、偏光、モードによって区別できない場合、つまり縮退した FWM の場合は $P_1 = P_2$ とすればよい。この手続きによって、

$$\gamma = 1 \quad (2.58)$$

$$\kappa = \Delta k + 2\gamma P_0 \quad (2.59)$$

となる。この場合のパラメトリック利得係数 g を Δk の関数として計算した結果を図 2.8 に示す。最大のパラメトリック利得係数 $g_{\max} = \gamma P_0$ は $\kappa = 0$ ($\Delta k = -2\gamma P_0$) のところで得られている。

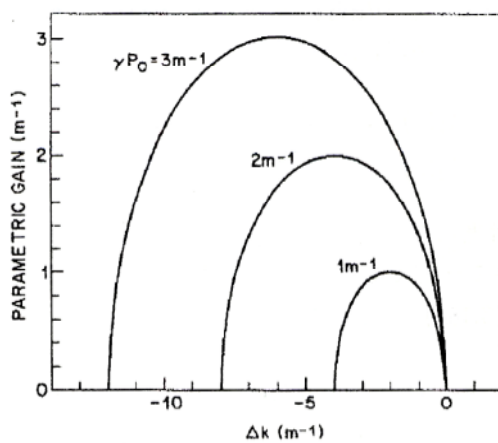


図2.8 励起光強度によるパラメトリック利得の変化. 文献[42]から引用

2.4 誘導ラマン散乱

光を透明物質に入射すると、光の一部が非弾性的に散乱される。光ファイバー中では、散乱された光のうち、導波モードに再結合した光が再び前方あるいは後方に導波する。散乱光としては、入射光と同じ波長のレイリー散乱のほかに、光ファイバーの格子振動（フォノン）との相互作用により、波長シフトしたラマン散乱が生じる。光強度が強い場合には、入射光と発生した光（ストークス光）との非線型結合により強く励振され、光ファイバー中に三次の非線形分極を誘起し、ストークス光の誘導増幅を起こす。これが誘導ラマン散乱である。

2.4.1 格子振動

図 2.9 に示すような、質量 M と $m(M > m)$ を持つ異種の原子が交互に並んだ一次元格子を考え、伝搬する波の分散関係を求める。格子間隔を a 、隣接原子間隔を $a/2$ 、 n 番目のセルの M 原子の変位を u_n 、 m 原子の変位を v_n とする。それぞれの原子は両隣だけから力を受け、それがフックの法則に従うとすると、 n 番目のセルの二つの原子の運動方程式は、

$$M \frac{d^2 u_n}{dt^2} = -q(u_n - v_n) - q(u_n - v_{n-1}) \quad (2.60)$$

$$m \frac{d^2 v_n}{dt^2} = -q(v_n - u_{n+1}) - q(v_n - u_n) \quad (2.61)$$

である。ここで q はフックの定数である。 u_n と v_n を、

$$u_n = A \exp j(\omega t - kx_n) \quad (2.62)$$

$$v_n = A \exp j[\omega t - k(x_n + 1/2)] \quad (2.63)$$

のような進行波の形で表し、式(2.60)と(2.61)に代入すると、

$$(-M\omega^2 + 2q)u_n = 2v_n \cos(ka/2) \quad (2.64)$$

$$(-m\omega^2 + 2q)v_n = 2u_n \cos(ka/2) \quad (2.65)$$

となる。 u_n と v_n が自明でない解を持つためには、

$$(-M\omega^2 + 2q)(-m\omega^2 + 2q) = 4 \cos^2(ka/2) \quad (2.66)$$

でなければならず，したがって ω^2 は，

$$\omega^2 = q \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m} \right) \pm q \sqrt{\left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m} \right)^2 - \frac{4 \sin^2(ka/2)}{Mm}} \quad (2.67)$$

となる．右辺の複合から ω^2 の二つの値 ω_+^2 および ω_-^2 が得られる．したがって，二種の原子からなる格子振動においては波数 k のひとつの値に対して二つの角周波数 ω_+ および ω_- が存在する．この関係を図.2.10に示す． ω_+ の曲線で表される振動は光学的振動， ω_- の曲線で表される振動は音響的振動と呼ばれる．光学的振動では二つの原子の振動方向は互いに逆向きで，音響的振動では同じ向きである．フォノンは格子振動を光子と同じようにして量子化したものである．

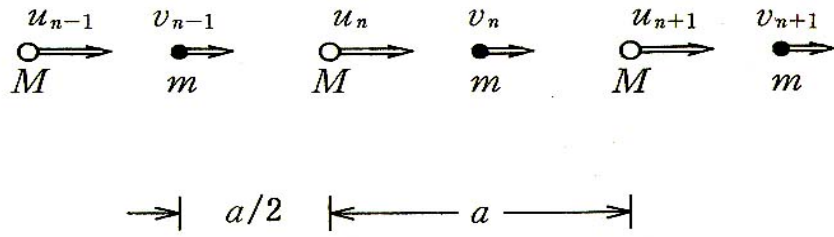


図2.9 二原子分子による一次元格子構造. 文献[44]から引用

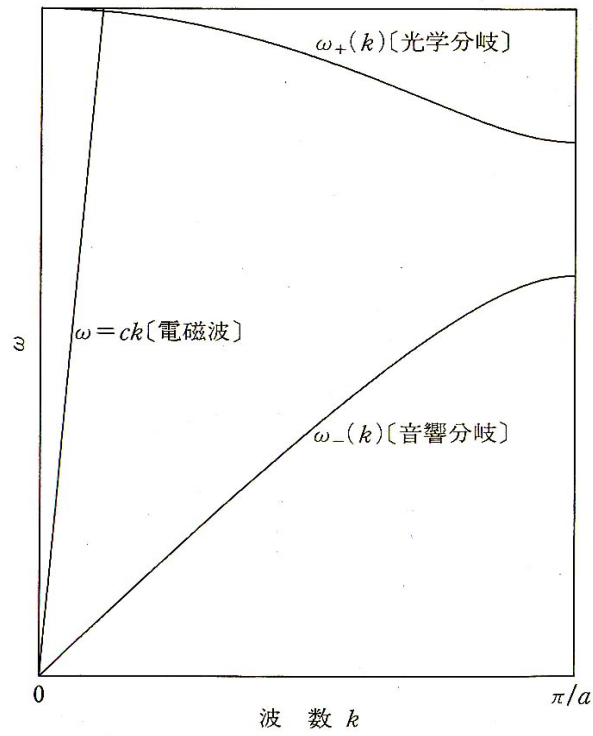


図2.10 格子振動 (フォノン) による分散カーブ. 文献[44]から引用

2.4.2 フォノンによる光の散乱の選択則

図 2.10 に光の分散関係が示されている。 c は非常に大きいからフォノンと光の分散曲線の交点は $\omega(0)$ のごく近傍であり，光の散乱にかかわるフォノンの波数は非常に小さい。励起光(p)，散乱光(s)，フォノン(f)の周波数と波数の間には，

$$\omega_s = \omega_p \pm \omega_f \quad (2.68)$$

$$k_s = k_p \pm k_f \quad (2.69)$$

という関係がある。式(2.68)はエネルギー保存則，式(2.69)は運動量保存則を表している。複合は， $-$ がストークス光， $+$ が反ストークス光を表している。

光ファイバー中では前方散乱か後方散乱しか存在しない。光学フォノンの場合，図 2.10 からわかるように $k = 0$ 付近で一定である。前方散乱でも後方散乱でも式(2.68)，(2.69)の関係を満たすことができる。

2.4.3 ラマン利得スペクトル

ラマン散乱は、励起光と光学フォノンとの相互作用による散乱である。これとは別に、励起光と音響フォノンとの相互作用による散乱は、ブリルアン散乱と呼ぶ。図 2.11 は、励起光の波長が $\lambda_p = 1\mu\text{m}$ のときの熔融石英のラマン利得係数 g_R を、周波数シフトの関数として示したものである。この g_R は、実験で測定できる自発ラマン散乱の断面積と関係し、三次の非線形感受率の虚数部分と関係している。

図 2.11 よりわかるように、熔融石英のラマン利得 g_R は 13.2THz (440cm^{-1}) 辺りに広い主ピークを持ち、広い周波数領域 (40THz まで) に広がっている。熔融石英はアモルファス物質 (非晶質) であるため、分子振動の周波数分布が幅を持ち、互いに重なり合って連続したものとなっている。その結果、通常の結晶ではラマン利得が特定の決まった周波数で起こるのに対して、石英系ファイバーのラマン利得は広い領域に連続的に分布している。また、ラマン利得のスペクトルは広いため、応答時間はフェムト秒の領域にある。

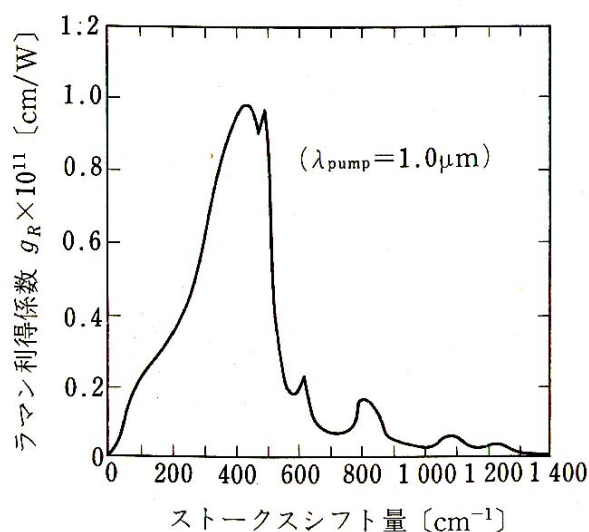


図2.11 熔融石英のラマン利得スペクトルの実測図。文献[45]から引用

2.4.4 ラマン閾値の導出

励起光強度 I_p と、前方に散乱されるストークス光強度 I_s は、連続光の場合には次の結合方程式で記述される。

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s - \alpha_s I_s \quad (2.70)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s - \alpha_p I_p \quad (2.71)$$

ここで α は吸収係数である。ファイバー損失がない場合、

$$\frac{d}{dz} \left[I_s + \frac{\omega_s}{\omega_p} I_p \right] = 0 \quad (2.72)$$

である。この式は、励起光とストークス光にある光子の全数が SRS の間も一定に保たれていることを示している。SRS を完全に記述するためには励起光の減衰も含めなければならないが、励起光が非常に強くて SRS による減衰が無視できるとすると、

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_0 \exp(-\alpha_p z) I_s - \alpha_s I_s \quad (2.73)$$

を得る。 I_0 は $z=0$ における入射励起光の強度である。この解は、

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(g_R I_0 L_{eff} - \alpha_s L) \quad (2.74)$$

を得る。ただし、ここで L_{eff} は実効的相互作用長で、

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha_p} [1 - \exp(-\alpha_p L)] \quad (2.75)$$

である。式(2.74)の解からわかるように、励起光の吸収があるため、有効的な相互作用長が実際のファイバー長 L ではなく L_{eff} となる。

式(2.74)を用いるには、 $z=0$ での入射強度の値 $I_s(0)$ が必要である。現実的には、SRS はファイバー全体で起こる自発ラマン散乱から生じる。これは入口でモード当たり一個の仮想

的な光子を入射させるのと等しい。式(2.74)に従ってエネルギー $h\omega$ の角周波数成分の増幅を考慮し、ラマン利得スペクトルの全領域について積分してストークスパワーを計算できる。したがって、

$$P_s(L) = \int_{-\infty}^{\infty} \hbar\omega \exp[g_R(\omega)I_0L_{eff} - \alpha_s L] d\omega \quad (2.76)$$

ここでファイバーが一つのモードのみを伝えると仮定した。 $g_R(\omega)$ の関数形は知られていないが、 $g_R(\omega)$ の周波数依存性は図 2.10 に示されている。積分の主な寄与は $\omega = \omega_s$ の利得のピーク近くの狭い領域から生じるため、式(2.76)の積分は鞍点法 (最急降下法)を用いて近似的に行うことができる。したがって、

$$P_s(L) = P_{s0}^{eff} \exp[g_R(\omega_s)I_0L_{eff} - \alpha_s L] \quad (2.77)$$

を得る。 $z = 0$ での有効入射強度は、

$$P_{s0}^{eff} = \hbar\omega_s B_{eff} \quad (2.78)$$

で与えられる。ただし、

$$B_{eff} = \left[\frac{2\pi}{|g_R''(\omega_s)|I_0L_{eff}} \right]^{1/2}, g_R''(\omega_s) = \left[\frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2} \right]_{\omega=\omega_s} \quad (2.79)$$

物理的には、 B_{eff} は $\omega = \omega_s$ の利得ピークを中心とするストークス輻射の有効帯域幅を意味する。実際には励起光強度とファイバーの長さに依存するが、図 2.11 の主要ピークのスペクトル幅がその大きさの程度を表している。

ラマン閾値は、ファイバーの出口においてストークス光強度が励起光強度に等しくなる入射励起光強度として定義される。すなわち、

$$P_s(L) = P_p(L) = P_0 \exp(-\alpha_p L), P_0 = I_0 A_{eff} \quad (2.80)$$

で与えられる。 P_0 は入射励起光強度、 A_{eff} は有効コア断面積を表す。式(2.80)に式(2.79)を用い、 $\alpha_s \equiv \alpha_p$ と仮定すると、閾値の条件は、

$$P_{s0}^{eff} \exp(g_R P_0 L_{eff} / A_{eff}) = P_0 \quad (2.81)$$

となる。式(2.81)の解が、ラマン閾値に達するのに必要な臨界励起光強度を与える。ラマン利得スペクトルをローレンツ型で近似すると、臨界励起光強度は、

$$P_c = \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (2.82)$$

で与えられる。ラマン閾値は励起光の偏光状態とストークス光の偏光状態の相互関係に強く依存し、偏光が保持されないとラマン閾値は増加し、特に偏光が完全に失われる場合には、閾値は2倍に増加する。

$I_0 = 0$ の場合の SRS による増幅率 G は、光ファイバーの損失を無視すると、

$$G = I_s(L) / I_s(0) = \exp(g_R I_0 L_{eff}) \quad (2.83)$$

で与えられる。

第3章 超広帯域光の生成シミュレーション

3.1 数値解析

ファイバーベースのコンパクトな超広帯域光源を実現するにあたり、光ファイバー中を伝搬する光パルスの振る舞いを数値的に解析することが重要である。ここでは、超短パルス光が光ファイバーに入射された際の時間的振る舞いとスペクトルの発展をあらゆる非線形シュレディンガー方程式と、この方程式を数値的に解析する手法であるスプリットステップフーリエ法について説明する。

3.1.1 非線形シュレディンガー方程式

光ファイバー中を伝搬する光パルスの振る舞いを表す非線形シュレディンガー方程式は、マクスウェルの方程式により導くことができる。光の周波数が非常に高く、光パルスの包絡線の変化が光の振動に比べて十分緩やかとする、緩変動包絡線近似を用いる。さらに、パルスの群速度で移動する時間系（遅延座標系）を用いると、光パルスの包絡線関数 $A(z, T)$ は以下の式で表すことができる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A - i \sum_{k \geq 2}^N \frac{i^k \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial T^k} = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(A(z, T) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \quad (3.1)$$

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (3.2)$$

$$A_{eff} = \pi \omega^2 \quad (3.3)$$

式(3.1) は光ファイバー中の光損失、波長分散、三次の非線形現象が存在する場合の光パルス伝搬における包絡線変化を記述する方程式であり、非線形シュレディンガー方程式と呼ばれる。 γ は非線形係数、 A_{eff} は有効コア面積である。式(3.1)において、左辺の第2項は光損失を、第3項は高次分散を含めた波長分散の効果を表している。右辺は全体で自己位相変調や四光波混合、誘導ラマン散乱などの非線形光学効果を含んでいる。ここで $R(t)$ はラマン応答であり、電子遷移と振動遷移の寄与の両方を含んでいる。式(3.1)はパルス内でのラマン散乱と自己周波数シフトによる非線形損失の項も含んでいるため、20~30fs という超短パルスの時間的な振る舞いも正確に解析することが可能である。ただし、10fs 程度以下のパルスに対しては、上述した緩変動包絡線近似が破綻してしまうため、式(3.1)を用いることはできない。このような超短パルスでは、マクスウェルの方程式を直接数値解析しなければならない。

ない. パルス幅が 50fs 程度以上のパルスに関しては, 式を簡便な形に変形することができ,

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right) \quad (3.4)$$

$$T_R = \int_0^\infty t' R(t') dt' \quad (3.5)$$

上記のように表すことができる. ここで T_R はラマン利得スペクトルの傾きと関係し, 5fs 程度である. 式の右辺の各項はそれぞれ自己位相変調, 自己急峻化, ラマン効果の影響を表している.

3.1.2 スプリットステップフーリエ法

前節で説明した非線形シュレディンガー方程式は非線形偏微分方程式であり、一般的に解析的な解を求めることはできないため、数値計算により解を求める必要がある。数値計算の方法としてさまざまな手法が知られているが、ここではスプリットステップフーリエ法を紹介し、光ファイバー中の超短パルスの振る舞いの計算方法を説明する。スプリットステップフーリエ法が他の数値計算方法と比べて計算時間が速いのは、高速フーリエ変換のアルゴリズム (FFT) を用いているからである。スプリットステップフーリエ法の説明を行うにあたり、式(3.4)を形式的に次のように変形する。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (3.6)$$

ただし、 \hat{D} は線形媒質の光吸収と波長分散を表す微分演算子、 \hat{N} は非線形演算子であり、パルス伝搬に対するファイバーの非線形性の影響を表すものである。これらの演算子は次式で与えられる。

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3}{\partial T^3} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \hat{N} &= i\gamma \left(|A|^2 + \frac{i}{\omega_0 A} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right) \\ &= i\gamma \left(|A|^2 + \frac{i}{\omega_0} \left(\frac{\partial}{\partial T} |A|^2 + A^* \frac{\partial A}{\partial T} \right) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

一般に波長分散と非線形性はファイバーの伝搬にしたがって同時に現れる。スプリットステップフーリエ法は、短い距離 h を光が進むときに、波長分散効果と非線形光学効果が独立に作用するものとして近似解を求める。具体的にいうと、 z から $z+h$ までの伝搬を次の3ステップで行う。図 3.1 にその概念図を示す。

- ① 微小区間 h の初めの $h/2$ の部分において、分散効果のみが存在するとして式で $\hat{N}=0$ とし、伝搬させる。
- ② 微小区間の中間においては非線形光学効果のみが存在すると仮定して $\hat{D}=0$ とおき、区間 h 全体に相当する非線形光学効果を作用させる。
- ③ 残りの $h/2$ の区間を分散のみを作用させて伝搬させる。式で書くと以下のように表すことができる。

$$A(z+h, T) \cong \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz'\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z, T) \quad (3.9)$$

まず初めに，微小区間の前半 $h/2$ だけパルスを伝播させる．分散効果を表す指数演算子 $\exp(h\hat{D}/2)$ の演算は，次のようにフーリエ空間で行う．

$$\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)A(z,T) = \left(F^{-1} \exp\left[\frac{h}{2}\hat{D}(-i(\omega - \omega_0))\right] F\right)A(z,T) \quad (3.10)$$

ここで F はフーリエ変換を表す演算子であり， $\hat{D}(-i(\omega - \omega_0))$ は式(3.7)で微分演算子 $\partial/\partial T$ を $-i(\omega - \omega_0)$ で置き換えたものである． ω はフーリエ空間の周波数を表す．分散によるパルス広がりには周波数領域で考えればよく， $A(z,T)$ をフーリエ変換した $\hat{A}(z,\omega)$ を用いて以下の式で計算できる．

$$\hat{A}\left(z + \frac{h}{2}, \omega\right) = \exp\left[\frac{h}{2} * \left(-\frac{\alpha}{2} + \frac{i}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{i}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3\right)\right] \hat{A}(z, \omega) \quad (3.11)$$

次に，微小空間 h の中間点において，区間全体分の非線形光学効果を作用させる．これは式(3.9)にあるように区間全体において積分したものを作用させるが，これには台形近似を用いることで精度のよい近似解を得ることができる．

$$\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz' \cong \frac{h}{2} [\hat{N}(z) + \hat{N}(z+h)] \quad (3.12)$$

しかし，中間点 $z+h/2$ では $\hat{N}(z+h)$ がまだ求まっていないので，式(3.12)をそのまま用いるのは容易ではない．そこで，積分の計算には $\hat{N}(z+h)$ の初期値を $\hat{N}(z)$ とし，反復法を用いる必要がある．式(3.9)を用いて $A(z+h, T)$ を求め，さらにそれを用いて $\hat{N}(z+h)$ の新しい値を計算する．実際の計算では2回の反復で十分である．非線形光学効果によるスペクトル広がりには時間領域で考えればよく， $A(z, T)$ を用いて以下の式で計算できる．

$$A'(z, T) = \exp\left[h * i\gamma \left(|A|^2 + \frac{i}{\omega_0} \left(\frac{\partial}{\partial T} |A|^2 + A^* \frac{\partial A}{\partial T}\right) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T}\right)\right] A(z, T) \quad (3.13)$$

最後，さらに分散だけを考慮に入れて，残りの $h/2$ を伝搬させ $A(z+h, T)$ を求める．

$$\hat{A}(z+h, \omega) = \exp\left[\frac{h}{2} * \left(-\frac{\alpha}{2} + \frac{i}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{i}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3\right)\right] \hat{A}(z + \frac{h}{2}, \omega) \quad (3.14)$$

スプリットステップフーリエ法を用いて計算しようとするときには、全体の時間幅、時間的な分解能、伝搬ステップ幅などに十分注意する必要がある。特に全体の時間幅は、伝搬によって各成分に生じる時間遅延を考慮して十分大きく取る必要がある。なぜなら時間領域の境界に到達した成分は、自動的に反対側から再び入ってくるため、数値計算の不安定化が生じてしまうからである。典型的には、全体の時間幅はパルス幅の 10 倍以上あれば良い。また、全体の時間幅は、フーリエ空間であるスペクトル領域の分解能に関係することにも注意が必要である。時間分解能はパルス幅の 1/10 以下であれば十分である。また、非線形光学効果が大きい場合には、ステップ幅をより小さくする必要がある。

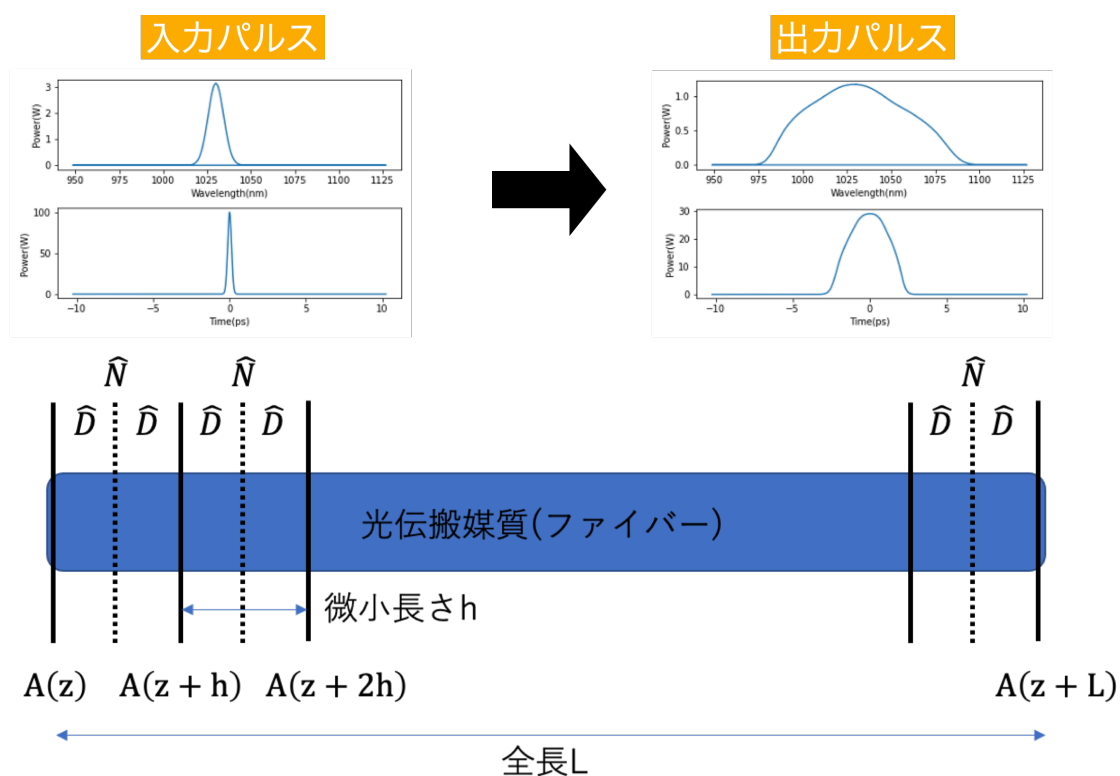


図3.1 スプリットステップフーリエ法の概念図

3.2 計算に用いたパラメータの導出

パルス伝搬シミュレーションを行うにあたり、Python を用いてシミュレータを構築した。以下に計算手順を示す。詳細なシミュレーションコードは付録に記載している。

1. 入力パルスの時間波形 $A(z, T)$ を定義
2. $A(z, T)$ をフーリエ変換し、 $\hat{A}(z, \omega)$ を計算
3. \hat{D} を作用させて $\hat{A}\left(z + \frac{h}{2}, \omega\right) = \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) * \hat{A}(z, \omega)$ を計算
4. $\hat{A}\left(z + \frac{h}{2}, \omega\right)$ を逆フーリエ変換し $A\left(z + \frac{h}{2}, T\right)$ を計算
5. $\hat{N}\left(z + \frac{h}{2}\right) \cong \hat{N}(z)$ を作用させて $A'\left(z + \frac{h}{2}, T\right) = \exp\left(h\hat{N}\left(z + \frac{h}{2}\right)\right) * A\left(z + \frac{h}{2}, T\right)$ を計算
6. $A'\left(z + \frac{h}{2}, T\right)$ をフーリエ変換し $\hat{A}\left(z + \frac{h}{2}, \omega\right)$ を計算
7. \hat{D} を作用させて $\hat{A}(z + h, \omega) = \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) * \hat{A}\left(z + \frac{h}{2}, \omega\right)$ を計算
8. $\hat{A}(z + h, \omega)$ を逆フーリエ変換し $A(z + h, T)$ を計算
9. 8 より $\hat{N}(z + h)$ を計算し、新しい $\hat{N}\left(z + \frac{h}{2}\right) = \frac{1}{2}[\hat{N}(z) + \hat{N}(z + h)]$ を計算
10. 新しい $\hat{N}\left(z + \frac{h}{2}\right)$ を用いて、再度 5 から 9 までを計算
11. さらに新しい $\hat{N}\left(z + \frac{h}{2}\right)$ を用いて、再度 5 から 8 までを計算
12. 1 から 11 を全長 L まで繰り返し計算

図 3.2 に SMF の損失プロファイル α の実測図、図 3.3 にシミュレーションに用いた SMF の損失プロファイル α をそれぞれ示す。図 3.3 はレイリー散乱、紫外吸収、赤外吸収、 $1.4\mu\text{m}$ 近傍にピークをもつ OH 吸収を関数で表した後、図 3.2 の実測図へフィッティングして係数を算出した。また、図 3.4 に PCF の波長分散プロファイル D の実測図、図 3.5 にシミュレーションに用いた PCF の波長分散プロファイル D をそれぞれ示す。図 3.5 も同様に、セルマイヤーの多項式を関数で表した後、図 3.4 の実測図へフィッティングして係数を算出した。

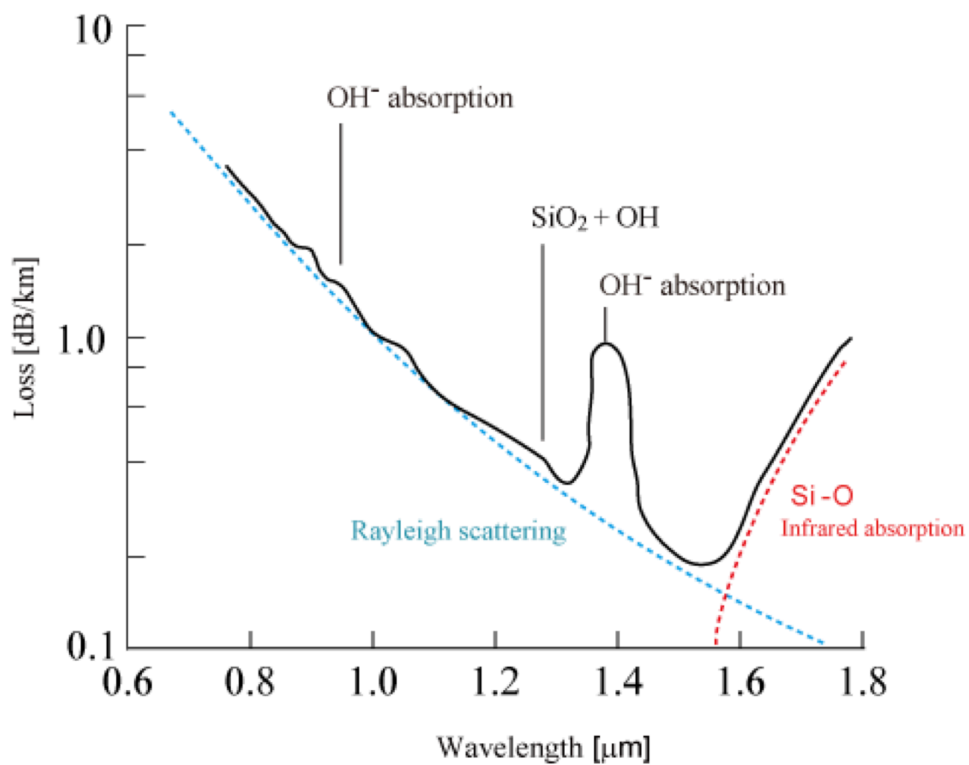


図 3.2 SMF の損失プロファイルの実測図. 文献[46]から引用

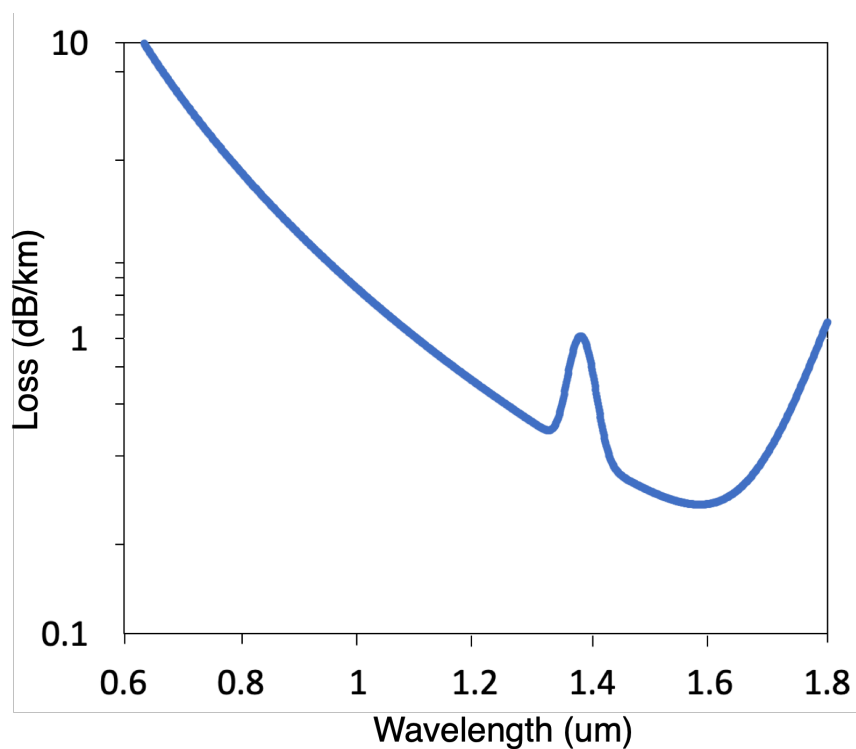


図 3.3 シミュレーションに用いた SMF の損失プロファイル

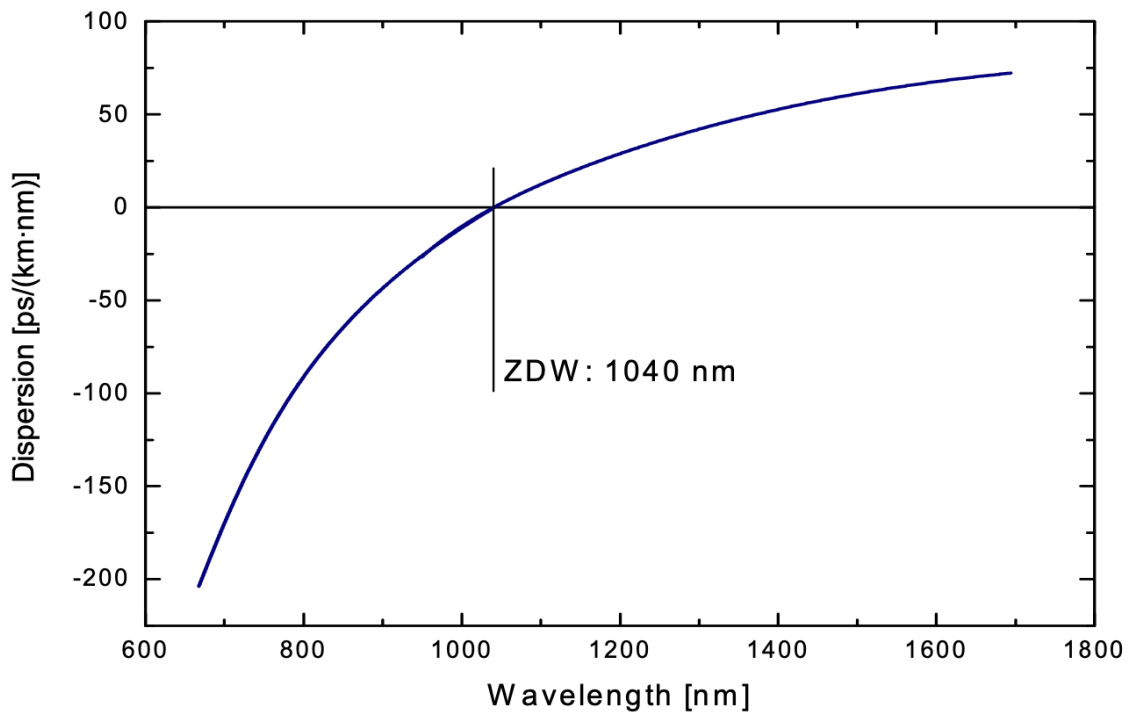


図 3.4 PCF の波長分散プロファイルの実測図. メーカーカタログから引用

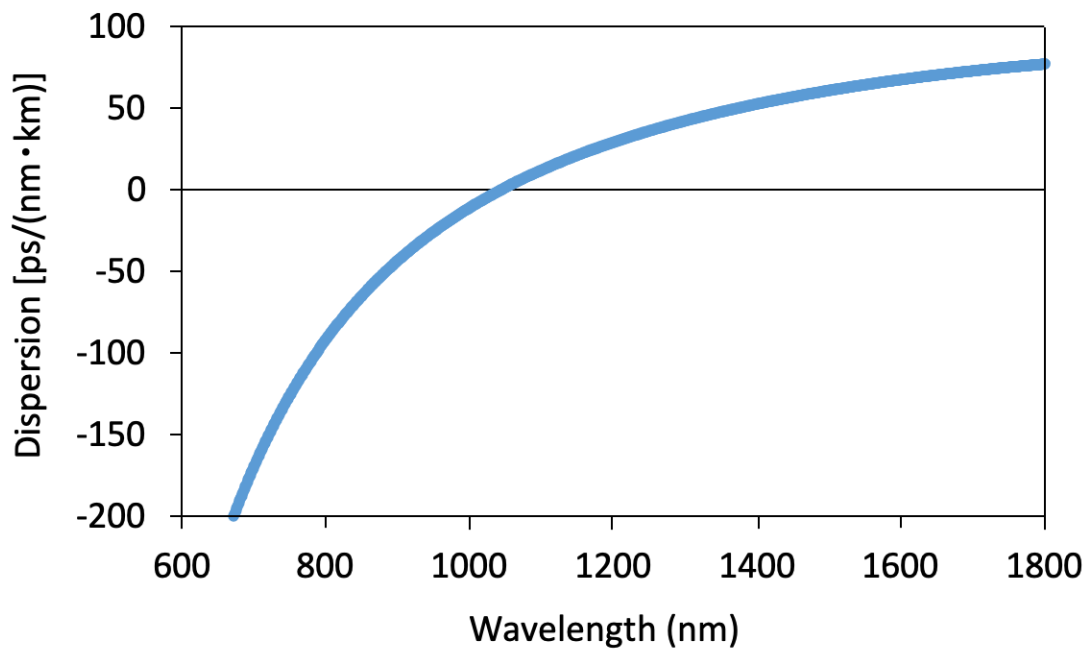


図 3.5 シミュレーションに用いた PCF の波長分散プロファイル

3.3 計算結果

構築したシミュレータを用いてパルスの伝搬シミュレーションを行なった。表 3.1 に、シミュレーションに用いた各パラメータを示す。変数としてピークパワー、ファイバー長さ、パルス幅を選定し、それぞれの依存性を計算することでファイバー伝搬後のスペクトル幅が広がる条件を探索した。なお、ファイバーは通常のシングルモードファイバー (SMF) と、零分散波長が 1040nm であるフォトニック結晶ファイバー (PCF) の 2 種類で計算を行なった。

表 3.1 シミュレーションに用いた各パラメータ

パラメータ	数値	パラメータ	数値
中心波長	1030 (nm)	ファイバ長	1~10 (m) 変数
パルス幅	0.1~10 (ps) 変数	モードフィールド径	SMF: 6.6 (um) PCF: 4.0 (um)
ピークパワー	1~100 (kW) 変数	2次分散	SMF: 2.67*E-26 (s2/m) PCF: 1.87*E-27 (s2/m)
非線形屈折率	3.18*E-20 (m2/W)	3次分散	SMF: 3.96*E-41 (s3/m) PCF: -7.53*E-41 (s3/m)
遅延ラマン時間	5 (fs)	4次分散	SMF: -4.60*E-56 (s4/m) PCF: -1.08*E-55 (s4/m)

3.3.1 ピークパワー依存

初めに SMF 1m 伝搬後のピークパワー依存性を計算した。ピークパワーを 0.1~100kW と変化させ、パルス幅は 300fs で固定とした。伝搬後のスペクトル計算結果を図 3.6 に示す。ピークパワーを増加させるにつれ、スペクトル幅が広がっていくことが見てとれる。

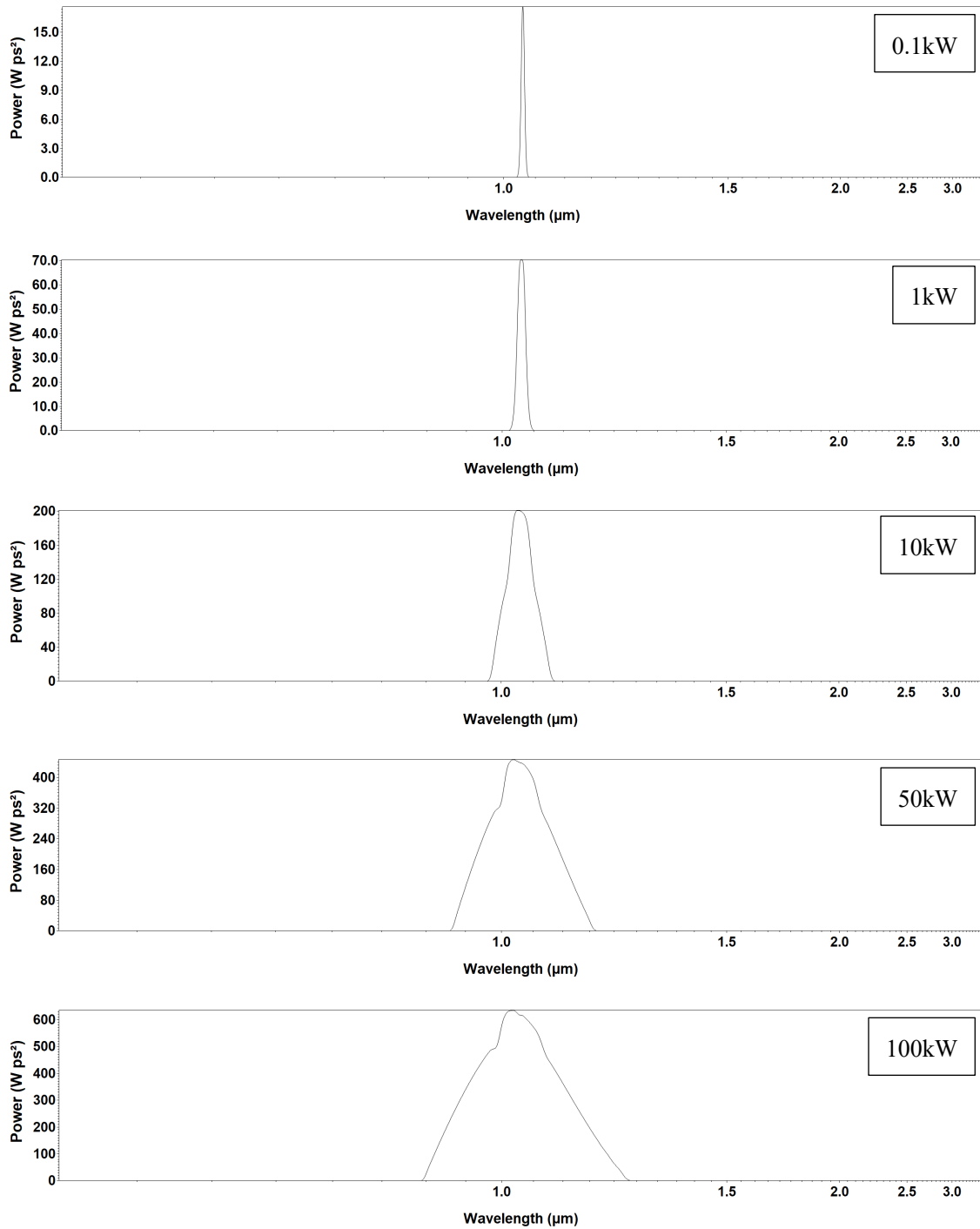


図 3.6 ピークパワー依存性計算結果 (パルス幅 300fs, SMF 1m 伝搬後)

また、横軸にピークパワー、縦軸にスペクトル幅をプロットしたグラフを図 3.7 に示す。グラフからわかるように、ピークパワーが増加するにつれ、伝搬後のスペクトル幅が対数関数的に増加していくことが見てとれる。ピークパワー300kW 入射に対し、伝搬後のスペクトル幅は 280nm であり、長さ 1m の SMF を使用して所望の超広帯域光を得ようとした場合には、数百 kW オーダーの非常に高いピークパワーを入射させる必要があることが示唆される。

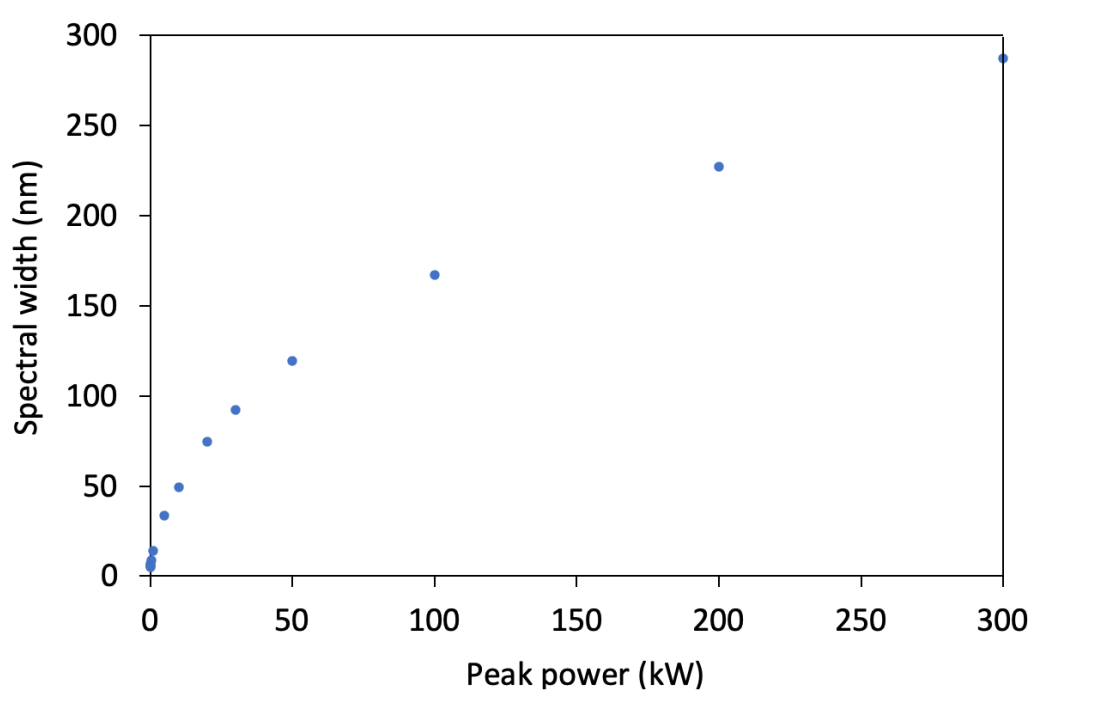


図 3.7 ピークパワー依存性計算結果まとめ (パルス幅 300fs, SMF 1m 伝搬後)

次に PCF 1m 伝搬後のピークパワー依存性を計算した。ピークパワーを 0.1~10kW と変化させ、パルス幅は 300fs で固定とした。伝搬後のスペクトル計算結果を図 3.8 に示す。SMF と同様、ピークパワーを増加させるにつれ、スペクトル幅が広がっていくことが見てとれる。

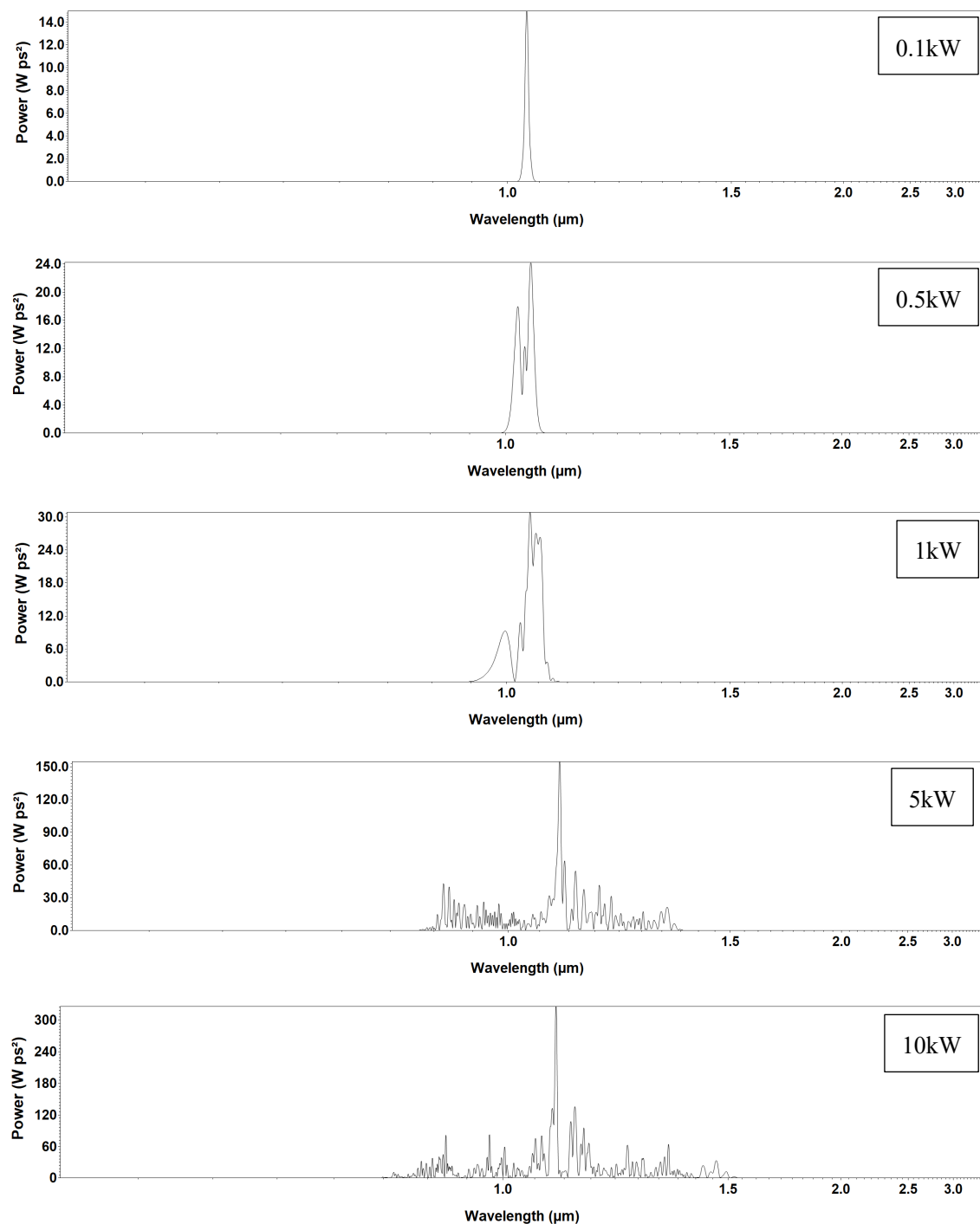


図 3.8 ピークパワー依存性計算結果 (パルス幅 300fs, PCF 1m 伝搬後)

また、横軸にピークパワー、縦軸にスペクトル幅をプロットしたグラフを図 3.9 に示す。グラフからわかるように、SMF の場合と同様にピークパワーが増加するにつれ、伝搬後のスペクトル幅が対数関数的に増加していくことが見てとれる。ピークパワー5kW と 10kW の場合には、スペクトルが広がっているものの元の波長成分がかなり大きいため、半値全幅で見た場合のスペクトル幅は小さくなっている。ピークパワー30kW 入射に対し、伝搬後のスペクトル幅は 220nm であり、長さ 1m の PCF を使用して所望の超広帯域光を得ようとした場合には、数十 kW オーダーのピークパワーが必要である。これは前節で計算した SMF の場合と比べ、一桁程度低い値となっている。したがって、励起光波長とファイバーの波長分散の関係が非常に重要であり、特に零分散波長近傍に励起光波長を設定することにより、効率的にスペクトル幅が広がることをシミュレーションにより確認できた。励起光波長 1030nm に対し、SMF の零分散波長は 1300nm、PCF の零分散波長は 1040nm である。そのため、SMF の場合には自己位相変調が支配的であったが、PCF の場合には、自己位相変調に加え、誘導ラマン散乱と四光波混合が効率的に発生し、大きくスペクトル幅が広がることを確認できた。ただし、スペクトル形状としては SMF の場合は単峰的に綺麗に広がっており、それに比べて PCF の場合は複雑なリプル構造が多く見られる。したがって、超広帯域光の用途や要求仕様に応じて、非線形光学媒質として使用するファイバーを選択的に考える必要がある。

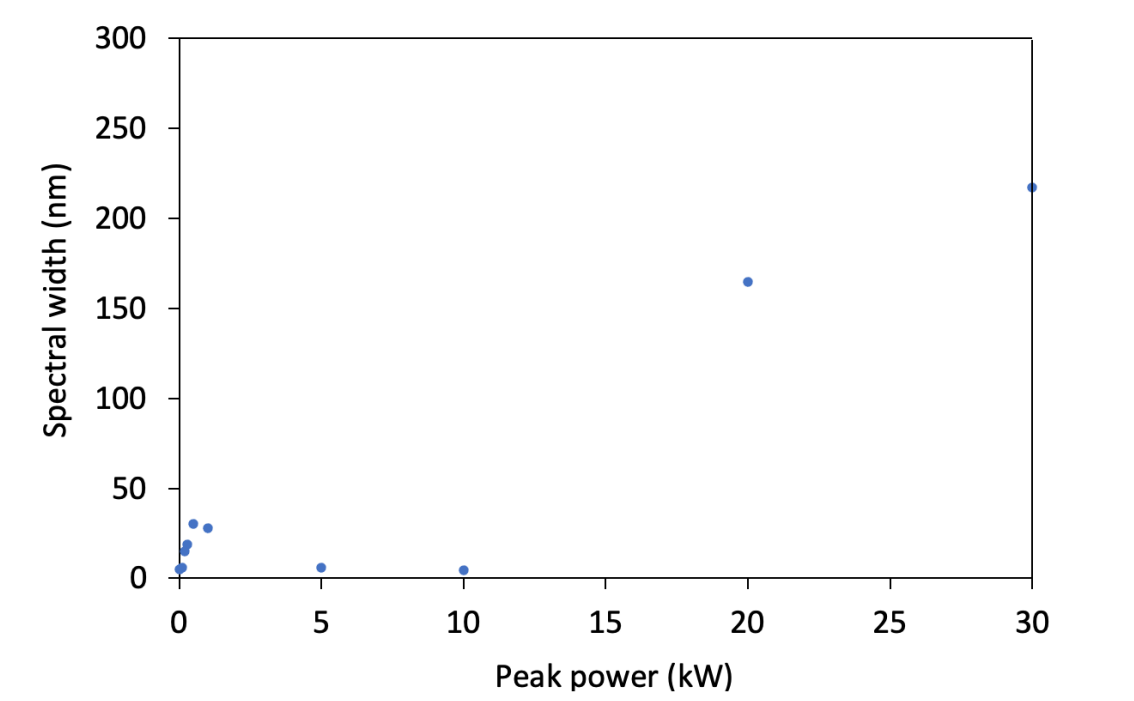


図 3.9 ピークパワー依存性計算結果まとめ (パルス幅 300fs, PCF 1m 伝搬後)

3.3.2 ファイバー長さ依存

続いて SMF 伝搬後のファイバー長さ依存性を計算した。パルス幅は 300fs で固定とし、伝搬後のスペクトル計算結果を図 3.10～図 3.12 にそれぞれ示す。

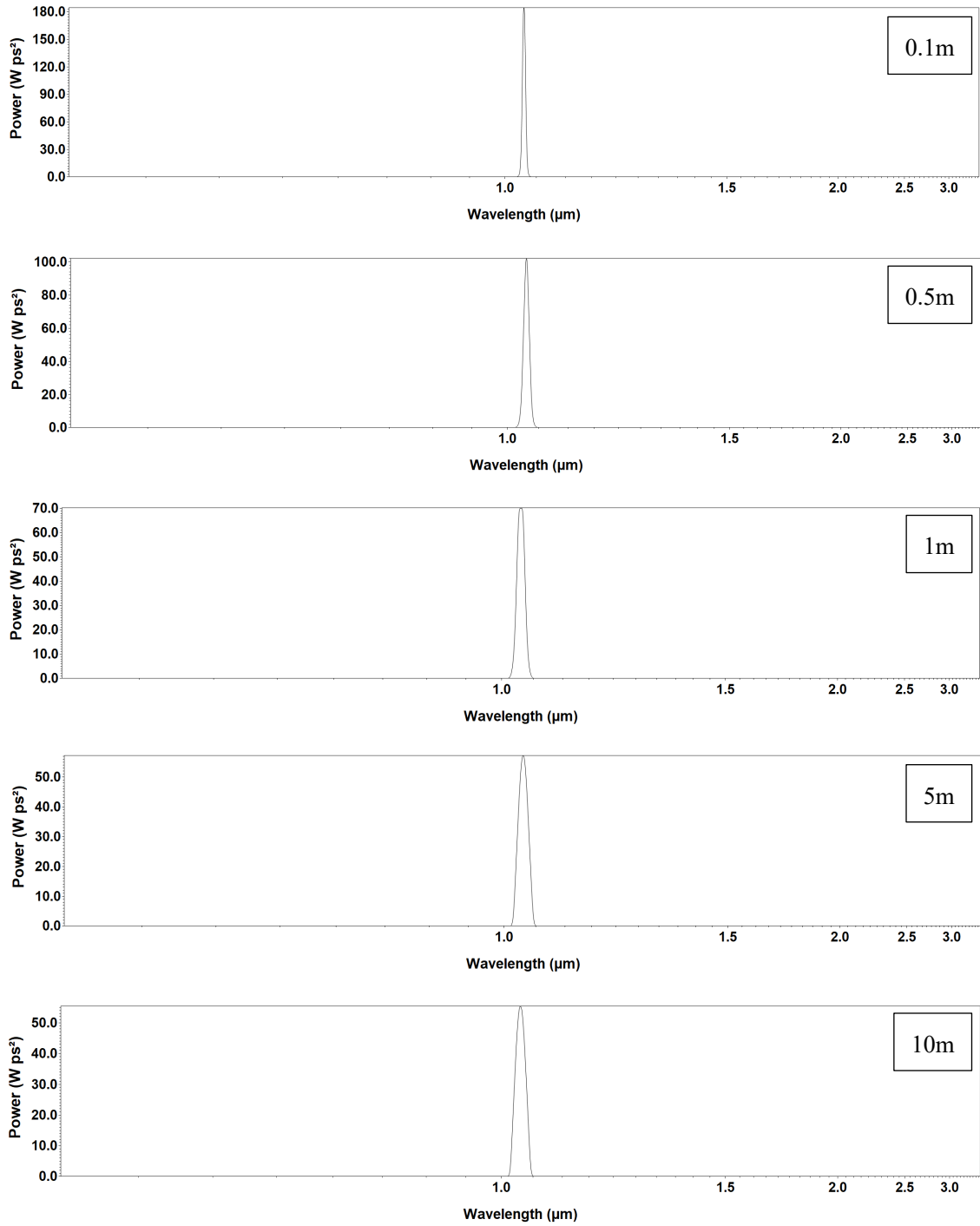


図 3.10 ファイバー長さ依存性計算結果
(ピークパワー1kW, パルス幅 300fs, SMF 伝搬後)

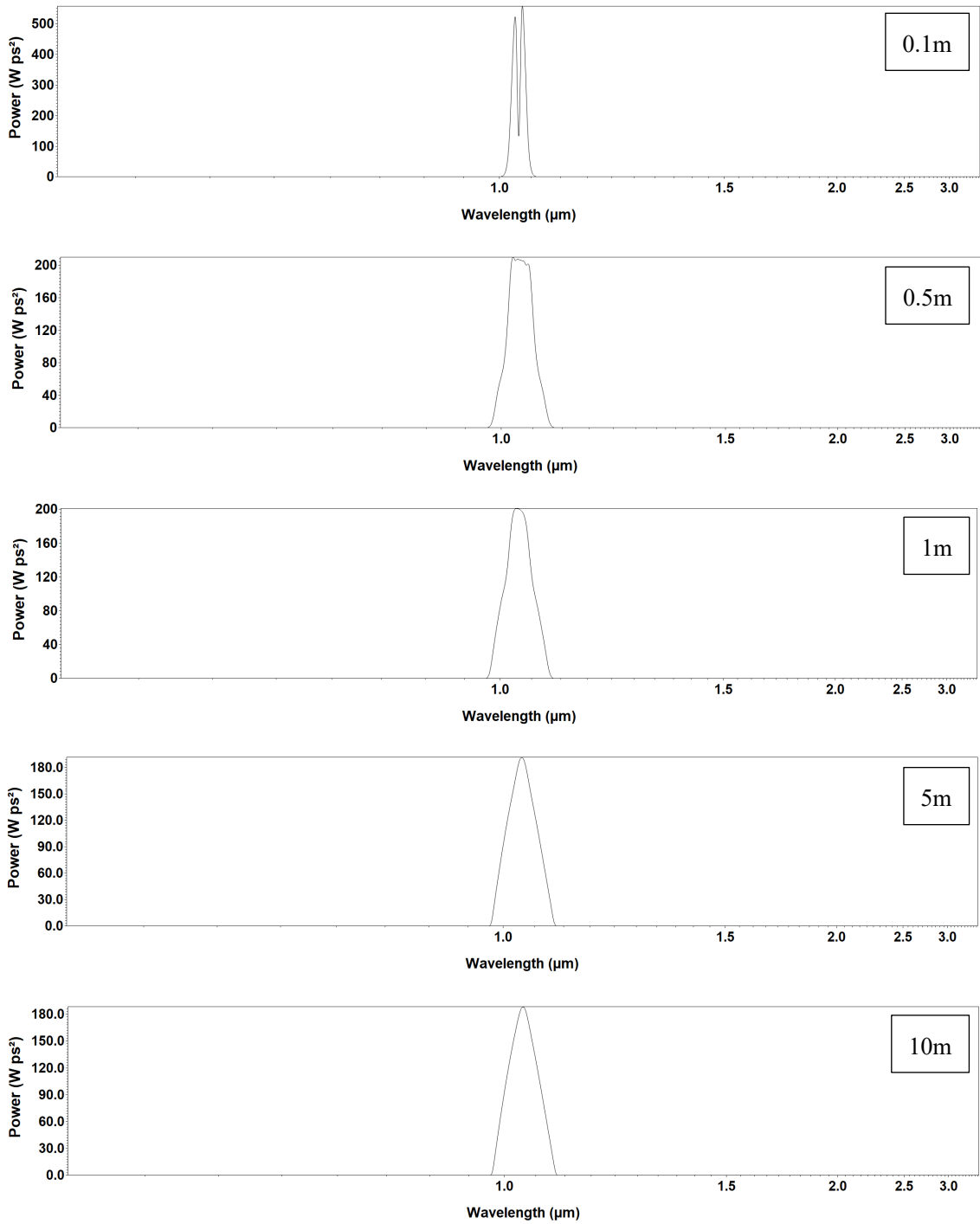


図 3.11 ファイバー長さ依存性計算結果
(ピークパワー10kW, パルス幅 300fs, SMF 伝搬後)

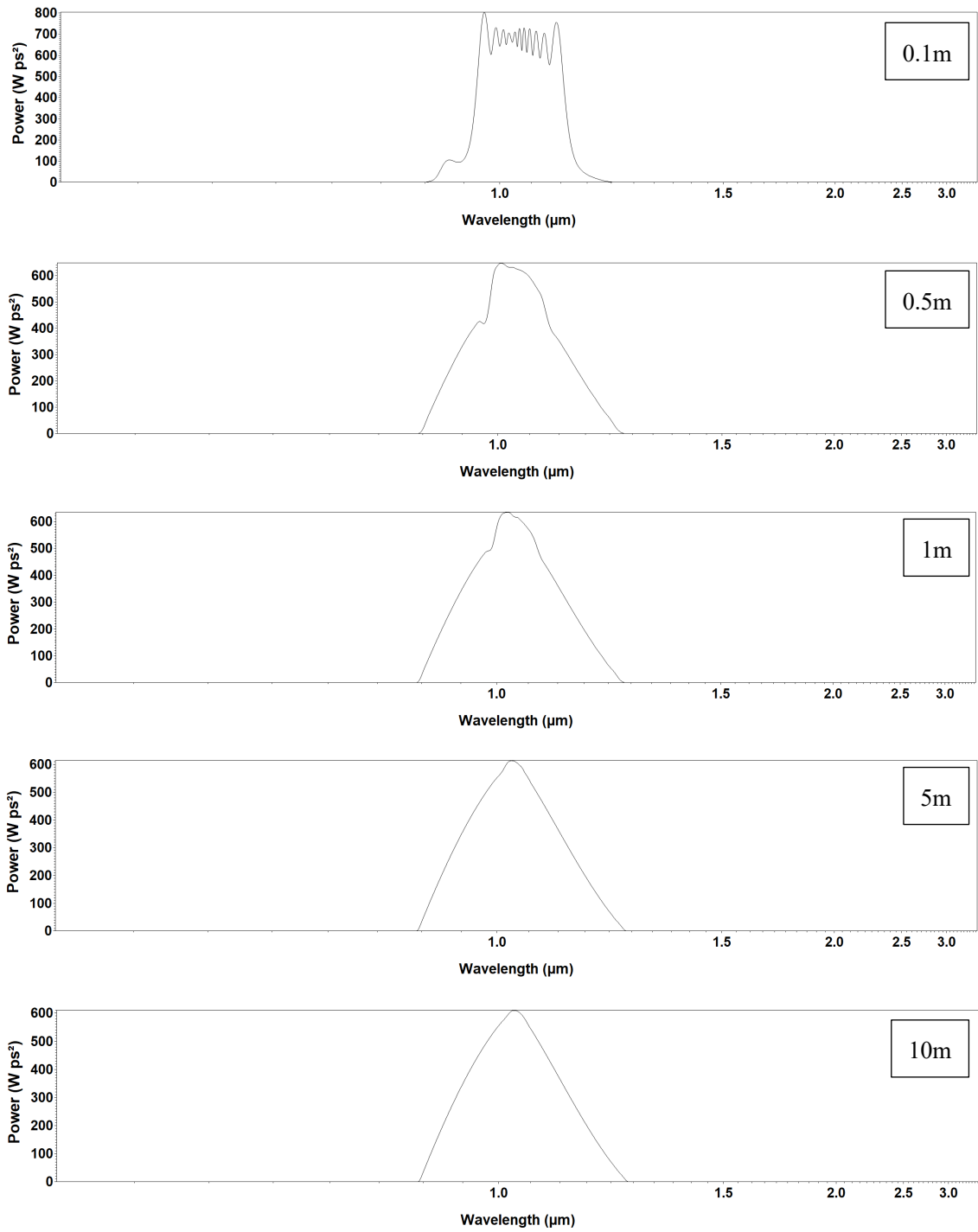


図 3.12 ファイバー長さ依存性計算結果
(ピークパワー100kW, パルス幅 300fs, SMF 伝搬後)

また、横軸にファイバー長さ、縦軸にスペクトル幅をプロットしたグラフを図 3.13 に示す。グラフからわかるように、ファイバー長さが増加するにつれ、伝搬後のスペクトル幅が対数関数的に増加していくことが見てとれる。ファイバー長さ 10m に対し、伝搬後のスペクトル幅はピークパワー1kW時で20nm、ピークパワー10kW時で60nm、ピークパワー100kW時で180nmであった。ただし、いずれのピークパワーにおいてもファイバー長さ 5m 程度でスペクトル幅が飽和することが確認できる。

したがって、SMF を使用して所望の超広帯域光を得ようとした場合には、ファイバーの長さに関わらず数百 kW オーダーの非常に高いピークパワーを入射させる必要があることが示唆される。

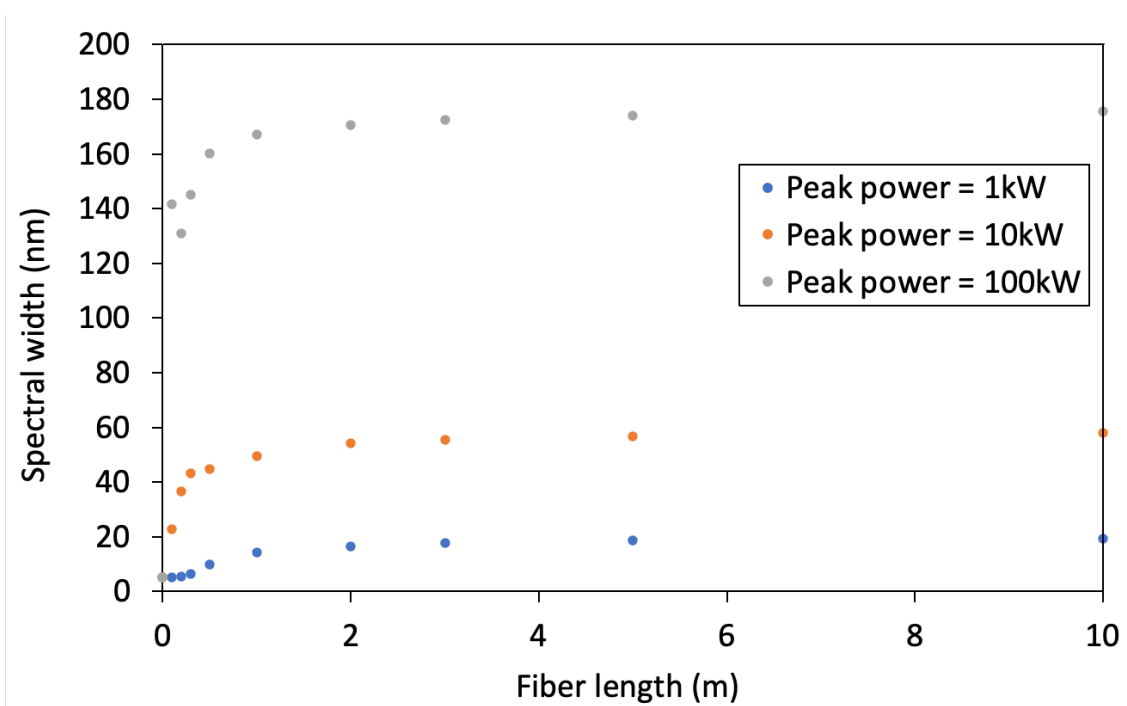


図 3.13 ファイバー長さ依存性計算結果まとめ (パルス幅 300fs, SMF 伝搬後)

次に PCF 伝搬後のファイバー長さ依存性を計算した。パルス幅は 300fs で固定とし、伝搬後のスペクトル計算結果を図 3.14, 図 3.15 にそれぞれ示す。

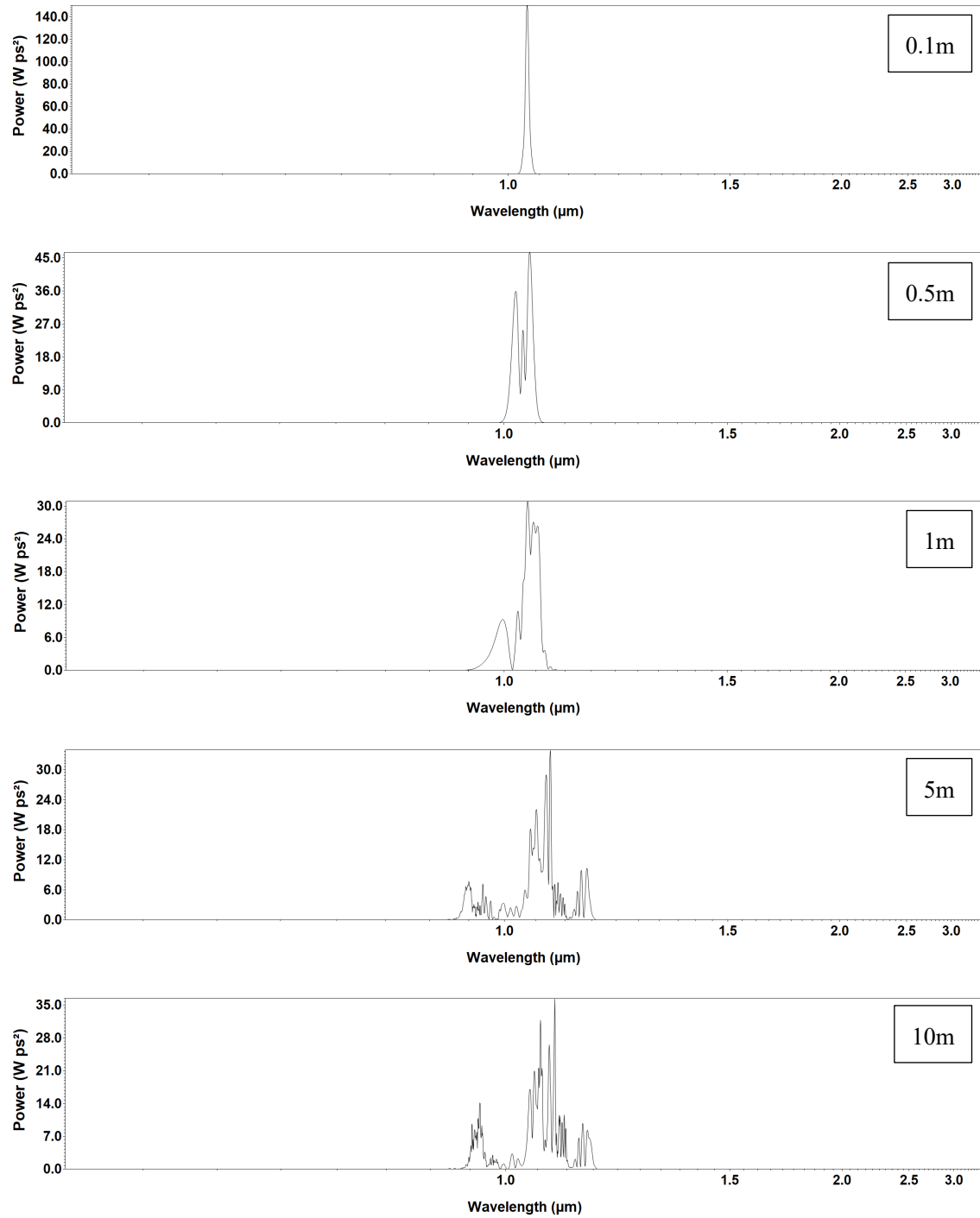


図 3.14 ファイバー長さ依存性計算結果
(ピークパワー1kW, パルス幅 300fs, PCF 伝搬後)

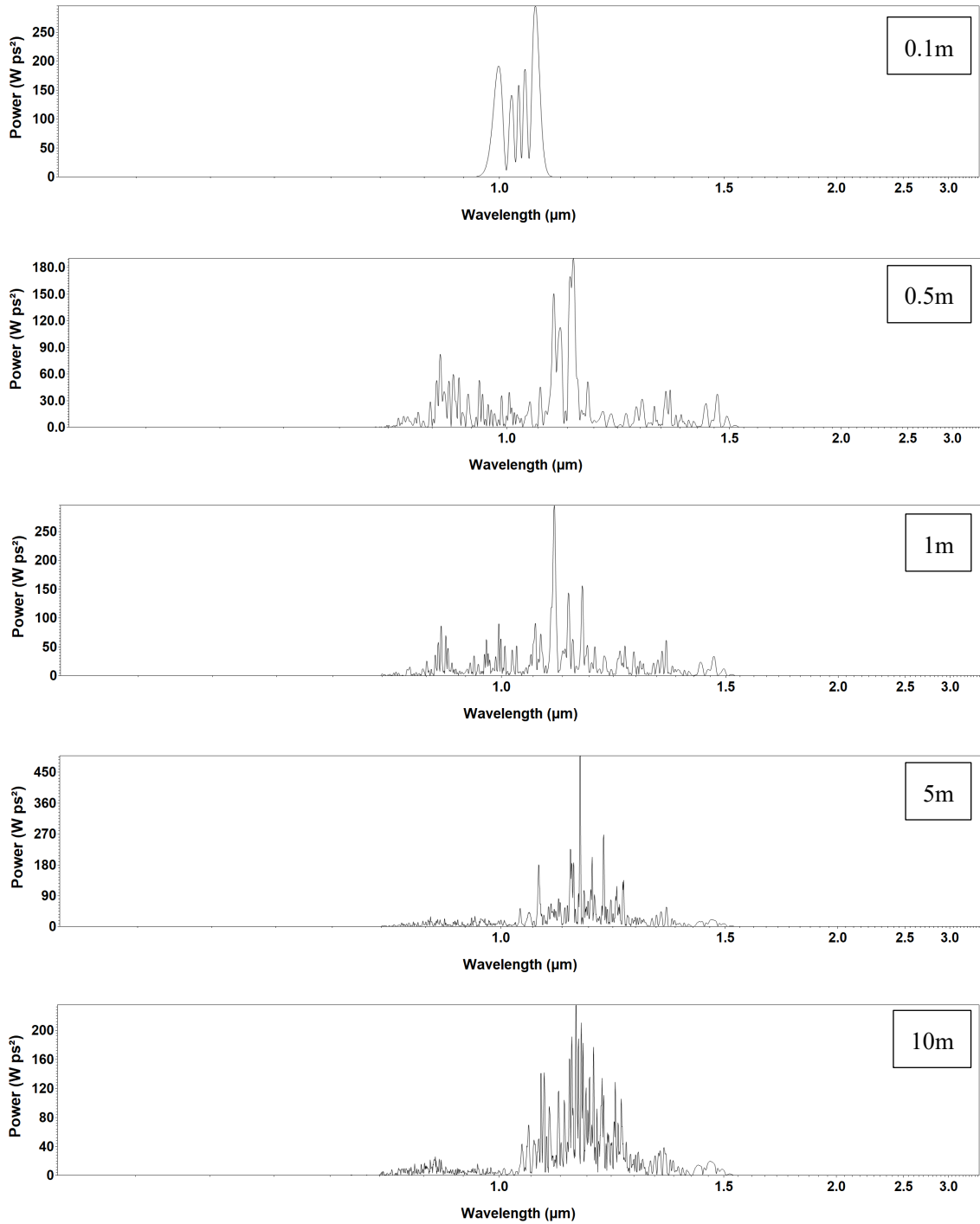


図 3.15 ファイバー長さ依存性計算結果
(ピークパワー10kW, パルス幅 300fs, PCF 伝搬後)

また、横軸にファイバー長さ、縦軸にスペクトル幅をプロットしたグラフを図 3.16 に示す。グラフからわかるように、ファイバー長さが増加するにつれ、伝搬後のスペクトル幅が対数関数的に増加していくことが見てとれる。ファイバー長さが短い場合には、スペクトルが広がっているものの元の波長成分がかなり大きいいため、半値全幅で見た場合のスペクトル幅は小さくなっている。ファイバー長さ 10m に対し、伝搬後のスペクトル幅はピークパワー 1kW 時で 40nm、ピークパワー 10kW 時で 140nm であった。ただし、いずれのピークパワーにおいてもファイバー長さ 5m 程度でスペクトル幅が飽和することが確認できる。

したがって、PCF を使用して所望の超広帯域光を得ようとした場合には、ファイバーの長さに関わらず数十 kW オーダーのピークパワーが必要である。これは前節で計算した SMF の場合と比べ、一桁程度低い値となっている。したがって、励起光波長とファイバーの波長分散の関係が非常に重要であり、特に零分散波長近傍に励起光波長を設定することにより、効率的にスペクトル幅が広がることをシミュレーションにより確認できた。励起光波長 1030nm に対し、SMF の零分散波長は 1300nm、PCF の零分散波長は 1040nm である。そのため、SMF の場合には自己位相変調が支配的であったが、PCF の場合には、自己位相変調に加え、誘導ラマン散乱と四光波混合が効率的に発生し、大きくスペクトル幅が広がることを確認できた。ただし、スペクトル形状としては SMF の場合は単峰的に綺麗に広がっており、それに比べて PCF の場合は複雑なリプル構造が多く見られる。したがって、超広帯域光の用途や要求仕様に応じて、非線形光学媒質として使用するファイバーを選択的に考える必要がある。

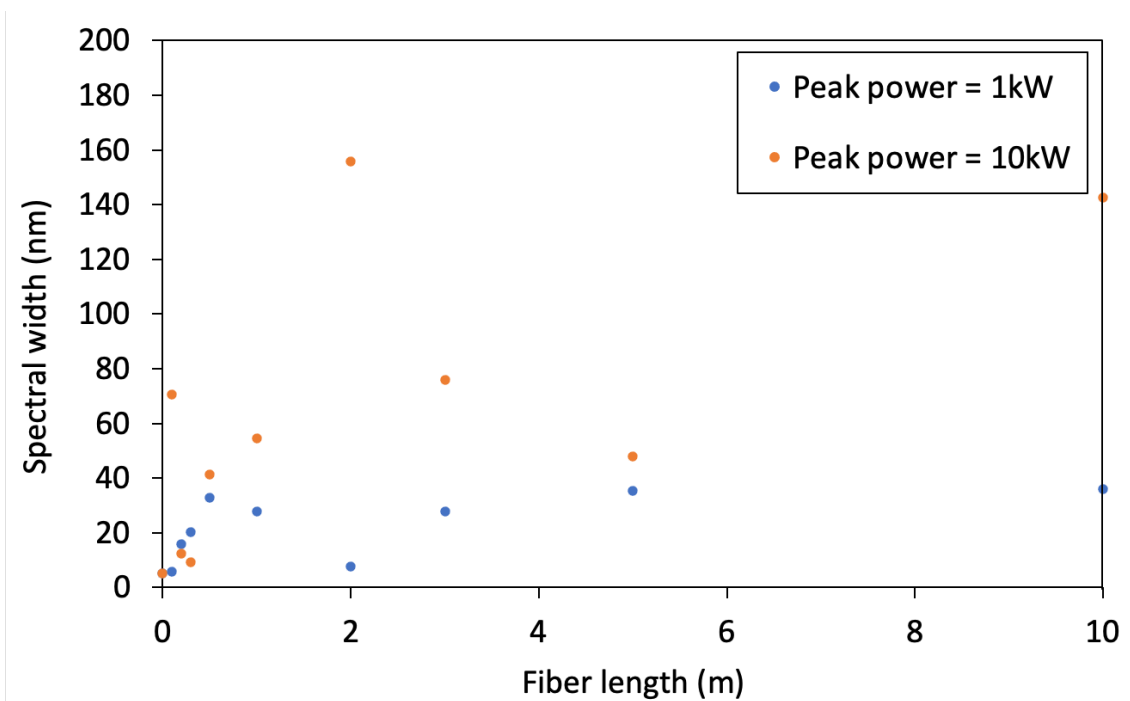


図 3.16 ファイバー長さ依存性計算結果まとめ (パルス幅 300fs, PCF 伝搬後)

3.3.3 パルス幅依存

続いて SMF1m 伝搬後のパルス幅依存性を計算した。伝搬後のスペクトル計算結果を図 3.17, 図 3.18 にそれぞれ示す。

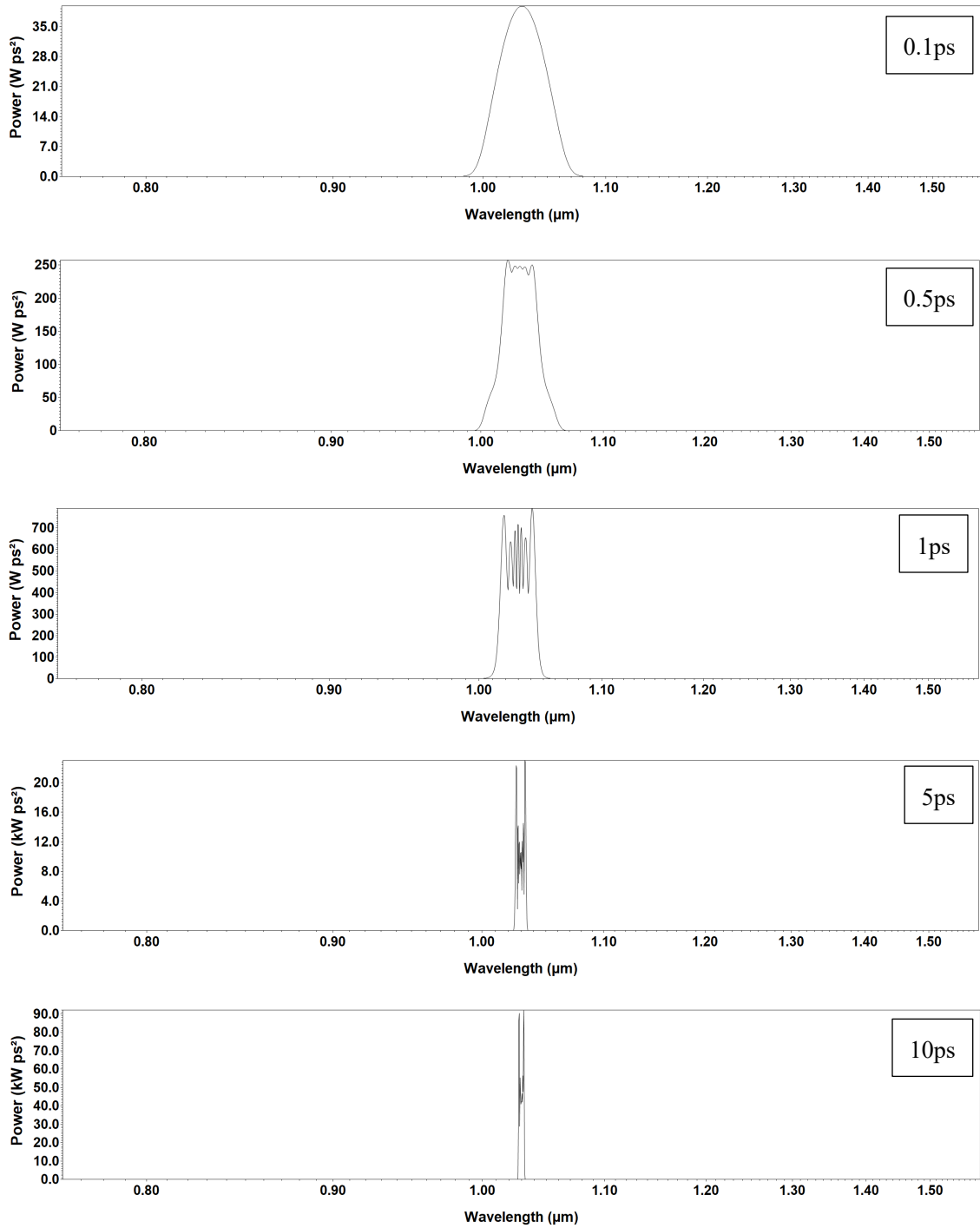


図 3.17 パルス幅依存性計算結果 (ピークパワー5kW, SMF 1m 伝搬後)

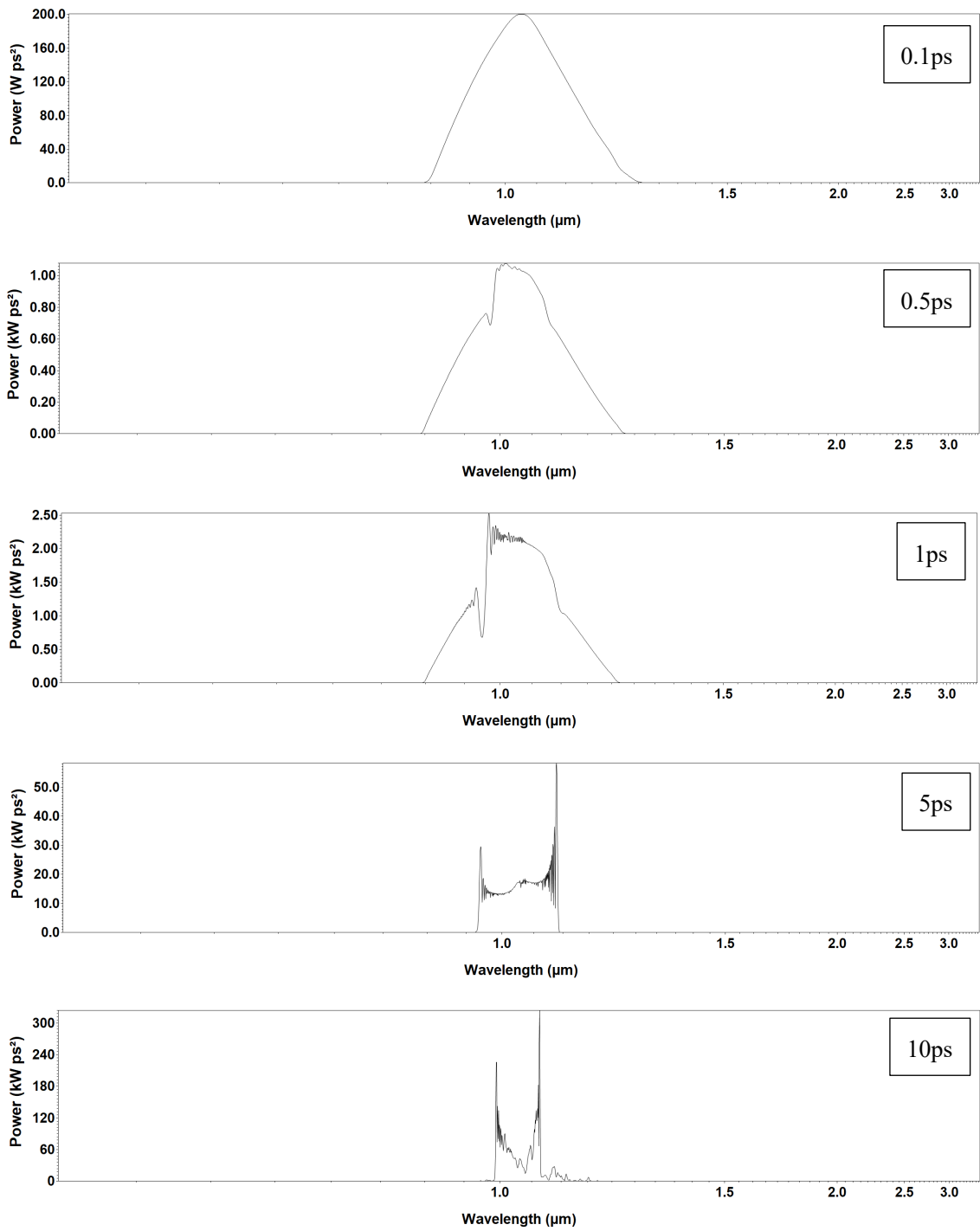


図 3.18 パルス幅依存性計算結果 (ピークパワー100kW, SMF 1m 伝搬後)

また、横軸にパルス幅、縦軸にスペクトル幅をプロットしたグラフを図 3.19 に示す。グラフからわかるように、パルス幅が増加するにつれ、伝搬後のスペクトル幅が指数関数的に減少していくことが見てとれる。パルス幅 100fs に対し、伝搬後のスペクトル幅はピークパワー5kW 時で 40nm、ピークパワー100kW 時で 180nm であった。

したがって、長さ 1m の SMF を使用して所望の超広帯域光を得ようとした場合には、パルス幅を 100fs 程度に圧縮できたとしても、数百 kW オーダーの非常に高いピークパワーを入射させる必要があることが示唆される。

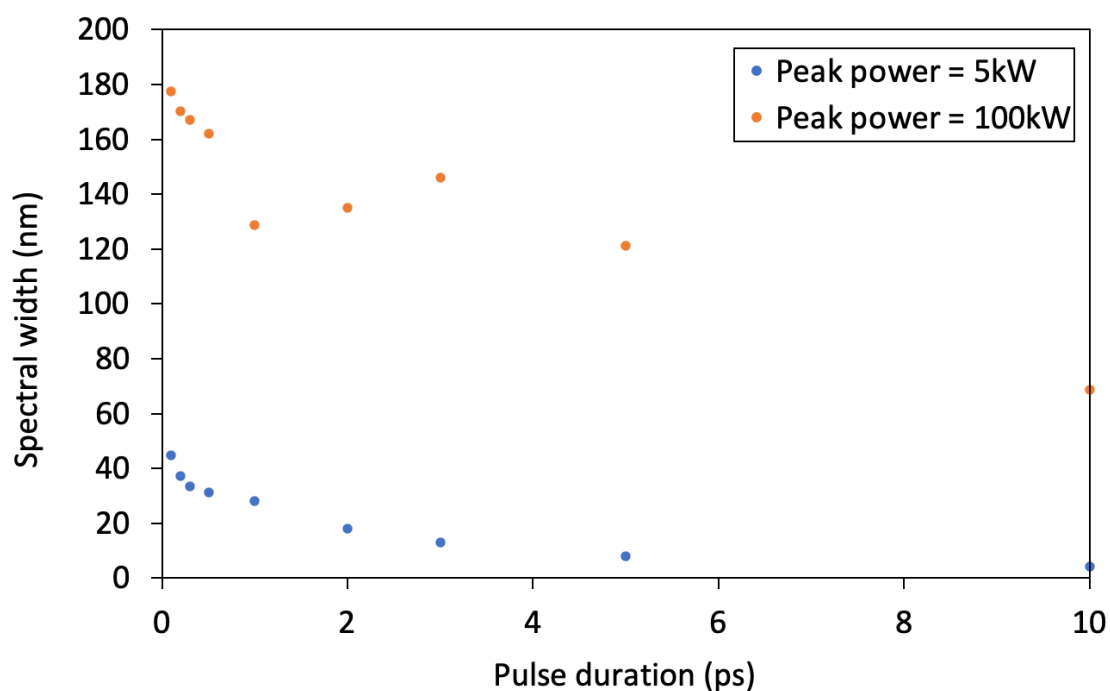


図 3.19 パルス幅依存性計算結果まとめ (SMF 1m 伝搬後)

次に PCF1m 伝搬後のパルス幅依存性を計算した. 伝搬後のスペクトル計算結果を図 3.20, 図 3.21 にそれぞれ示す.

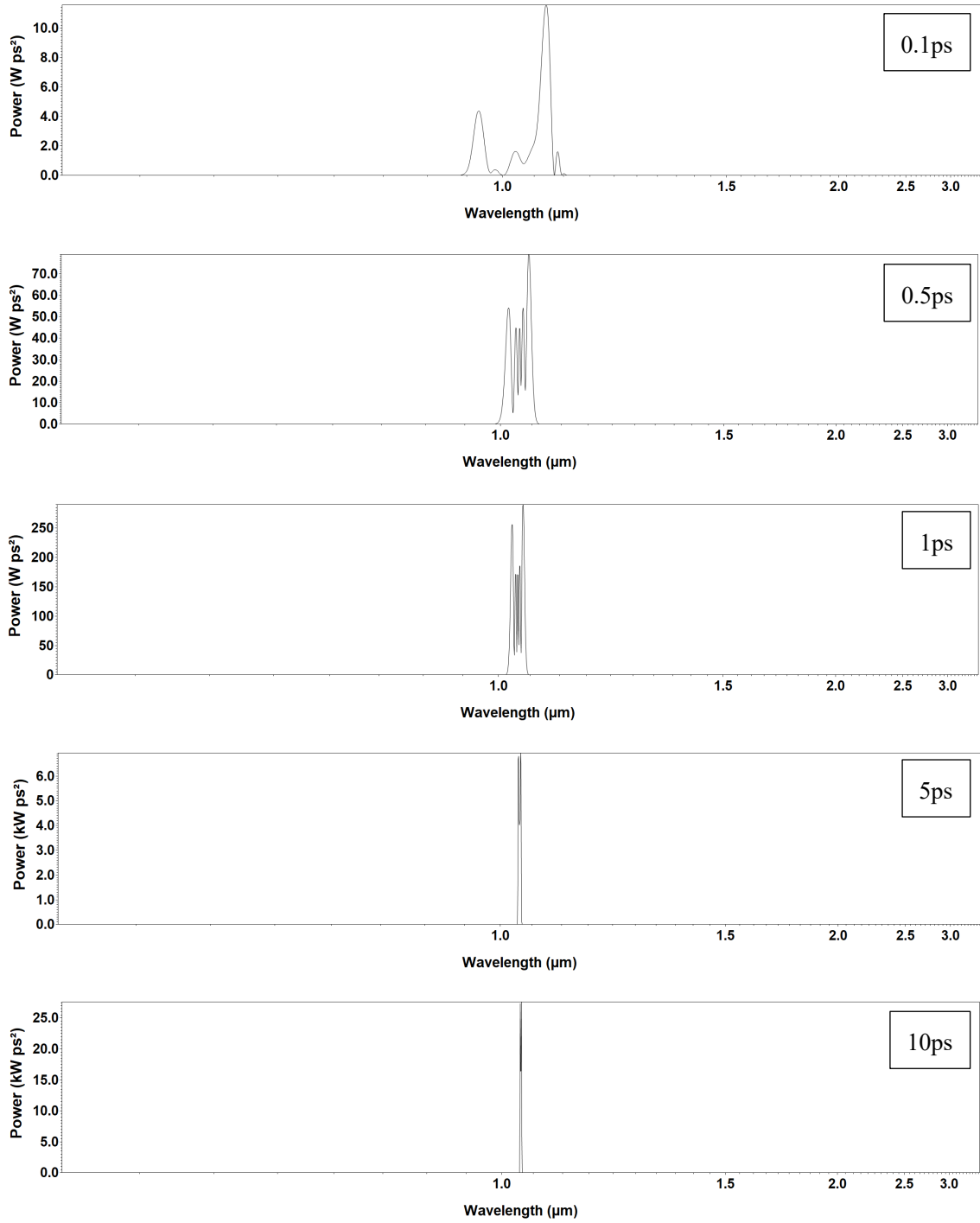


図 3.20 パルス幅依存性計算結果 (ピークパワー1kW, PCF 1m 伝搬後)

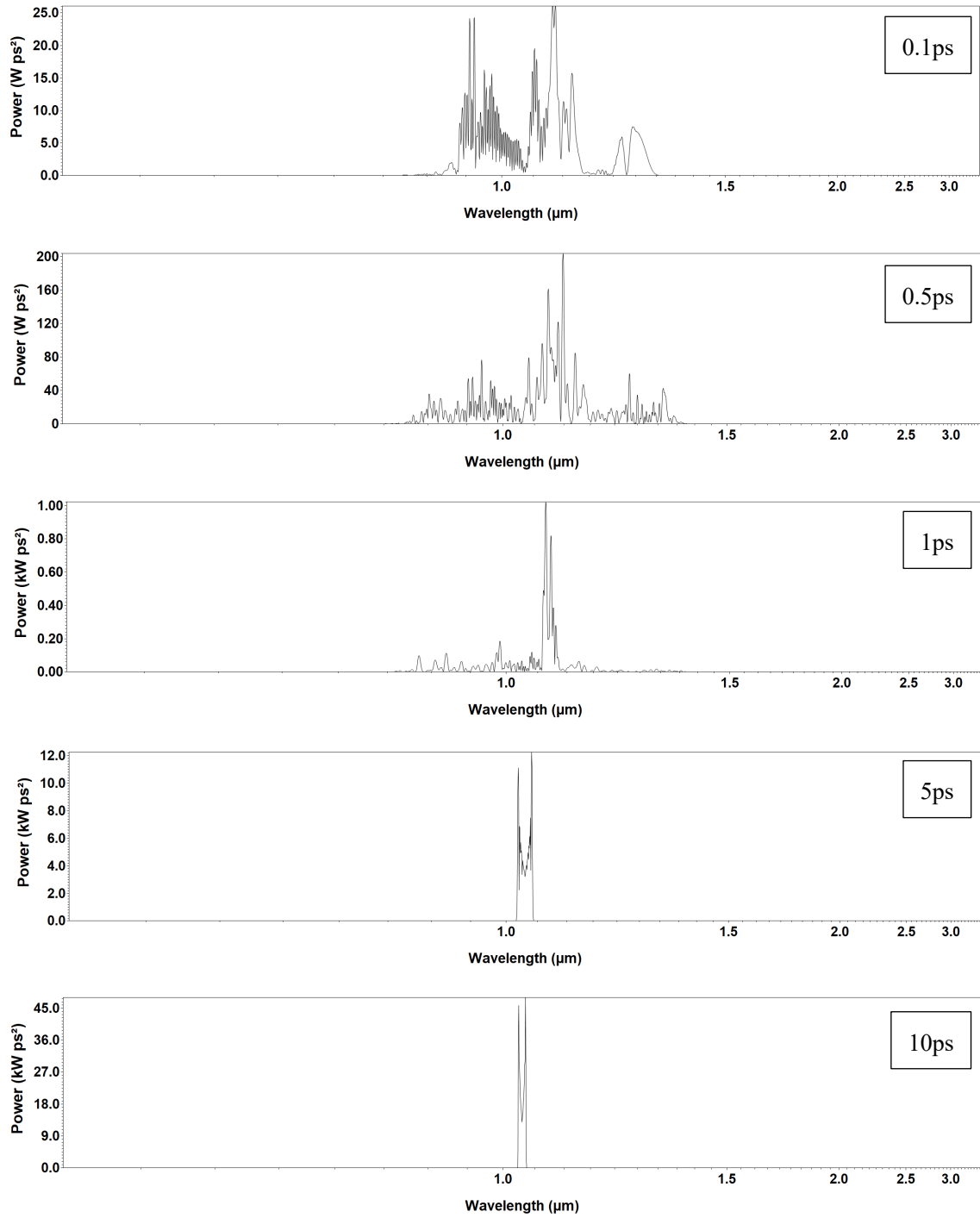


図 3.21 パルス幅依存性計算結果 (ピークパワー5kW, PCF 1m 伝搬後)

また、横軸にパルス幅、縦軸にスペクトル幅をプロットしたグラフを図 3.22 に示す。グラフからわかるように、パルス幅が増加するにつれ、伝搬後のスペクトル幅が指数関数的に減少していくことが見てとれる。パルス幅が短い場合には、スペクトルが広がっているものの元の波長成分がかなり大きいため、半値全幅で見た場合のスペクトル幅は小さくなっている。パルス幅 100fs に対し、伝搬後のスペクトル幅はピークパワー1kW 時で 40nm、ピークパワー5kW 時で 160nm であった。

したがって、長さ 1m の PCF を使用して所望の超広帯域光を得ようとした場合には、パルス幅を 100fs 程度に圧縮できた場合、数 kW オーダーのピークパワーが必要である。これは前節で計算した SMF の場合と比べ、二桁程度低い値となっている。したがって、励起光波長とファイバーの波長分散の関係が非常に重要であり、特に零分散波長近傍に励起光波長を設定することにより、効率的にスペクトル幅が広がることをシミュレーションにより確認できた。励起光波長 1030nm に対し、SMF の零分散波長は 1300nm、PCF の零分散波長は 1040nm である。そのため、SMF の場合には自己位相変調が支配的であったが、PCF の場合には、自己位相変調に加え、誘導ラマン散乱と四光波混合が効率的に発生し、大きくスペクトル幅が広がることを確認できた。ただし、スペクトル形状としては SMF の場合は単峰的に綺麗に広がっており、それに比べて PCF の場合は複雑なリプル構造が多く見られる。したがって、超広帯域光の用途や要求仕様に応じて、非線形光学媒質として使用するファイバーを選択的に考える必要がある。

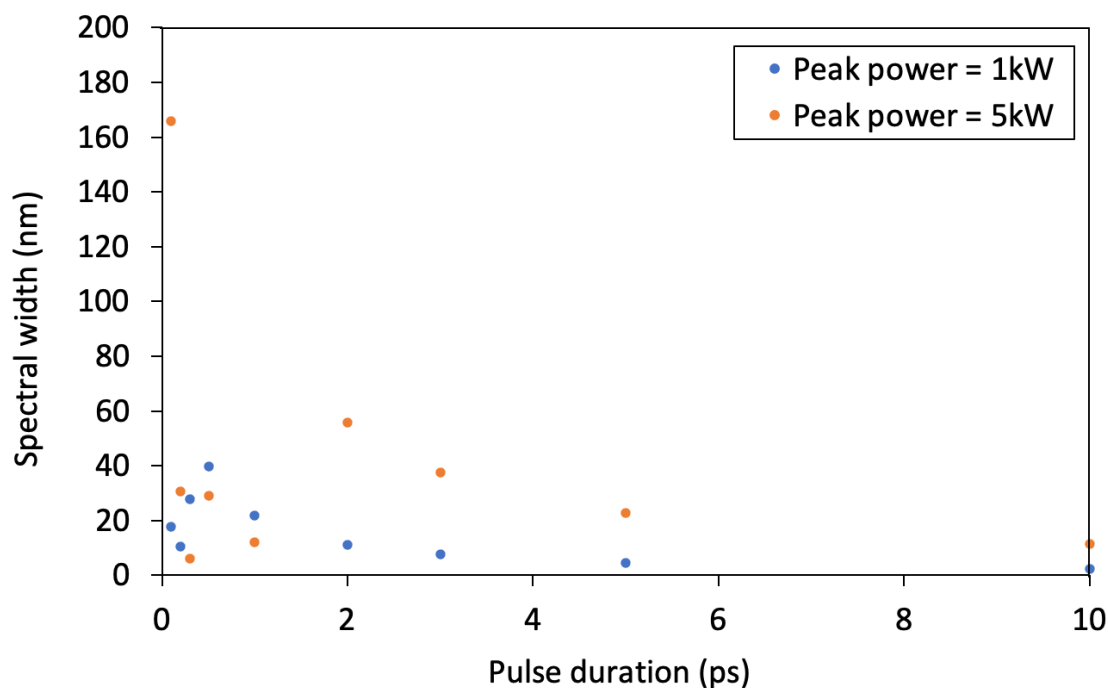


図 3.22 パルス幅依存性計算結果まとめ (PCF 1m 伝搬後)

3.3.4 PCF 伝搬後のスペクトル計算

初めに PCF1m 伝搬後の入射パワー依存性を計算した。パルス幅は 5ps, 繰り返し周波数は 50MHz で固定とし, 伝搬後のスペクトル計算結果を図 3.23, 図 3.24 にそれぞれ示す。

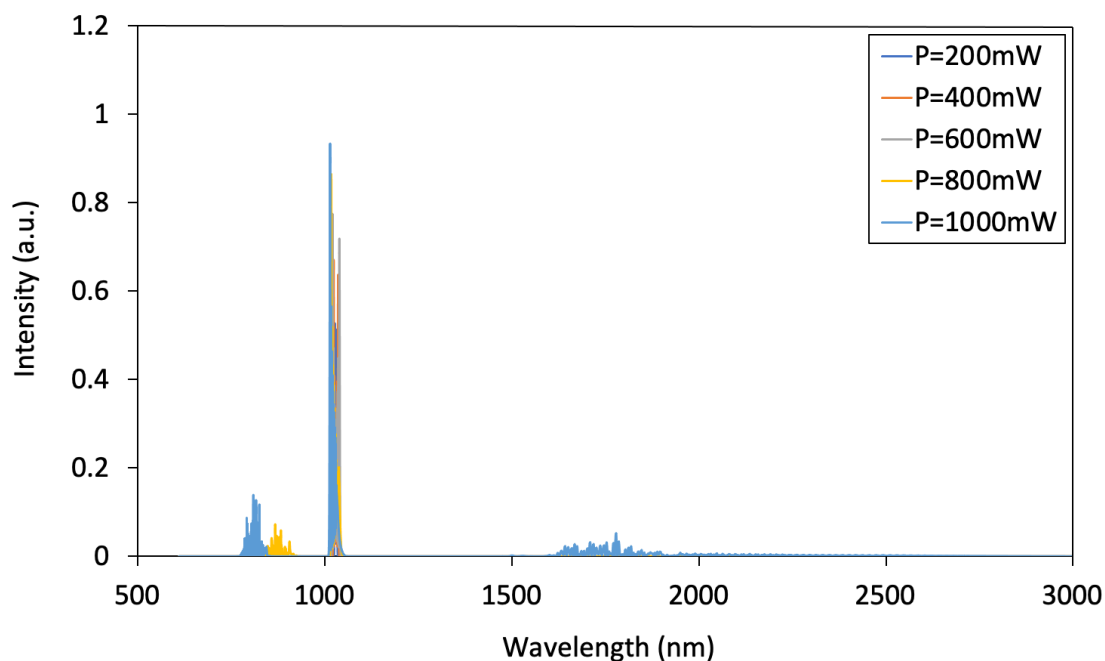


図 3.23 スペクトル計算結果 (パワー0.2W~1W, PCF 1m 伝搬後)

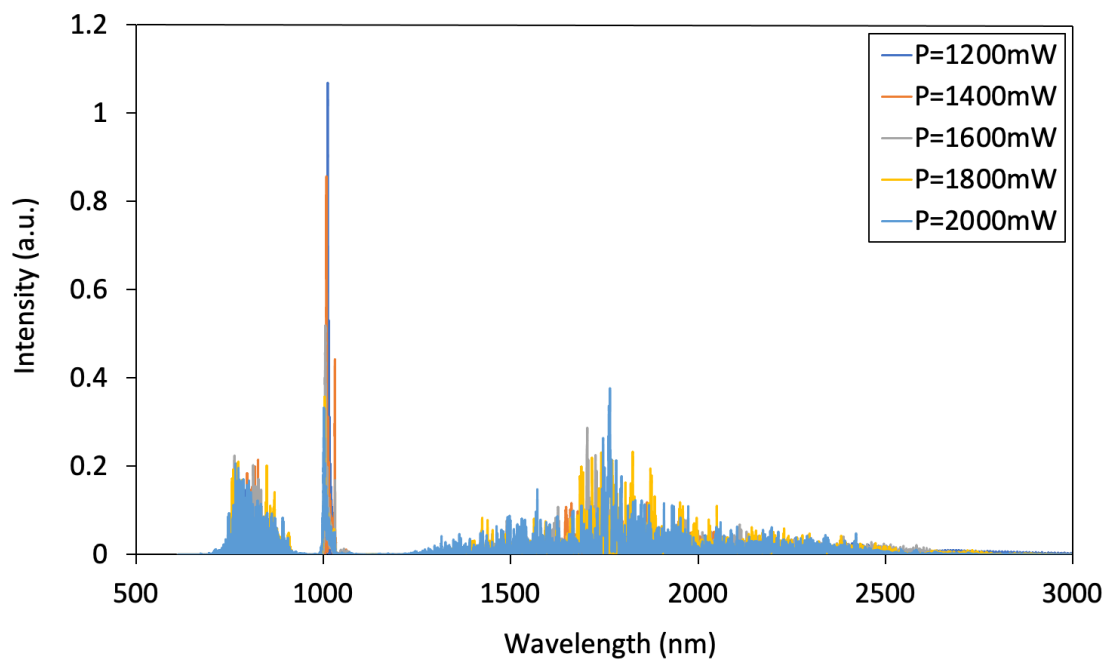


図 3.24 スペクトル計算結果 (パワー1.2W~2W, PCF 1m 伝搬後)

次に PCF10m 伝搬後の入射パワー依存性を計算した。パルス幅は 5ps, 繰り返し周波数は 50MHz で固定とし, 伝搬後のスペクトル計算結果を図 3.25 に示す。PCF の長さが 1m と 10m とともに, 入射パワーを増加させるにつれ, 長波長側と短波長側にスペクトルが広がって行く様子が見て取れる。特に長さが 10m の場合には, 元の 1030nm の波長成分が低く, 短波長側成分が非常に高くなっており, 効率良く波長変換が行われることが確認できた。入射平均パワーが 1W で十分可視光成分が発生しており, この時のピークパワーは 4kW である。

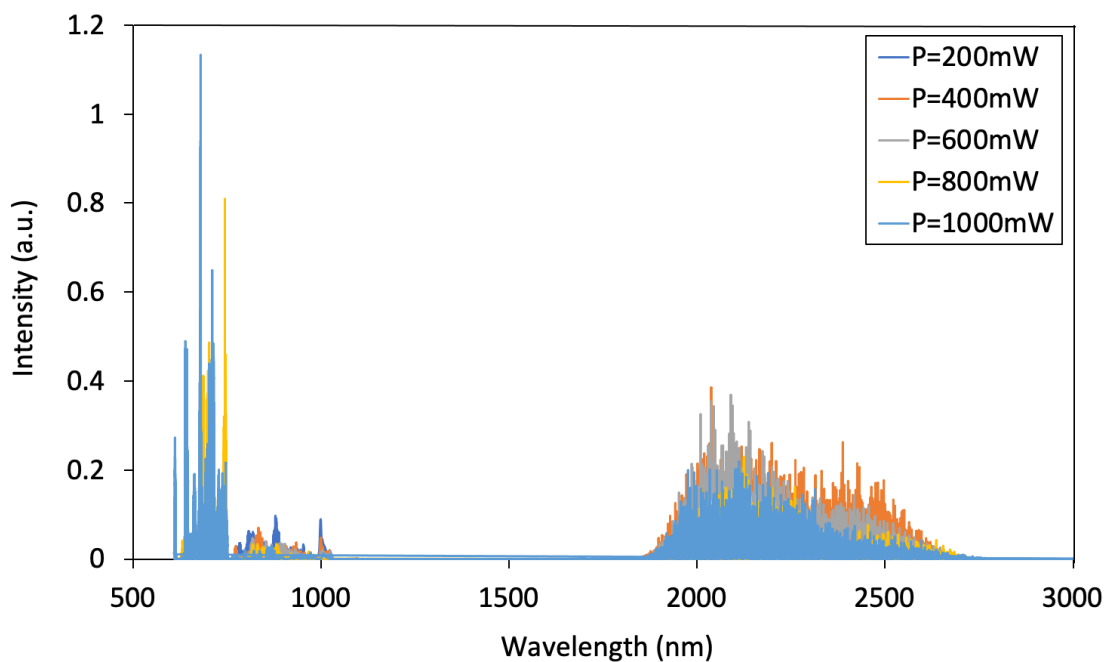


図 3.25 スペクトル計算結果 (パワー0.2W~1W, PCF 10m 伝搬後)

以上のシミュレーション結果より, 可視領域までスペクトルが広がった超広帯域光を発生させるためには, 長さが 5m 以上 (好ましくは 10m) の PCF を非線形光学媒質として用い, ピークパワーが数 kW (好ましくは 10kW) 以上の励起光を入射させればよいことが示された。パルス幅は短いほど良いが, 100fs オーダーでピークパワーの高い励起光はパルス圧縮器を必須とするため, 装置が大型複雑となってしまう。そのため, 本研究ではコンパクトなファイバーベースの超広帯域光源を実現するため, 励起光として比較的簡易なファイバー構成で実現できるよう, ps オーダーのパルス幅を目指すこととした。こうすることで, 回折格子対で構成されるパルス圧縮器を必要とせず, オールファイバー構成のコンパクトな超広帯域光源を実現できる。

第4章 超広帯域光の生成実験

4.1 実験系の説明

本節では、フォトニック結晶ファイバーを用いた超広帯域光源の実験系について述べる。超広帯域光を実現するために、ダブルクラッド Yb ドープファイバー増幅器システムによって、パルス幅 5ps, 繰り返しレート 40MHz, 中心波長 1030nm のレーザーパルスを生成した。

図 4.1 に超広帯域光生成実験の実験系と写真を示す。初期シードパルスは、非線形偏光回転による典型的な全正規分散型 (ANDi: All Normal Dispersion) モードロックファイバー発振器によって生成される[47, 48]。シードレーザーは内部のスペクトルフィルタによってパルスの時間広がりを見舞うことで定常発振させる。Yb ドープファイバーによるモードロックレーザーは、一般的な固体レーザーであるチタンサファイアレーザーよりも小型化でき、エネルギーの利用効率が低い利点がある。また、共振器内でパルスが正チャープを受け、時間的に伸長した状態で伝搬する正常分散型を採用することで、スペクトル位相が複雑に乱されることなくパルスの分裂を回避しながら大幅な出力パワースケーリング (100 mW 以上) を可能にしている。

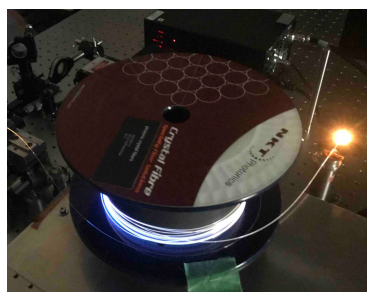
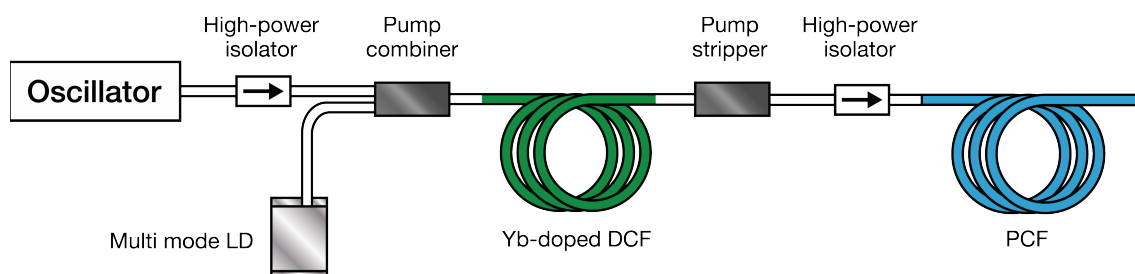


図4.1 超広帯域光生成実験の実験系

4.2 実験結果

4.2.1 シードレーザーの諸特性

自作したシードレーザーの実験系と写真を図4.2に示す。Ybドープファイバーと各種ファイバーコンポーネント、自由空間長を合わせたリング共振器により繰り返し周波数を変化させることができる。ここでは、繰り返し周波数が40MHzになるように共振器長を調整した。モードロックをかけるには、励起用LDの電流を増やすほか、2枚の1/4波長板と1枚の1/2波長板を回転させて調整する。

図4.3にシードレーザーのスペクトル測定結果を、図4.4にオートコリレータを用いた自己相関波形によるパルス幅測定結果をそれぞれ示す。スペクトル幅は20nm、パルス幅は5ps (FWHM) であった。また、図4.5にシードレーザーの出力特性測定結果を、図4.6に高速フォトディテクタとオシロスコープによる時間波形測定結果をそれぞれ示す。最大平均出力は160mW、パルスエネルギーは4nJ、繰り返し周波数は40MHzであった。

シードレーザーの偏光ビームスプリッターから、中心波長が1030nmのパルス光が出力される。これを2枚のミラー、コリメータレンズの組み合わせで再度シングルモードファイバーに入射させた。その後、高出力タイプのファイバー型ファラデーアイソレータに入射し、先のダブルクラッドYbドープファイバー増幅器からの戻り光を防ぐ構成とした。

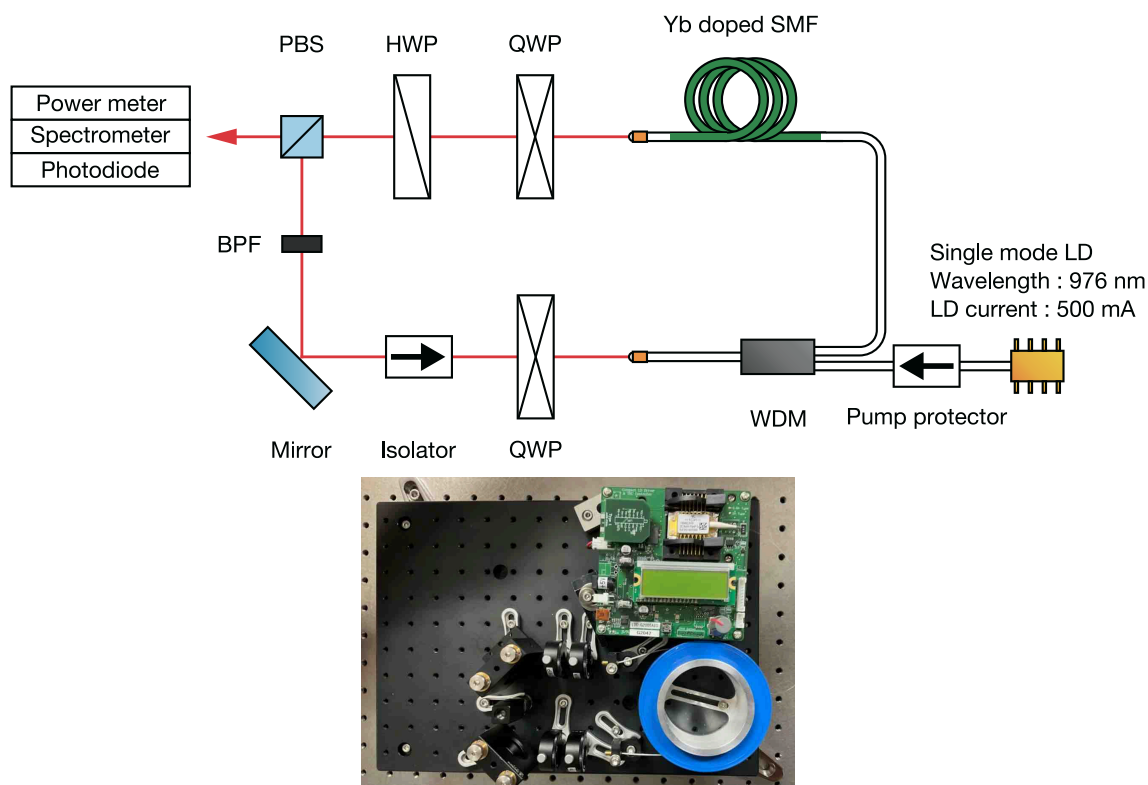


図4.2 シードレーザー光の実験系

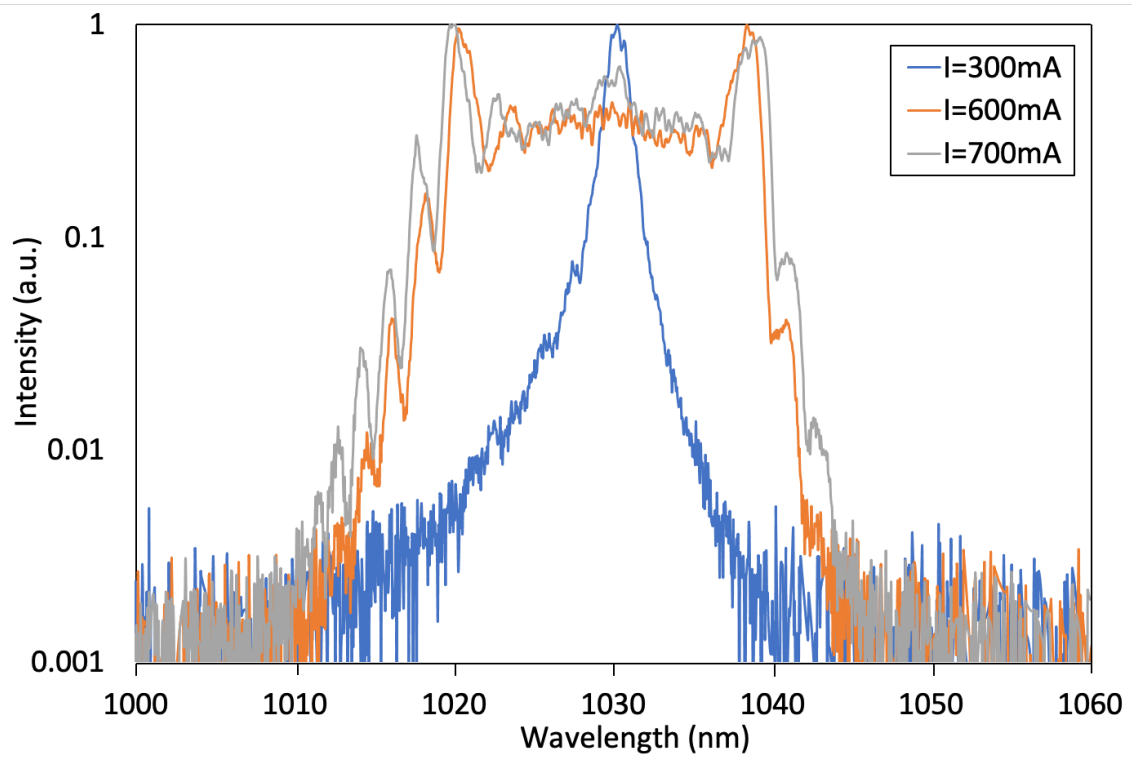


図4.3 シードレーザーのスペクトル測定結果

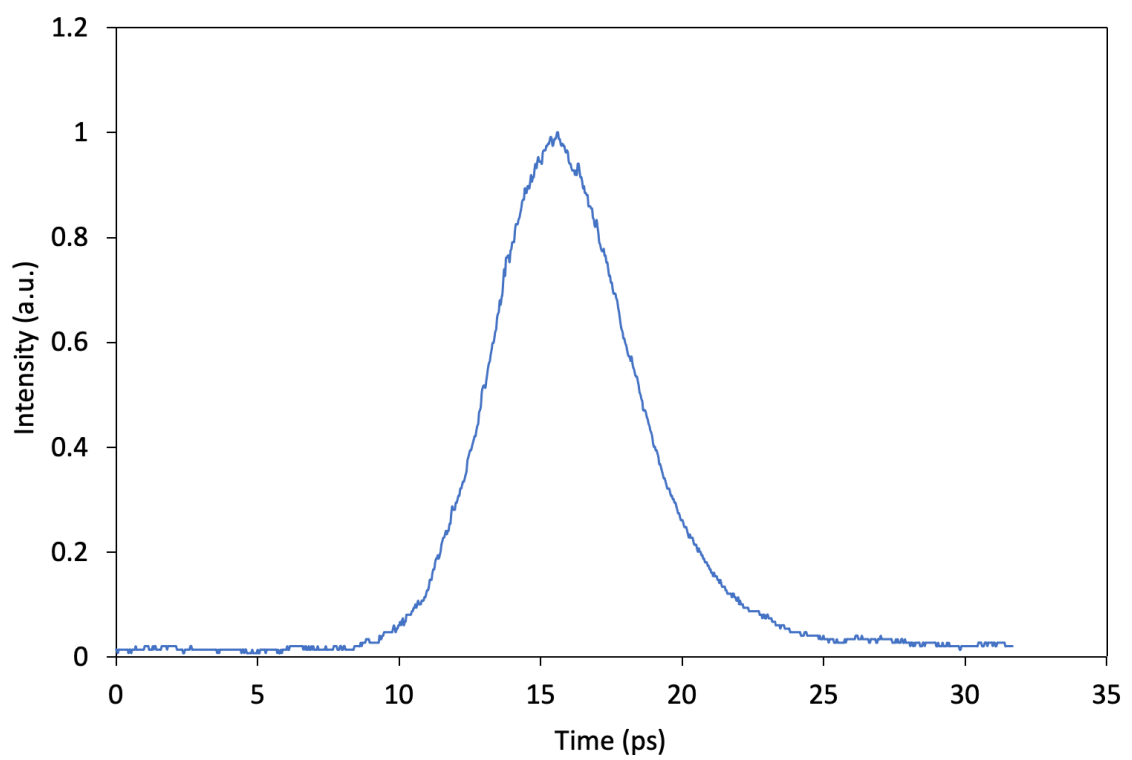


図4.4 シードレーザーのパルス幅測定結果

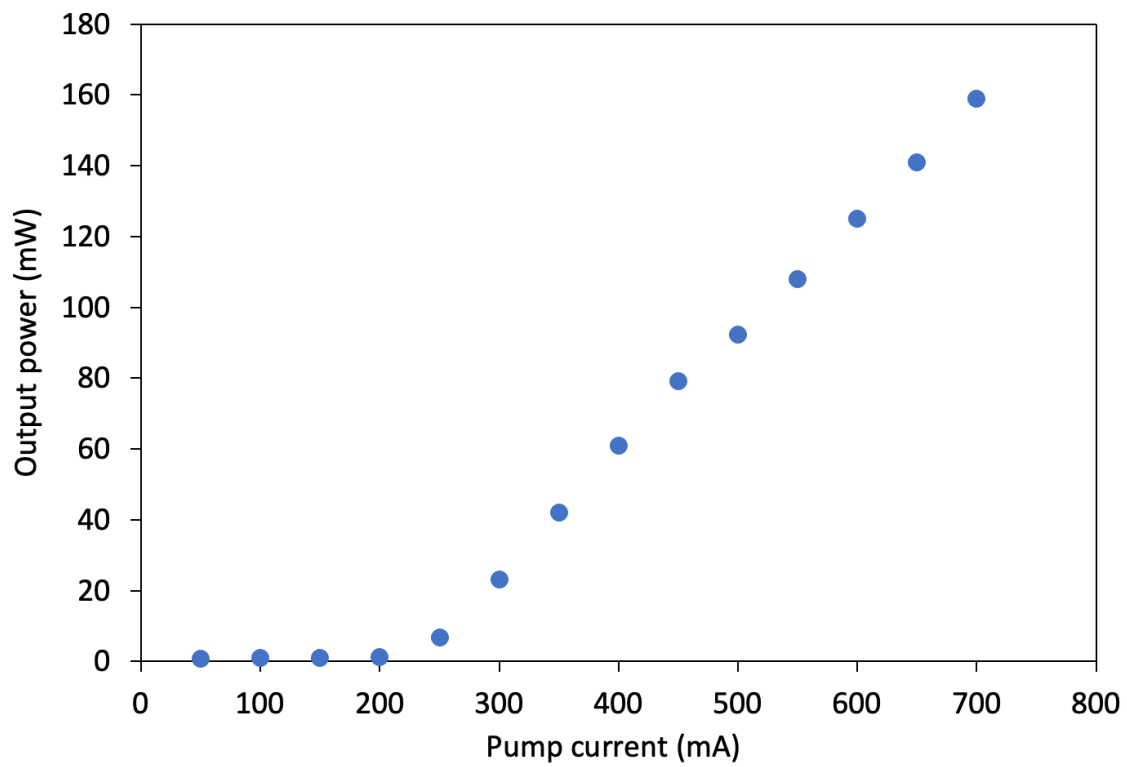


図4.5 シードレーザーの出力特性測定結果

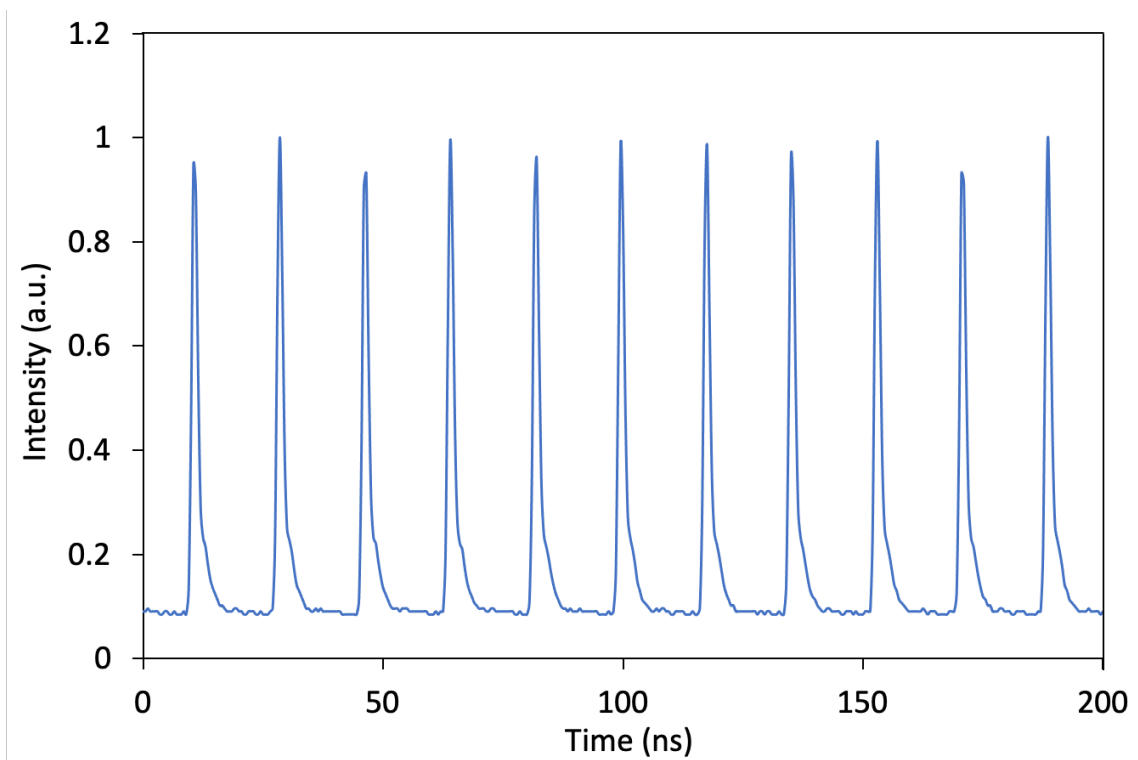


図4.6 シードレーザーの時間波形測定結果

4.2.2 増幅部の諸特性

次に、ダブルクラッド Yb ドープファイバー増幅器について説明する。増幅器に用いられるレーザー媒質には固体結晶型、ロッド型、薄ディスク型、ファイバー型などがある。現在一般的に使用されているのは固体結晶型で、Yb: KGW, Yb: KYW, Yb: YAG などの結晶が多く見受けられる。ロッド型のレーザー媒質は媒質長が長いため、比較的容易に高出力化できる。通常、励起光が全て光に変換されるわけではなく、熱エネルギーにも変換される。ロッド型のレーザー媒質は体積が大きいため、熱の影響も受けやすい。そのため、熱レンズ効果によってビーム品質や集光性能が劣化する。薄ディスク型のレーザー媒質は、ロッド型のレーザー媒質と比較すると体積が少ないため放熱性に優れている。すなわち、ロッド型で問題となっていた熱レンズ効果による影響を低減することができる。また、レーザー媒質部分と増幅器をコンパクトに構成できる利点もある。しかしながら、レーザー媒質長が短いため、1回の照射では励起光はほとんど吸収されない。そのため、反転分布を形成するために励起光を複数回照射する必要がある。一方、ファイバー型のレーザー媒質は、メンテナンスが容易でコンパクトであり、空冷でも十分な冷却が可能である。また、高ビーム品質で変換効率も高い利点がある。しかしながら、非線形光学効果が起こりやすいことや自然放射増幅光 (ASE: Amplified Spontaneous Emission) が発生しやすく損失がある。このように、各レーザー媒質には長所短所があり、用途に応じて使い分ける必要がある。

本研究では、コンパクトな超広帯域光源を実現するため、ファイバー型のレーザー媒質を採用した。マルチモード LD からの励起光とシード光をビームコンバイナで合波させ、ダブルクラッド Yb ドープファイバーに入射させて増幅した。図 4.7 にスペクトル測定結果を示す。スペクトル測定結果より、スペクトル幅を 20nm に保ったまま増幅できていることが確認できる。増幅後の最大平均出力は 5W であった。

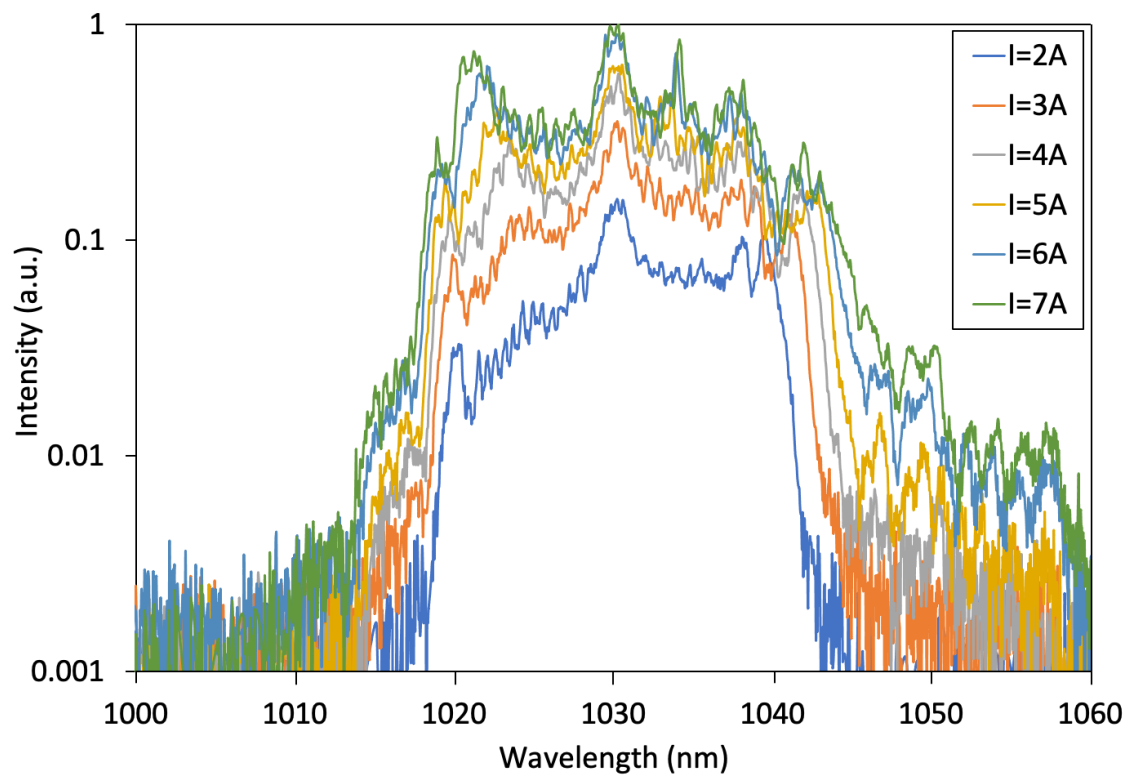


図4.7 ファイバー増幅後のスペクトル測定結果

4.2.3 超広帯域光の諸特性

次に、この増幅光をポンプストリッパー、アイソレータを介して PCF に入射させ、超広帯域光を生成した。PCF の端面への損傷を防ぐために、SMF と PCF の間の融着接続を実施した[49]。図 4.8 にファイバー融着時の写真を示す。各写真の左側は PCF、右側は SMF である。PCF はクラッド部分に複数の空孔が形成されており、通常のファイバー融着時の放電電流を設定してしまうと、PCF の空孔が熱により潰れてしまう。したがって、通常よりも低めの放電電流で融着接続する必要がある。ただし、あまり低い電流値を設定してしまうと、持ち上げた際に簡単に融着部分が離れてしまうため、設定値の条件出し、最適化が必要である。表 4.1 に、ファイバー融着条件一覧表を示す。

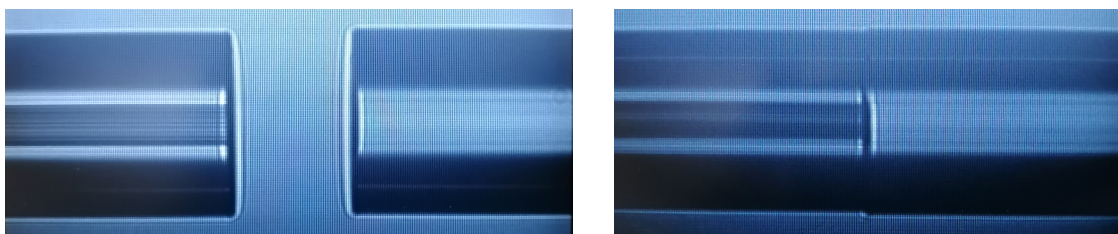


図4.8 ファイバー融着時 (左：融着前 右：融着後) の写真

表 4.1 ファイバー融着条件一覧表

ファイバー融着条件	SMF-SMF	SMF-PCF
前放電電流	16mA	12.5mA
前放電時間	50ms	50ms
本放電電流	17mA	12mA
本放電時間	2000ms	500ms
放電回数	1回	7回
ファイバー端面間隔	15um	15um
押し込み量	10um	5um

図4.9～図4.11に生成した超広帯域光のスペクトル測定結果を示す。PCFの長さを0.8m, 1.5m, 5mと変えて、それぞれスペクトルを測定した。前章で述べたように、PCFへの入射光を増加させる、またはPCFの長さを増加させるとスペクトル幅が広がっていく様子が見てとれる。初期は波長1030nmの入射光が自己位相変調により広がっていき、次第に誘導ラマン散乱により、長波長側の光成分が新たに発生する。その後、入射光と長波長側の光との四光波混合により、今度は短波長側に新たな光成分が発生する。これらの相互作用によりスペクトル幅が大きく広がり、超広帯域光が生成される。結果的に波長500nm～2200nmのスペクトル幅が得られた。図4.12にPCFの長さが5m、平均出力が2Wの場合の超広帯域光のシミュレーション結果を示す。短波長側と長波長側にスペクトルが広がる様子が計算できており、実験結果とよく一致していることが確認できた。また、図4.13に超広帯域光の出力特性測定結果を、図4.14にショートパスフィルター（カットオフ波長1000nm）通過後の超広帯域光のスペクトル測定結果をそれぞれ示す。最大平均出力は全体で2.4W、波長1000nm以下の可視領域で0.7Wであった。

以上の実験結果より、可視領域までスペクトルが広がった超広帯域光を発生させることができた。本研究では、励起光として比較的簡易なファイバー構成で実現できるパルス幅5psの正常分散型モードロックレーザーを用い、さらに非線形光学媒質として長さ5mのPCFを用いることで、パルス圧縮器を必要としない、コンパクトなファイバーベースの超広帯域光源を実現することに成功した。

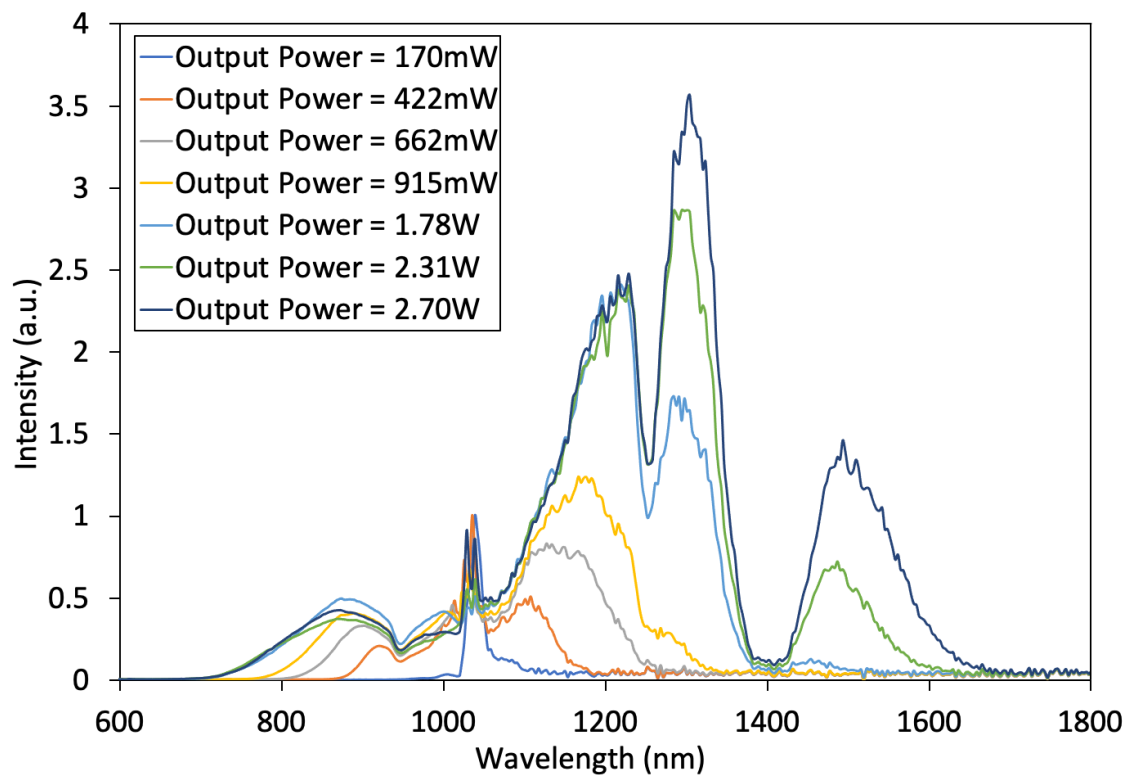


図 4.9 超広帯域光のスペクトル測定結果 (PCF 0.8m)

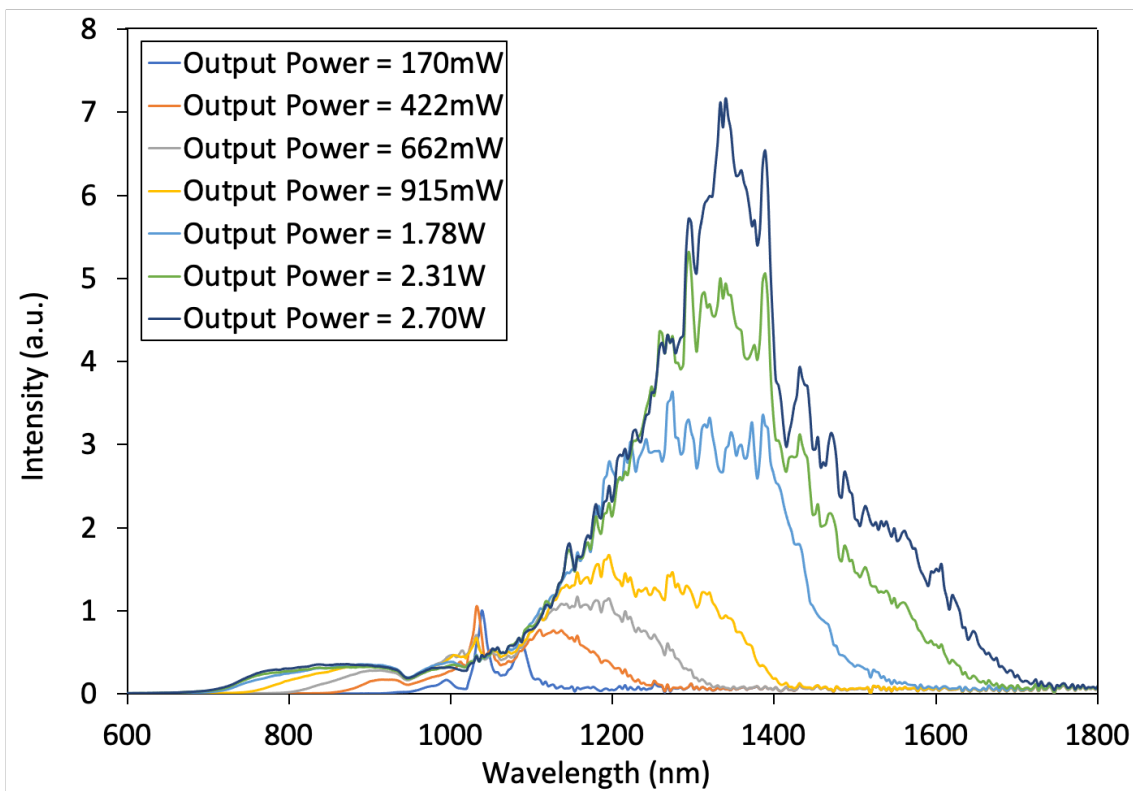


図4.10 超広帯域光のスペクトル測定結果 (PCF 1.5m)

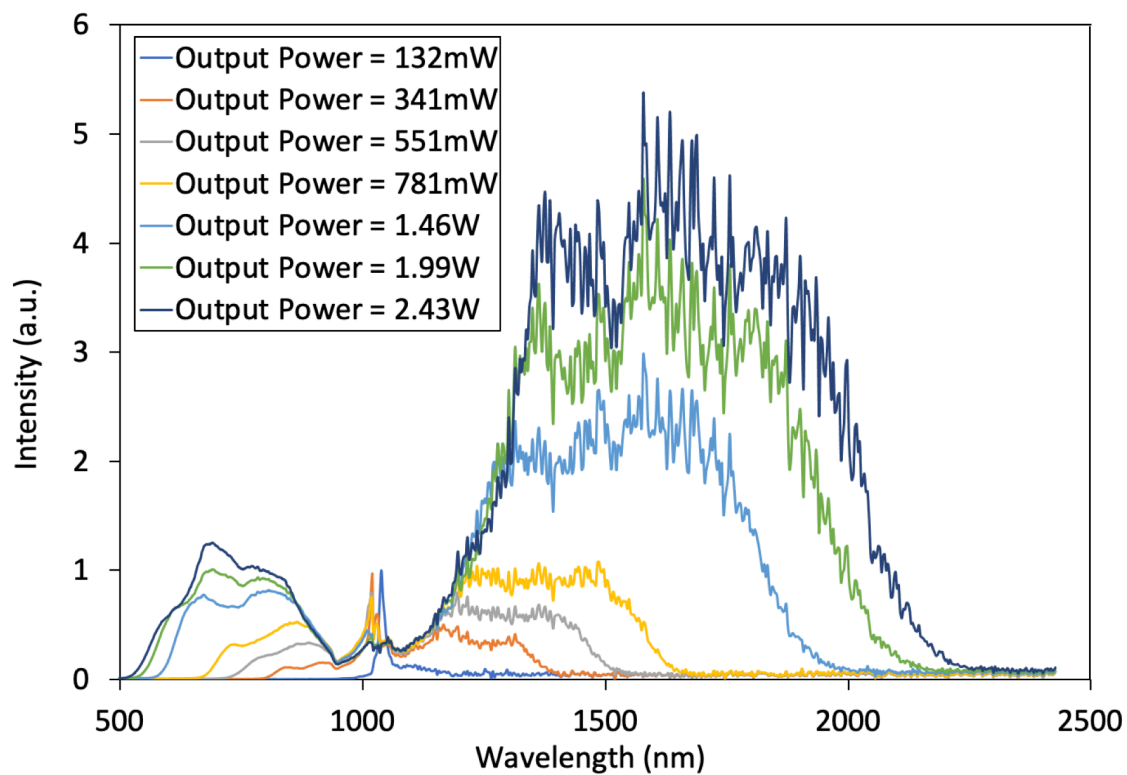


図4.11 超広帯域光のスペクトル測定結果 (PCF 5m)

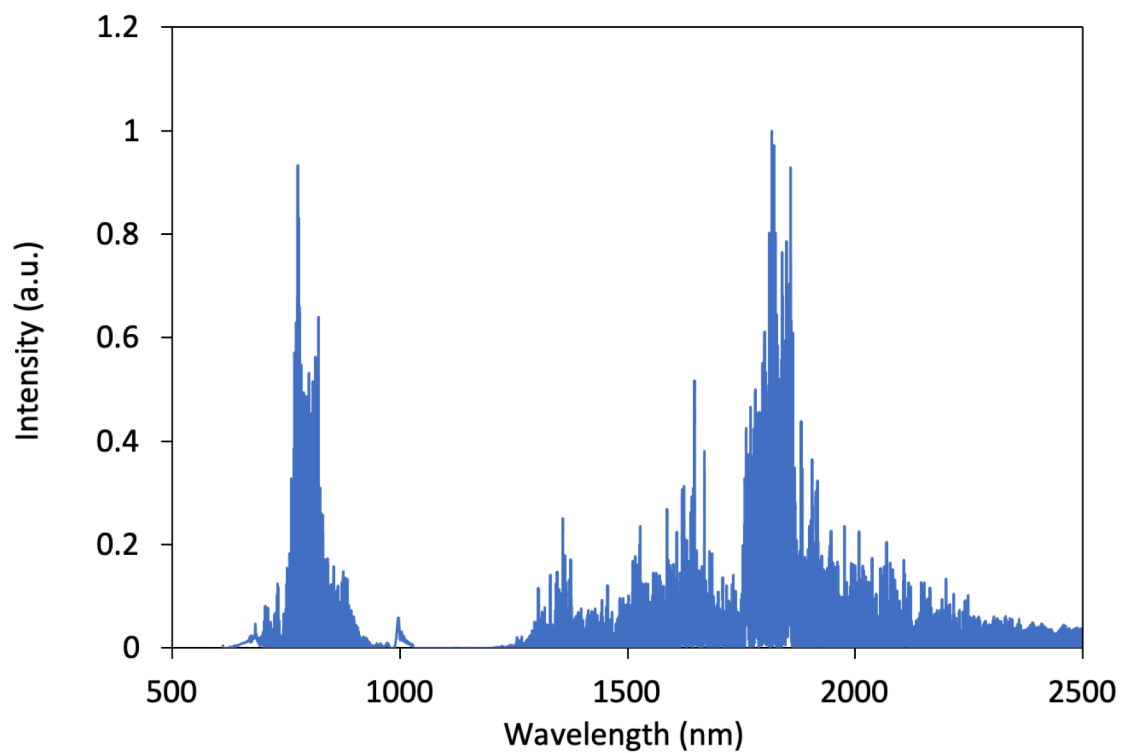


図4.12 超広帯域光のシミュレーション結果 (PCF 5m, 出力2W)

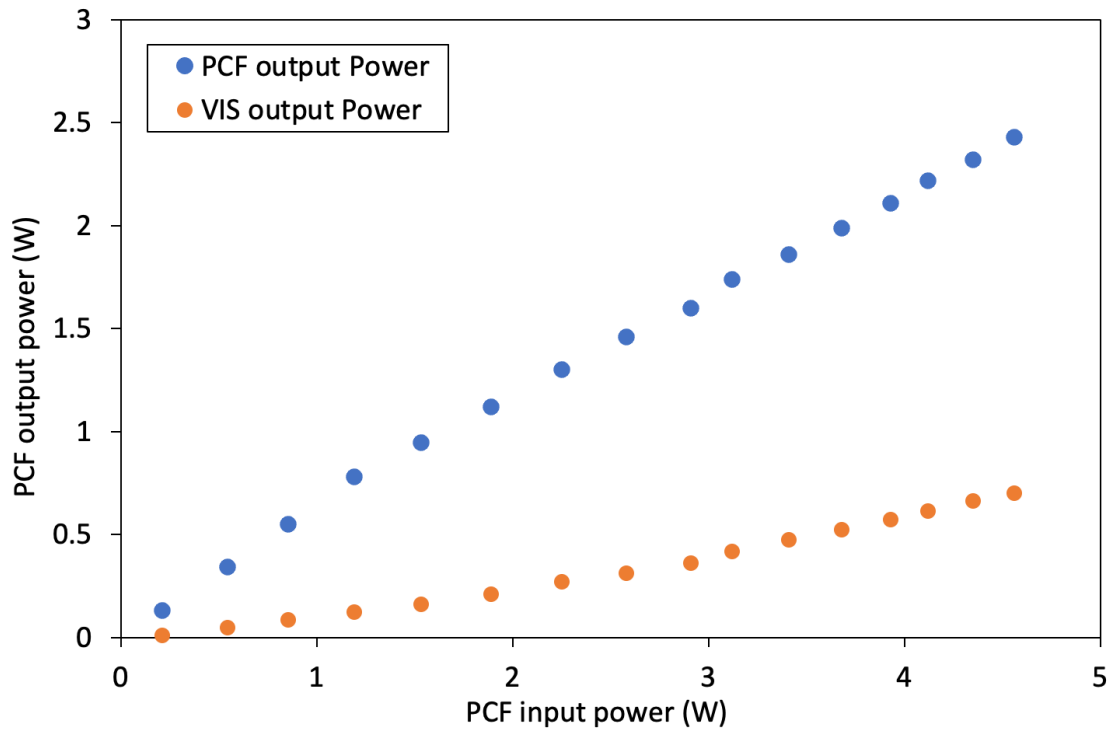


図4.13 超広帯域光の出力特性測定結果

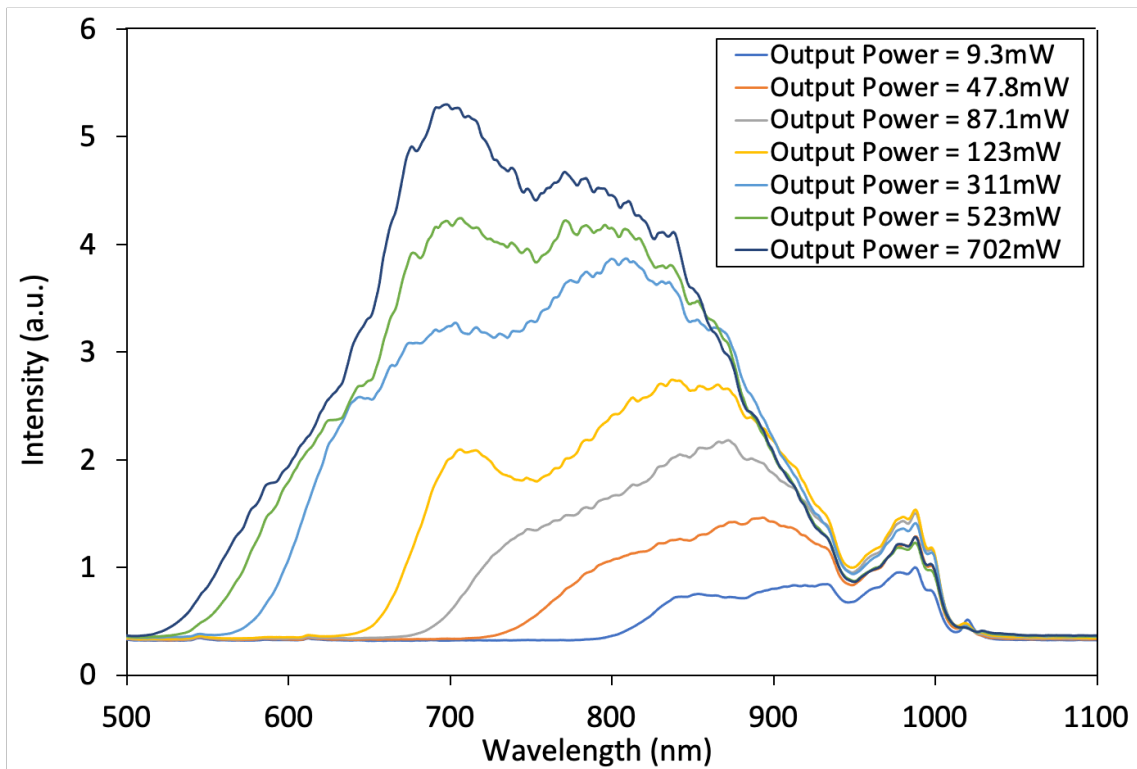


図4.14 超広帯域光のスペクトル測定結果 (PCF 5m, ショートパスフィルター通過後)

第 5 章 偏光分光計測

5.1 偏光分光計測の概要

偏光分光計測では、反射または透過による偏光状態の変化から試料の光学定数を測定する。以下では、偏光分光計測において最も重要となる偏光について説明する。その後、偏光の数学的表記法であるストークスパラメータを説明する。ストークスパラメータを用いることで、あらゆる偏光状態を表示することが可能になる。偏光分光計測では、このストークスパラメータを測定している。また、ストークスベクトルに作用する偏光素子は、ミューラー行列で記述される。このミューラー行列について述べた後、偏光計測法について説明する。

5.1.1 偏光の表示と種類

光波の伝搬方向を z 軸とし、その軸に垂直な面内の電界ベクトルを考えたとき、電界の振動方向が規則的、あるいはその状態が偏っている状態を偏光という。偏光状態を理解するためには、光の位相差を考慮することが必要であり、位相のずれによって光は円偏光や楕円偏光と呼ばれる状態になる。以下では、光の位相および直線偏光や円偏光などの偏光に関する基礎的な事項を説明する。

光が z 軸方向に伝搬するとき、マクスウエルの方程式を用いると、光の電界に対する方程式は以下の式で表すことができる。

$$E = E_0 \exp[i(\omega t - kz + \delta)] \quad (5.1)$$

また、上式で示した z 軸に垂直な面の電界ベクトルは、面内で互いに直行する 2 つの振動成分として、 x 軸および y 軸に分けて表わすことができる。この場合には、 z 軸方向の光は E_x および E_y の合成電界ベクトルとして次式で示される。

$$\begin{aligned} E(z, t) &= E_x(z, t) + E_y(z, t) \\ &= \{E_{x0} \exp [i(\omega t - kz + \delta_x)]\}x + \{E_{y0} \exp [i(\omega t - kz + \delta_y)]\}y \end{aligned} \quad (5.2)$$

ここで、 x および y は x 軸および y 軸に対する単位ベクトルである。偏光状態を示すためには、 x, y 軸に対する初期位相 (δ_x, δ_y) の絶対値は必要ではなく、相対的な位相差 $\Delta = \delta_x - \delta_y$ のみを考えれば良い。偏光分光計測においても同様に位相差だけが取り扱われる。

図5.1は、位相差 $\Delta = \delta_x - \delta_y$ を変化させた場合の偏光状態の変化を示している。ここでは、 $E_{x0} = E_{y0}$ および $k = 1$ としている。図からわかるように、 $\Delta = \delta_x - \delta_y = 0$ の場合には、 x, y 軸方向の電界に位相差はなく、 x, y 軸の合成電界ベクトルは常に xy 平面の45度方向に固定されており、直線偏光と呼ばれる。また、 $\Delta = \delta_x - \delta_y = -\pi/2$ の場合には、合成電界ベクトルが時間と共に円形に回転する円偏光になる。このとき、 z 軸上のある点に位置を固定すると、時間の経過とともに合成電界ベクトルは右方向 (時計回り) に回転する。この偏光は右回り円偏光と呼ばれる。逆に $\Delta = \delta_x - \delta_y = \pi/2$ の場合には、合成電界ベクトルは左方向 (反時計回り) に回転する。この偏光は左回り円偏光と呼ばれる。これ以外の振幅 (E_{x0}, E_{y0})、位相差 Δ のときは合成ベクトルが楕円形に回転し、この偏光は楕円偏光と呼ばれる。

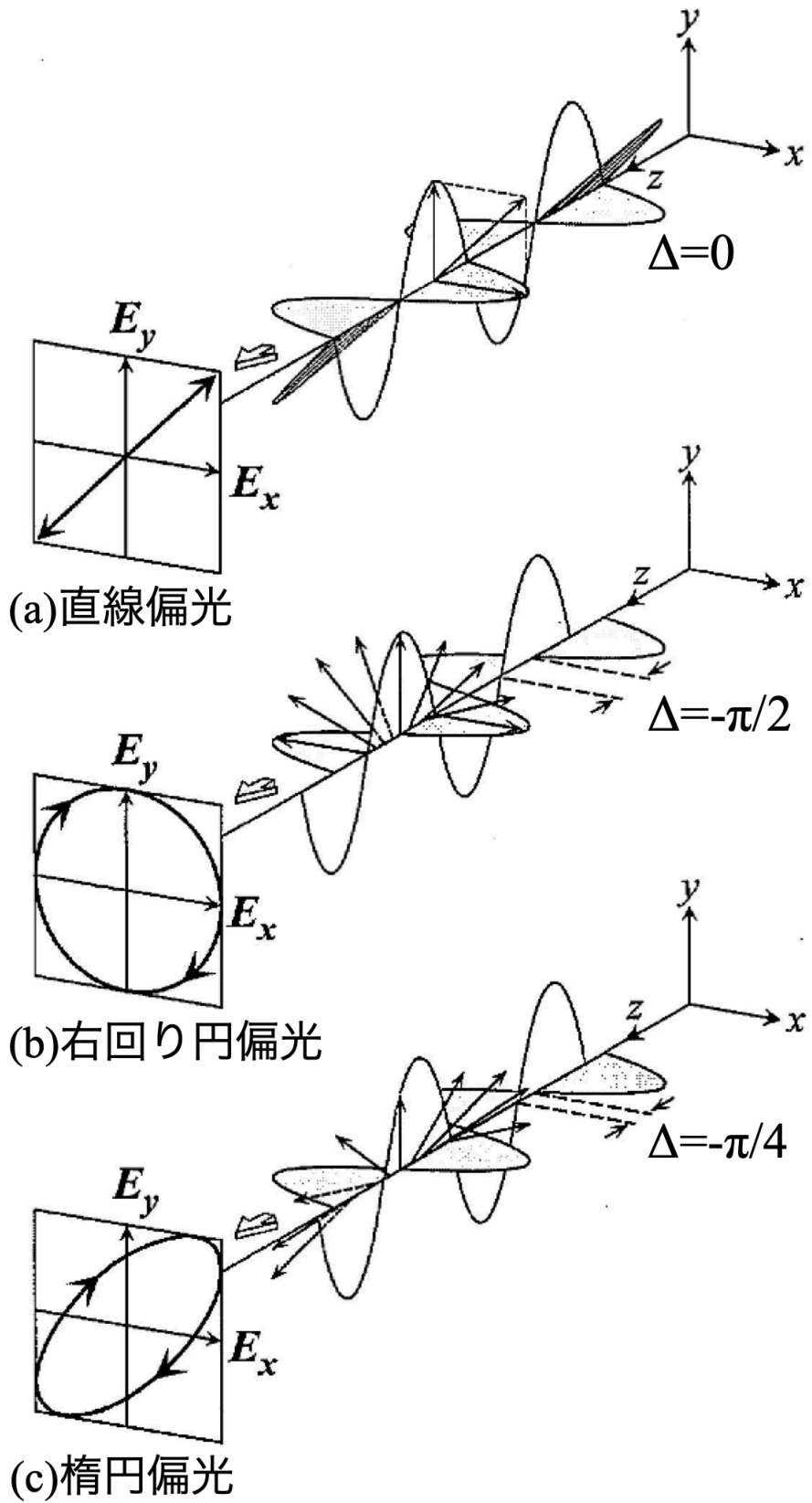


図 5.1 (a)直線偏光, (b)右回り円偏光, (c)楕円偏光の表示. 文献[50]から引用

図 5.2 は、 $\Delta = \delta_x - \delta_y$ を 0 から 2π まで連続的に変化させた時の偏光状態を示している。図からわかるように、 x, y 電界の位相差が変化することにより、偏光状態が大きく変化することがわかる。この位相差が 0 または π になる時には直線偏光、 $\pi/2$ または $3\pi/2$ になる時には円偏光、それ以外の時には楕円偏光になることがわかる。

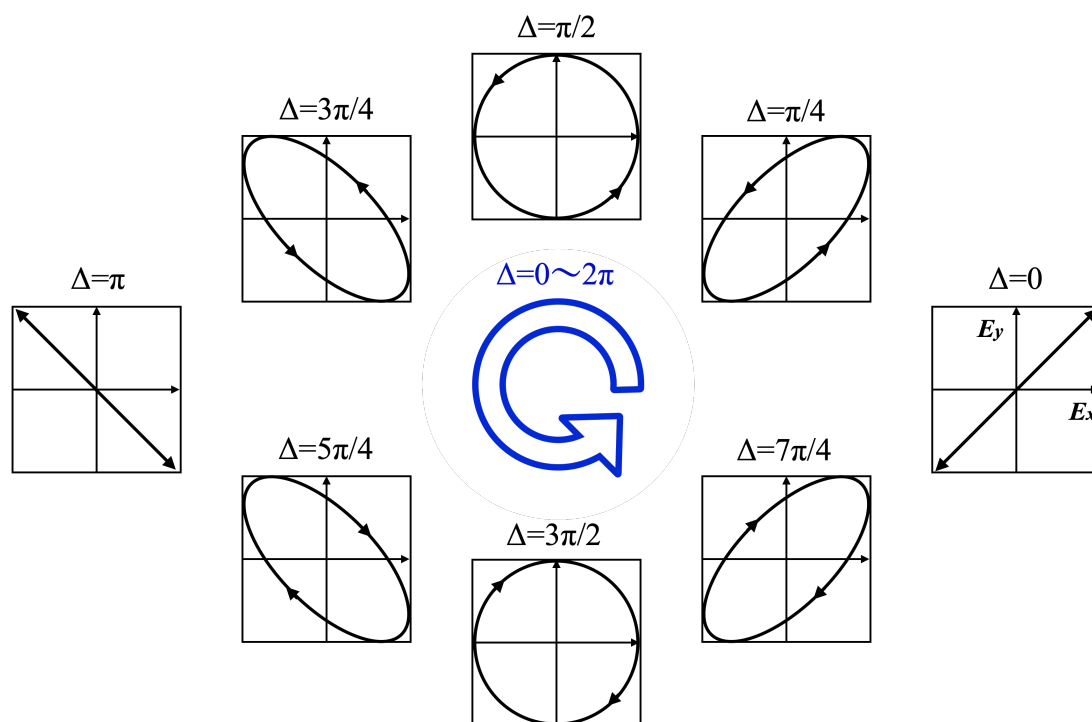


図 5.2 位相差 $\Delta = \delta_x - \delta_y$ による偏光状態の変化 ($E_{x0} = E_{y0}$).

5.1.2 ストークスパラメータ

偏光状態は次に示す 4 つのパラメータから定義され、これらはストークスパラメータと呼ばれる。

$$\begin{aligned}
 S_0 &= I_x + I_y \\
 S_1 &= I_x - I_y \\
 S_2 &= I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\
 S_3 &= I_R - I_L
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

S_0 は入射光強度を示し、 S_1 は x 方向の直線偏光が示す光強度 I_x から y 方向の光強度 I_y を引いたものを示している。また、 S_2 は $+45^\circ$ 方向の直線偏光の光強度 I_{+45° から -45° 方向の光強度 I_{-45° を引いたものを示している。 S_3 は右回り円偏光の光強度 I_R から左回りの円偏光 I_L を引いたものを示している。 S_1 から S_3 のパラメータは、各々どちらの偏光の成分が大きいかを示しており、例えば $S_1 > 0$ の場合には、 x 方向に直線偏光が偏っていることを表している。代表的な偏光状態を表すストークスパラメータ（ストークスベクトルとも呼ばれる）を表 5.1 に示す。

表 5.1 ジョーンズベクトルおよびストークスベクトルによる偏光状態の表示

	偏光状態	ジョーンズベクトル	ストークスベクトル
直線偏光 (x 軸方向)	x 軸方向の直線偏光成分のみ	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
直線偏光 (y 軸方向)	y 軸方向の直線偏光成分のみ	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
直線偏光 (45° 方向)	x 軸方向の直線偏光と y 軸方向の直線偏光の位相差 0°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
直線偏光 (-45° 方向)	x 軸方向の直線偏光と y 軸方向の直線偏光の位相差 180°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$
円偏光 (右回り)	x 軸方向の直線偏光と y 軸方向の直線偏光の位相差 $+90^\circ$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
円偏光 (左回り)	x 軸方向の直線偏光と y 軸方向の直線偏光の位相差 -90°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$
楕円偏光	振幅比角 Ψ 位相差 Δ を持つ偏光	$\begin{bmatrix} \sin \Psi \exp i\Delta \\ \cos \Psi \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -\cos 2\Psi \\ \sin 2\Psi \cos \Delta \\ -\sin 2\Psi \sin \Delta \end{bmatrix}$

5.1.3 ポアンカレ球

前章のストークスパラメータは $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ の関係があるため、これらを正規化すると、 $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1$ となる。したがって、光の偏光状態は図 5.3 に示すような、 S_1 , S_2 , S_3 を直交軸、半径を 1 とする球の表面上の点で表すことができる。この球はポアンカレ球と呼ばれる。ポアンカレ球の大きさ自体は入射光強度 S_0 を示す。ポアンカレ球を地球に例えると、赤道上の偏光は全て直線偏光であり、赤道上の位置により直線偏光の方向は回転する。地球の北極に対応する位置では右回り円偏光となり、南極に対応する位置では左回り円偏光となる。また、それ以外の位置では全て楕円偏光となる。図から分かるように、北半球では楕円および円偏光は全て右回りになり、南半球では全て左回りになる。以下にポアンカレ球の特徴をまとめる。

- ① 赤道上是全て直線偏光 (楕円率 0) を表す。
- ② 北極および南極は円偏光 (楕円率 1) を表す。
- ③ 赤道、北極、南極以外は全て楕円偏光を表す。
- ④ 緯度が同じであれば楕円率は一定であり、経度が同じであれば方位角は一定である。
- ⑤ 北半球は右回りの偏光、南半球は左回りの偏光を表す。

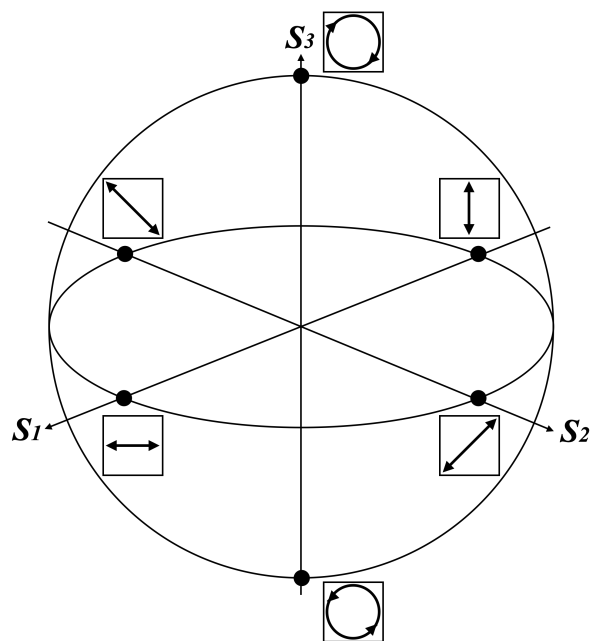


図 5.3 ポアンカレ球による偏光状態の表示。

ポアンカレ球上の座標は、図 5.4 に示すように (Δ, Ψ) 系および (ε, θ) 系の 2 つの座標系から表すことができる。 (Δ, Ψ) 系では、 x 軸および y 軸を直交座標として考えるのに対し、 (ε, θ) 系では、 楕円偏光の長軸 (長さ $2a$) および短軸 (長さ $2b$) を直交座標として考える。 長軸が x 軸となす角 θ は主軸方位角と呼ばれ、 ε は楕円率角を示し、 $\tan(\varepsilon) = b/a$ で与えられる。 $\tan(\varepsilon) = 0$ すなわち $\varepsilon = 0^\circ$ の場合は直線偏光となり、 $\tan(\varepsilon) = 1$ すなわち $\varepsilon = 45^\circ$ の場合は円偏光となる。 ポアンカレ球の赤道線上では全て直線偏光であり、 主軸方位角 θ だけが変化している。 また、 ポアンカレ球上での緯度を変化させると、 主軸方位角 θ は変わらず楕円率角 ε だけが変化する。 ここで、 図 5.5 に示すように、 ポアンカレ球上の P 点 (S_1, S_2, S_3) は次式で表される。

$$\begin{aligned} S_1 &= \cos 2\varepsilon \cos 2\theta \\ S_2 &= \cos 2\varepsilon \sin 2\theta \\ S_3 &= \sin 2\varepsilon \end{aligned} \tag{5.4}$$

また、 式(5.4)を用いると、 ストークスパラメータから (ε, θ) を次式により求めることができる。

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{S_2}{S_1} \right) \\ \varepsilon &= \frac{1}{2} \sin^{-1} (S_3) \end{aligned} \tag{5.5}$$

図 5.4 に示すように、 (Δ, Ψ) の Δ および Ψ は、 それぞれ位相差、 および振幅比の角度を表しており、 $\Delta = \delta_x - \delta_y$ および $\tan(\Psi) = E_{x0} / E_{y0}$ で与えられる。

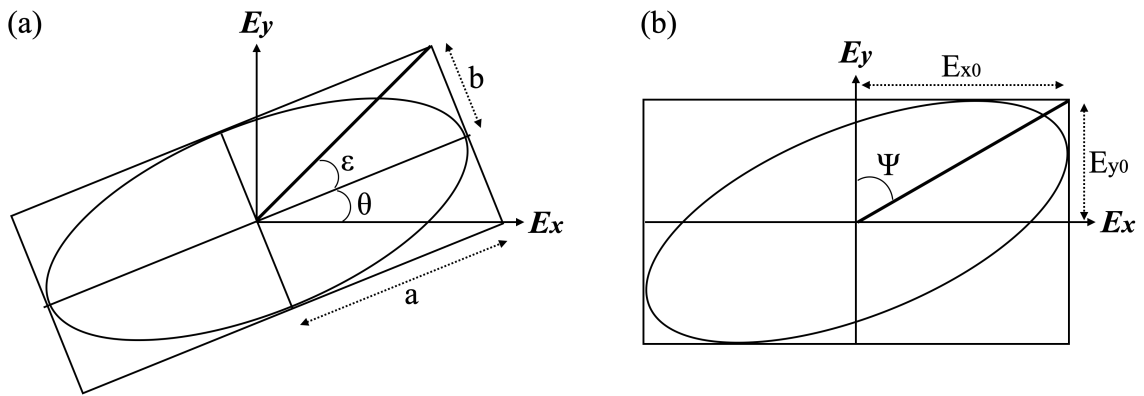


図 5.4 (a) (ϵ, θ) 系, (b) (Δ, Ψ) 系の座標による楕円偏光の表示.

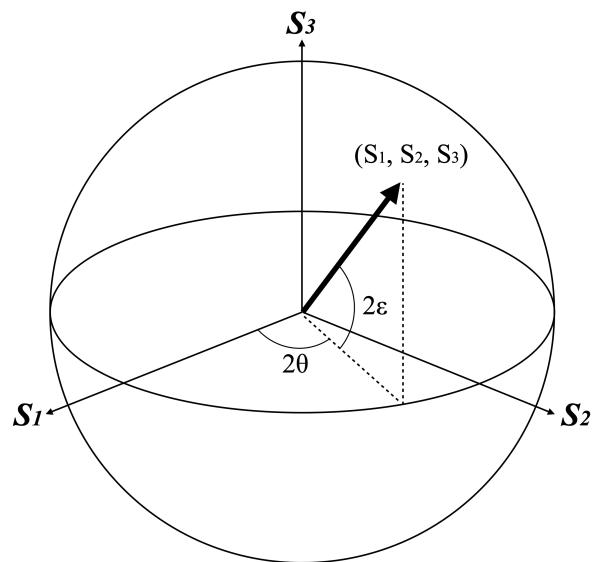


図 5.5 (ϵ, θ) 系座標を用いたポアンカレ球上の点の表示.

5.1.4 ミュラー行列

ミュラー行列は物体を透過，または物体表面で反射する光にどのような偏光の変化を与えるかを，物体の偏光特性として 4×4 の行列で表すことができる。

図 5.6 のように，サンプルのミュラー行列を M ，サンプルを透過前後のストークスベクトルをそれぞれ S ， S' とすると，下式のような線形の関係で表すことができる。

$$S' = M \cdot S$$

$$\begin{bmatrix} S_0' \\ S_1' \\ S_2' \\ S_3' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

したがって，入射光のストークスベクトルが規定されると，サンプルのミュラー行列が決定される。代表的な光学素子のミュラー行列を表 5.2 に示す。

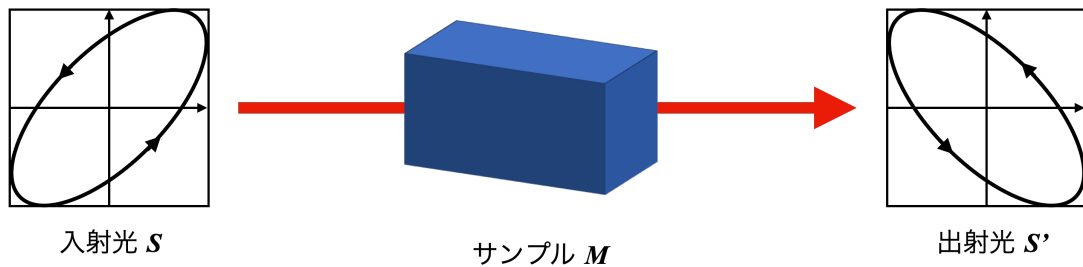


図5.6 入射光と出射光の偏光状態の変化を示す概念図

表 5.2 ジョーンズ行列およびミュラー行列による偏光状態の表示

	機能	ジョーンズ行列	ミュラー行列
偏光子	特定方向の偏光のみを取り出す	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
位相子 (位相 δ)	直行する直線偏光に位相差 σ を与える	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix}$
座標回転 (回転角 α)	座標を α° 回転させる	$\begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ 0 & -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
計測試料	振幅比角 Ψ 位相差 Δ を持つ試料	$\begin{bmatrix} \sin \Psi \exp i\Delta & 0 \\ 0 & \cos \Psi \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & -\cos 2\Psi & 0 & 0 \\ -\cos 2\Psi & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin 2\Psi \cos \Delta & \sin 2\Psi \sin \Delta \\ 0 & 0 & -\sin 2\Psi \sin \Delta & \sin 2\Psi \cos \Delta \end{bmatrix}$
	機能	ジョーンズ行列	ミュラー行列
1/4波長板 (90°位相子)	直行する直線偏光に90°位相差を与える	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$
1/2波長板 (180°位相子)	直行する直線偏光に180°位相差を与える	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$
座標回転 (回転角45°)	座標を45°回転させる	$\begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
座標回転 (回転角90°)	座標を90°回転させる	$\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$

5.1.5 偏光計測法

前節で述べた様々な偏光状態を測るための偏光計測法について説明する．任意の偏光状態を特定するためには，偏光の位相差 Δ および振幅比 Ψ の両方を計測する必要があるが，これらを直接測定することは非常に困難である．そこで，前節で述べたストークスパラメータを用い，任意の偏光状態を特定する．光強度を直接測定することでストークスパラメータを求めることができるため，偏光計測ではこの方法が主流となっている．以下に具体的な手順について説明する．

図5.7に示すように，偏光子と光検出器を用い，偏光子を通過した測定光の光強度を光検出器で測定する．このとき，偏光子の進相軸を 0° ， 45° ， 90° ， 135° と回転させ，各々の光強度 I_{0° ， I_{45° ， I_{90° ， I_{135° を測定する．ここで，測定光のストークスベクトル \mathbf{S}_{0° ， \mathbf{S}_{45° ， \mathbf{S}_{90° ， \mathbf{S}_{135° は以下の式で表される．

$$\mathbf{S}_{0^\circ} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 + S_1 \\ S_0 + S_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

$$\mathbf{S}_{45^\circ} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 + S_2 \\ 0 \\ S_0 + S_2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

$$\mathbf{S}_{90^\circ} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 - S_1 \\ -S_0 + S_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

$$\mathbf{S}_{135^\circ} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 - S_2 \\ 0 \\ -S_0 + S_2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

したがって、上記ストークスベクトル \mathbf{S}_{0° , \mathbf{S}_{45° , \mathbf{S}_{90° , \mathbf{S}_{135° の第一成分がそれぞれ光強度 I_{0° , I_{45° , I_{90° , I_{135° であるため、ストークスパラメータ S_1 , S_2 はそれぞれ $S_1 = I_{0^\circ} - I_{90^\circ}$, $S_2 = I_{45^\circ} - I_{135^\circ}$ と表すことができる。また、図5.8に示すように、1/4波長板と偏光子を通過した測定光の光強度を光検出器で測定する。このとき、偏光子の進相軸を 45° , 135° と回転させ、各々の光強度 I'_{45° , I'_{135° を測定する。ここで、測定光のストークスベクトル \mathbf{S}'_{45° , \mathbf{S}'_{135° は以下の式で表される。

$$\mathbf{S}'_{45^\circ} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 + S_3 \\ 0 \\ S_0 + S_3 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

$$\mathbf{S}'_{135^\circ} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 - S_3 \\ 0 \\ -S_0 + S_3 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

したがって、上記ストークスベクトル \mathbf{S}'_{45° , \mathbf{S}'_{135° の第一成分がそれぞれ光強度 I'_{45° , I'_{135° であるため、ストークスパラメータ S_3 は $S_3 = I'_{45^\circ} - I'_{135^\circ}$ と表すことができる。

以上より、偏光子、1/4波長板、光検出器を用い、偏光子を回転させて光強度を測定することで、ストークスパラメータを求めることができる。

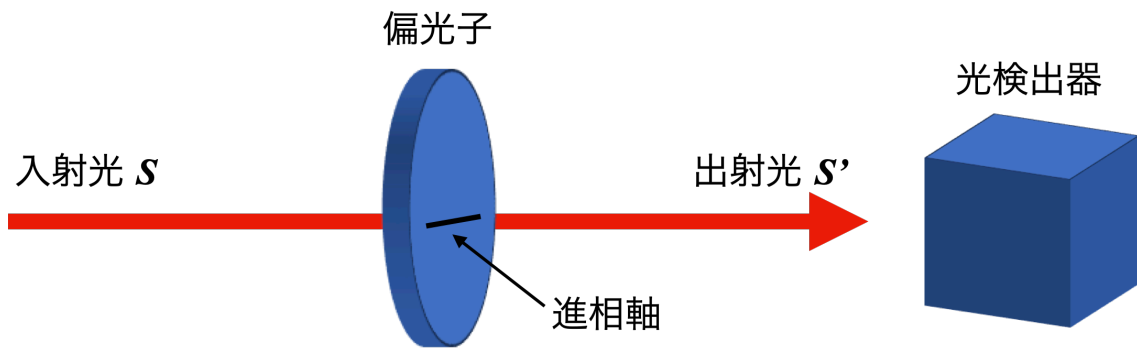


図5.7 偏光子を用いた偏光計測法を示す概念図

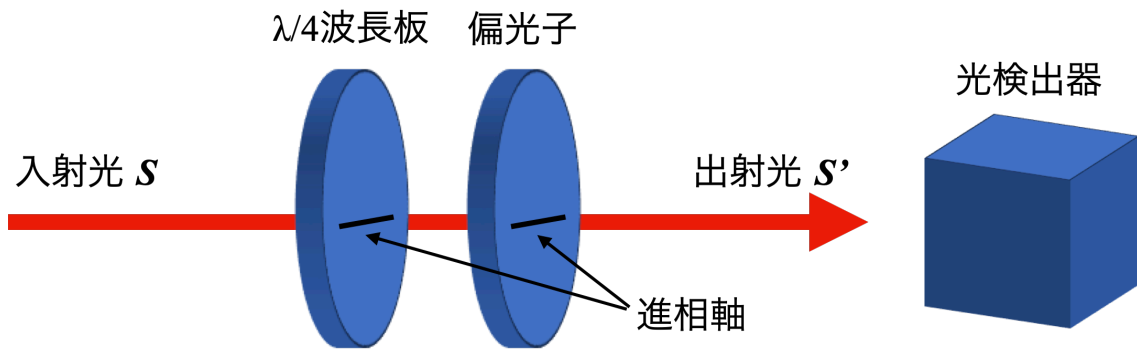


図5.8 偏光子と $\lambda/4$ 波長板を用いた偏光計測法を示す概念図

5.2 超広帯域ベクトルビームを用いた偏光分光計測

5.2.1 時間分解偏光分光解析の概要

本節では、偏光分光計測の高速化を実現するため、時間的にエンコードされた超広帯域ベクトルビームを用いた時間分解偏光解析の概念を説明する。図 5.9 (a) は、時間分解偏光分光解析の方法を示す。白色光源として、第 4 章で述べた超広帯域光を使用した。図 5.9 (b) に示すように、この超広帯域光を長さ 1km の長尺ファイバーに入射し、ファイバーの波長分散によりパルス幅が拡張される。これにより、スペクトルが時間に紐付けられ、波長が時間ごとに変化する状態を作り出すことができる。その後、偏光ビームスプリッター、リターダンス $\Delta(\lambda)$ を持つ位相子、およびアクロマティック 1/4 波長板を介してベクトルビームを生成した。セナルモン構成を利用したこの光学配置により、 $\Delta(\lambda)$ を有する位相子のリターダンスを偏光回転に変換できる。偏光回転のミュラー行列計算は次のように表すことができる。

$$\mathbf{S}_{out} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{R} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{S}_{in} \quad (5.13)$$

ここで、 \mathbf{S}_{in} , \mathbf{P} , \mathbf{R} , \mathbf{Q} , および \mathbf{S}_{out} は、それぞれ入射光のストークスペクトル、偏光子のミュラー行列、位相子のミュラー行列、アクロマティック 1/4 波長板のミュラー行列、および出力光のストークスペクトルを示す。これらのミュラー行列とストークスペクトル間の計算は次のように記述される。

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{out} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Delta(\lambda) & 0 & -\sin \Delta(\lambda) \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \Delta(\lambda) & 0 & \cos \Delta(\lambda) \end{pmatrix} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 \\ \cos \Delta(\lambda) \\ \sin \Delta(\lambda) \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.14)$$

ここで、リターダンスは $\Delta(\lambda) = 2\pi\delta_n d/\lambda$ として表される。 δ_n は複屈折であり、複屈折材料の速軸と遅軸の間の屈折率の差を指す。また、 d は位相差板の厚みである。このようなセナルモン構成を利用することで、得られたベクトルビームは直線偏光であり、かつ波長に応じて主軸方位角が変化する。すなわち、偏光が波長に紐付けられ、主軸方位角が波長ごとに変化する状態を作り出すことができる。結果的に、スペクトルと偏光が時間に紐づけられ、波長および主軸方位角が時間ごとに変化する状態となる。

以上により，MHz の時間領域でスペクトル偏光変調が実現される．式(5.14)で用いられている波長は，時間の関数として次のように表される．

$$\lambda = f(t) \quad (5.15)$$

ここで， f は時間 t を波長 λ に換算する関数である．また，光ファイバーの波長分散 $D(\lambda)$ および遅延時間 T は，それぞれ次のように表すことができる．

$$D(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2(\lambda) = A_1\lambda^3 + A_2\lambda + A_3\lambda^{-3} + A_4\lambda^{-5} \quad (5.16)$$

$$T = \int [D(\lambda)L] d\lambda \quad (5.17)$$

ここで， λ は波長， c は光の速度， L はファイバーの長さである． β_2 は伝播定数 β の 2 次導関数であり，群速度分散を意味する． A_1, A_2, A_3, A_4 はセルマイヤー方程式のフィッティング係数である．

超広帯域光はベクトルビーム発生器を通過した後，サンプルに入射させる． \mathbf{s}_{out} のストークスベクトルによる偏光状態は，サンプルを通じて取得される．偏光分光計測は偏光無依存のビームスプリッター，2 枚のハーフミラー，4 枚の偏光子，および 4 個のフォトディテクタで構成される．4 枚の偏光子の進相軸はそれぞれ $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ に設定されている．4 枚の偏光子と 4 個のフォトディテクタがサンプルの偏光情報を含む時系列スペクトルを検出する．各フォトディテクタの時系列スペクトルを図 5.9 (c) に示す．確光強度 $I_{0^\circ}, I_{45^\circ}, I_{90^\circ}, I_{135^\circ}$ を取得した後，前節で説明した偏光計測法によりストークスパラメータは次のように計算できる．

$$s_0(t) = I_{0^\circ}(t) + I_{90^\circ}(t) \quad (5.18)$$

$$s_1(t) = I_{0^\circ}(t) - I_{90^\circ}(t) \quad (5.19)$$

$$s_2(t) = I_{45^\circ}(t) - I_{135^\circ}(t) \quad (5.20)$$

図 5.9 (d) に示すように，出力光の偏光状態を示す主軸方位角 $\theta(t)$ は次のように表すことができる．

$$\theta(t) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{s_2(t)}{s_1(t)} \quad (5.21)$$

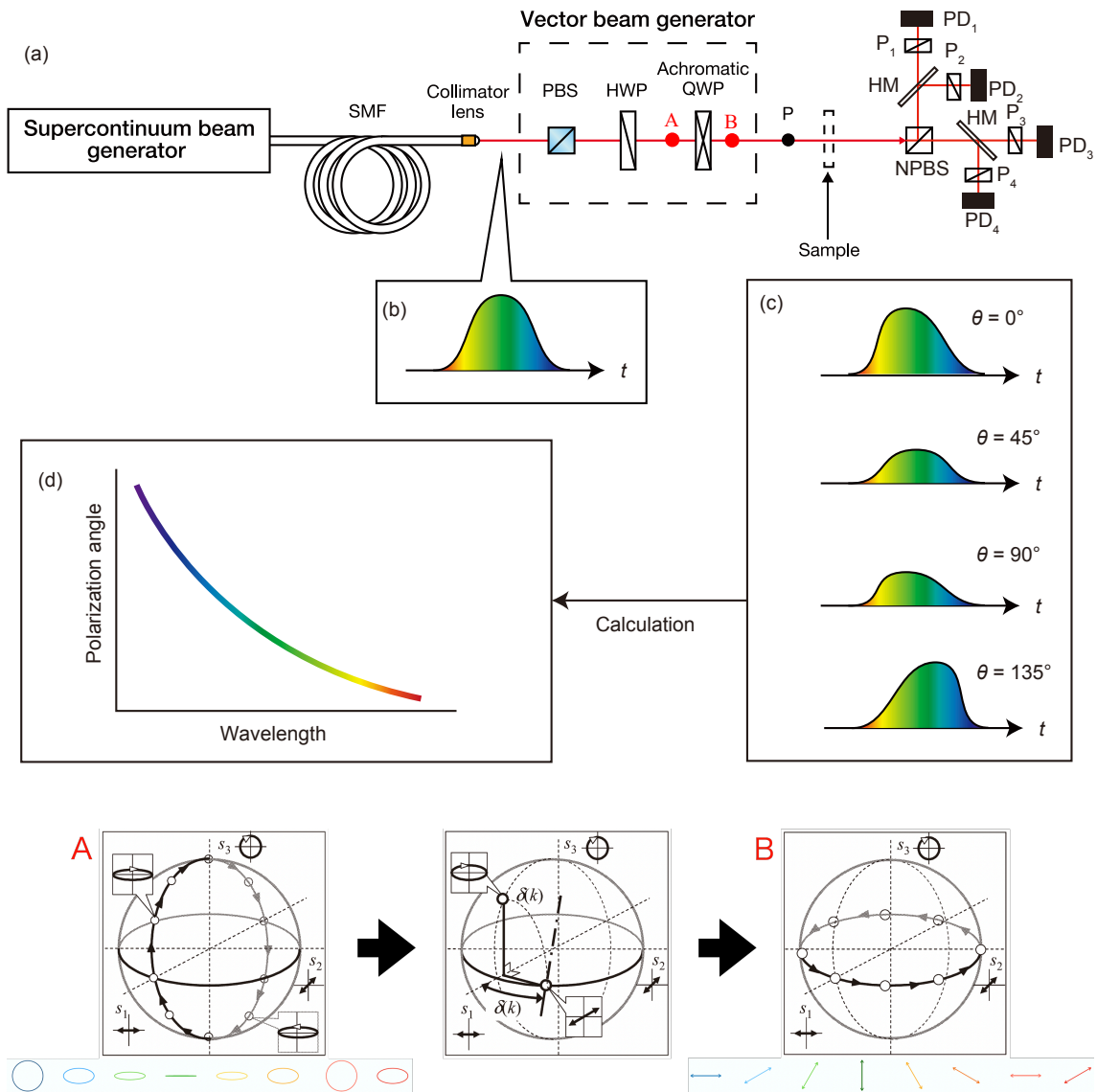


図5.9 時間分解偏光分光解析方法の概念図

次に、時間から波長に変換するための時間遅延曲線を計算した。図 5.10 に実験に用いた長さ 1km の SMF の特性を示す。青い線は SMF の波長分散を示し、赤い線は長さ 1km の SMF を伝搬するときの時間遅延を示す。用いた SMF はこの波長領域では正常分散であるため、長波長成分は伝搬速度が速く、短波長成分は伝播速度が遅い。ここでは、波長 1000nm の光成分を基準とし、波長 1000nm よりも短い波長成分は速度が遅いため、短波長側へ行くほど遅延時間は大きくなる。また、この遅延時間曲線は波長と時間の関係そのものを表しているため、SMF 伝搬後の光成分に対し、時間軸から波長軸へ変換できる。ここでは、ファイバーの分散曲線から遅延時間を計算する方法を説明する。まず、ファイバーカタログから SMF の分散曲線を取得した。次に、式(5.16)を適用し、分散曲線をセルマイヤーの多項式でフィッティングした。

今回の場合、各係数は $A_1 = -4.65 \times 10^{-10} \text{ ps} / (\text{nm}^4 \cdot \text{km})$, $A_2 = 2.19 \times 10^{-2} \text{ ps} / (\text{nm}^2 \cdot \text{km})$, $A_3 = -7.91 \times 10^{10} (\text{ps} \cdot \text{nm}^2) / \text{km}$, $A_4 = 3.43 \times 10^{15} (\text{ps} \cdot \text{nm}^4) / \text{km}$ と計算された。最後に、セルマイヤーの多項式に算出された係数を当てはめて分散曲線を再プロットし、可視波長範囲まで拡張して時間軸から波長軸への変換を行なった。

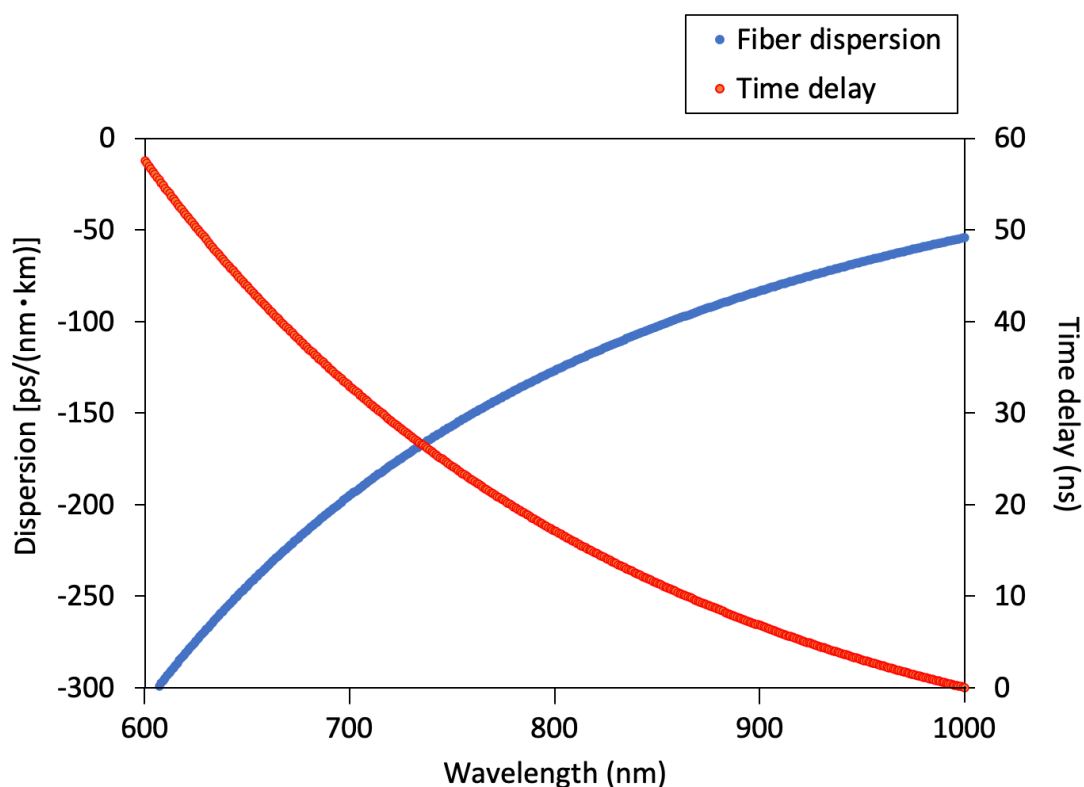


図5.10 1kmファイバーの波長分散と時間遅延曲線の計算結果

5.2.2 実験系の説明

図 5.11 に、時間的にエンコードされた超広帯域ベクトルビームを用いた偏光分光計測の実験系と写真を示す。白色光源として、第 4 章で述べた超広帯域光 (波長 1000nm 以下の可視領域のみ) を使用した。この超広帯域光を長さ 1km の SMF に入射し、パルス幅を 5ps から 20ns に拡張した。その後、偏光ビームスプリッター、偏光依存性を持つ 1/2 波長板、およびアクロマティック 1/4 波長板で構成されるベクトルビーム発生器を介して時間的にエンコードされた超広帯域ベクトルビームに変換される。偏光依存性を持つ 1/2 波長板は、前節で説明した位相子としての機能を持つ。測定サンプルを通過した後、出力光の偏光状態は波長の関数として影響を受ける。この実験では、偏光測定器は回転検光子と高速フォトディテクタ (Thorlabs Inc., DET10A/M) で構成されており、光強度 I_{0° , I_{45° , I_{90° , I_{135° の時間変化を測定することで、 S_0 , S_1 , S_2 のストークスパラメータの時間変化を計測する。すなわち、単一の高速フォトディテクタを備えた偏光子を回転させることにより、4 つの光強度 I_{0° , I_{45° , I_{90° , I_{135° を個別に測定することとした。これは前節で説明した図 5.9 と異なる構成であるが、同時に精度比較するための分光器の数が限られているためであり、4 個のフォトディテクタを使用する代わりに、この方法で実際の測定を行なった。

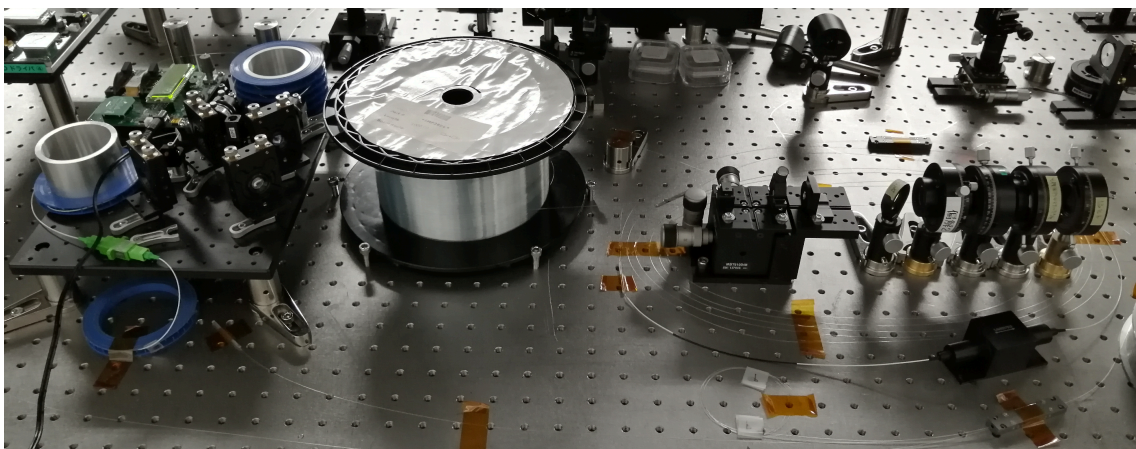
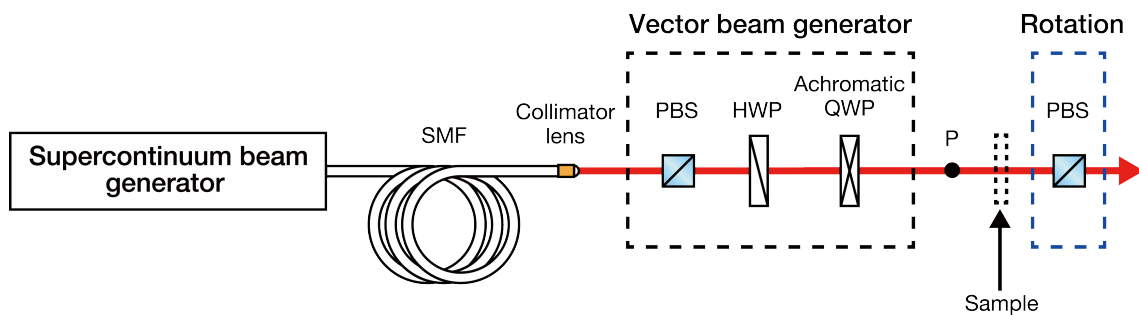


図5.11 超広帯域ベクトルビームを用いた偏光分光計測の実験系

5.2.3 実験結果

高速偏光分光計測の実験原理を検証するために、時間的にエンコードされた超広帯域ベクトルビームのスペクトルと時間波形を測定した。分光器で測定したスペクトルと高速フォトディテクタで測定した時間波形をそれぞれ図 5.12 と図 5.13 に示す。分光器の前に配置した偏光子を回転させて、進相軸がそれぞれ 0° , 45° , 90° , 135° の場合の 4 つのスペクトルを取得した。時間波形も同様に、高速フォトディテクタの前に配置した偏光子の回転角度に応じて図 5.13 に示すように変化する。高速フォトディテクタとオシロスコープを使用して時間波形を測定し、100 回平均することで信号対雑音比を改善した。測定されたスペクトルと時間波形を比較してみると、4 つの波形が縦軸に対し反転対称となっていることが見て取れる。特筆すべきは測定時間であり、高速フォトディテクタを用いて測定した時間波形は、超広帯域光のパルス繰り返し周波数である 40MHz の速度で測定できていることがわかる。今回の実験では、信号対雑音比を改善するために時間波形を 100 回平均したが、それでも全体の測定速度としては $2.5\mu\text{s}$ を達成し、偏光分光計測の高速化を実現することができた。従来の分光器を用いてスペクトルを測定する方法では、1ms 程度の測定時間がかかってしまうため、今回の提案方法では従来比 500 倍の高速化が実現できていることが確認できた。

図 5.14 は、式(5.21)によって計算された偏光の主軸回転角を示している。青プロットは分光器を用いた従来の偏光分光測定法、緑プロットは今回の高速フォトディテクタを使用する方法で得られた結果を示している。両者の横軸は波長で揃えており、時間波形データの横軸を式(5.16), (5.17)の関係を用いて、時間軸から波長軸へと変換している。両者を比較すると、測定されたそれぞれの主軸回転角は良く一致していることがわかる。また、波長 900nm 付近で測定精度がやや悪化しているが、これは使用したアクロマティック 1/4 波長板の波長範囲が 350nm から 850nm までであり、波長範囲外で色消しの効果が若干悪化しているためと考えられる。

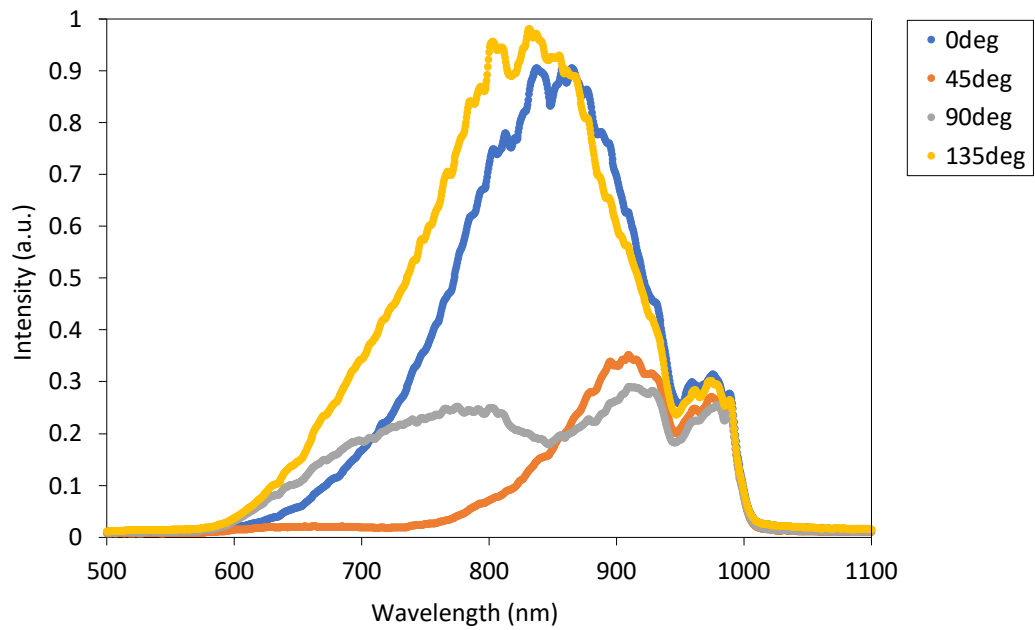


図5.12 分光器による超広帯域ベクトルビームのスペクトル測定結果

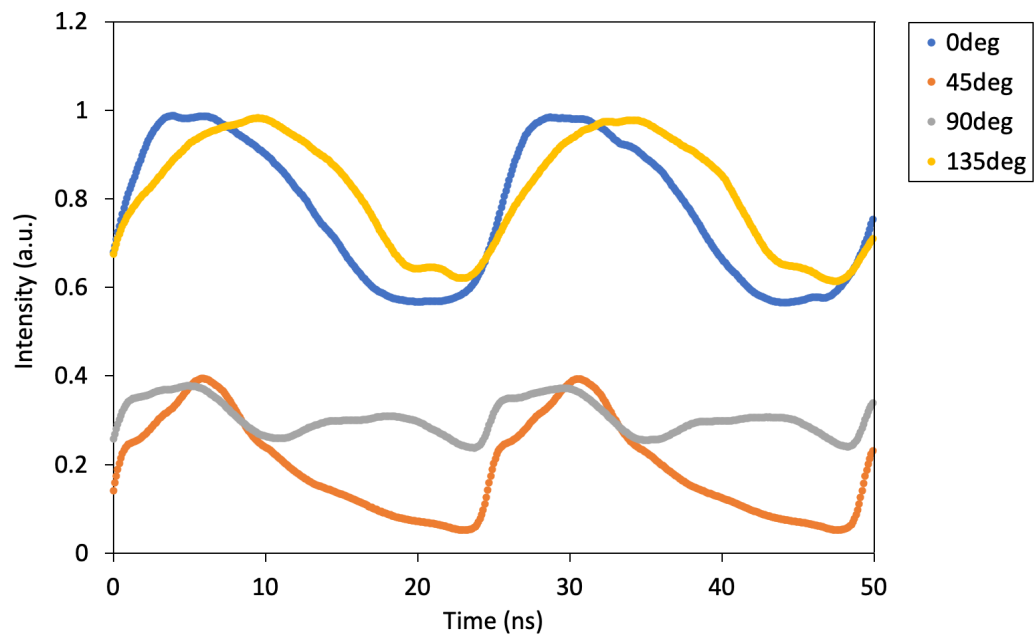


図5.13 高速フォトディテクタによる超広帯域ベクトルビームの時間波形測定結果

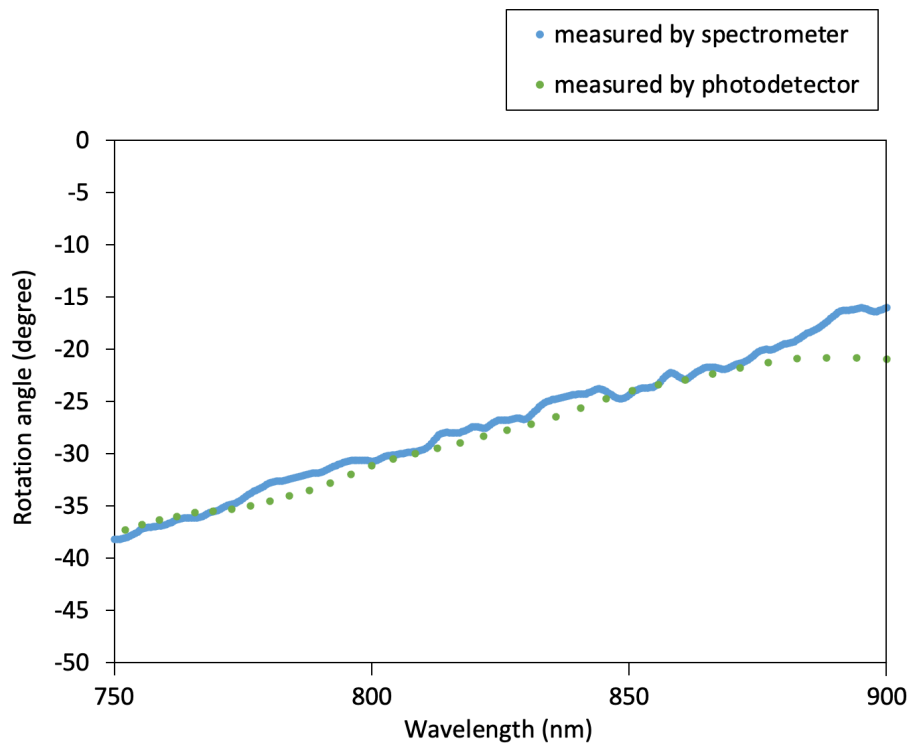


図5.14 分光器と高速フォトディテクタによる偏光回転角測定結果

5.3 サンプル測定結果

5.3.1 偏光分光特性

1/2 波長板とアクロマティック 1/2 波長板, および偏光ビームスプリッターの 3 種類のサンプルを用いて偏光分光測定を行った. 図 5.15 と図 5.16 は, 1/2 波長板 (Thorlabs Inc., WPH10M-1030) とアクロマティック 1/2 波長板 (Thorlabs Inc., AHWP10M-580) の偏光回転角を示している. 前節と同じく, 青プロットは分光器を用いた従来の偏光分光測定法, 緑プロットは今回の高速フォトディテクタを使用する方法で得られた結果を示している. 2つの測定法から得られた回転角はよく一致していることがわかる. また, 1/2 波長板の 0 次波長は 1030nm であるため, 偏光の回転角は比較的大きく, 750nm~900nm の波長範囲では波長依存性が高いことが見てとれる. 一方, アクロマティック 1/2 波長板は色消しの波長範囲が 600nm~950nm であるため, 750nm~900nm の波長範囲では偏光の回転角は -20° ~ 20° と比較的低くなっていることがわかる. さらに, 図 5.17 に偏光ビームスプリッター (Thorlabs Inc., PBS252) の偏光回転角を示す. 偏光の回転角は約 45° と波長によらずほぼ一定となっており, 比較的平坦になっていることが確認出来た. 全てのサンプル測定結果に共通していることとして, 波長 750nm 付近で測定精度がやや悪化していることが確認できる. これは短波長側で光源の出力が低下しており, 時間波形測定時の信号対雑音比が悪化しているためと考えられる.

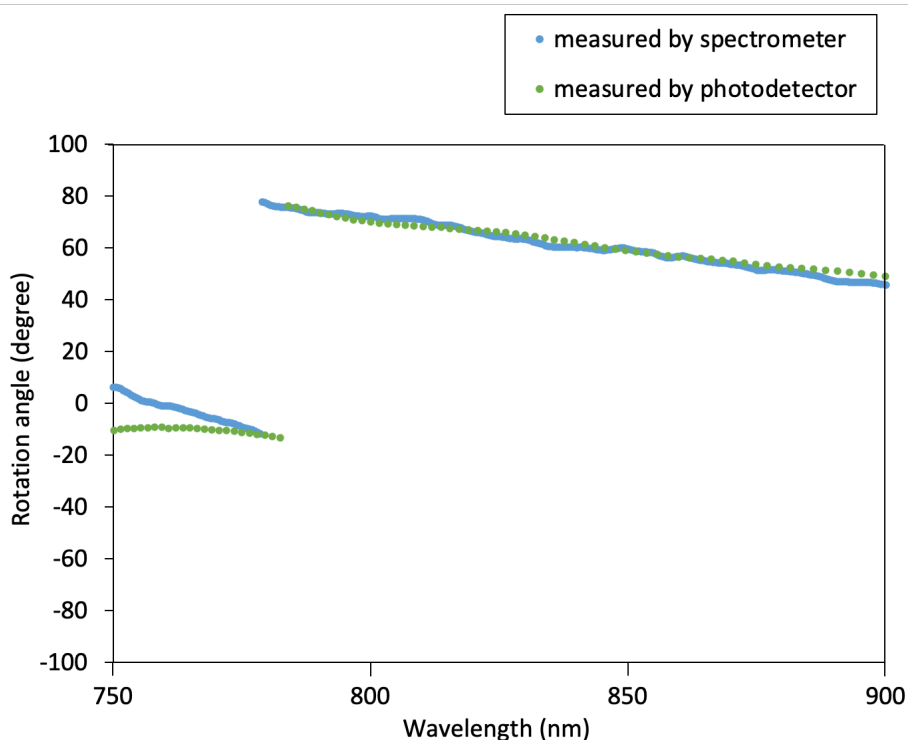


図5.15 1/2波長板の偏光回転角測定結果

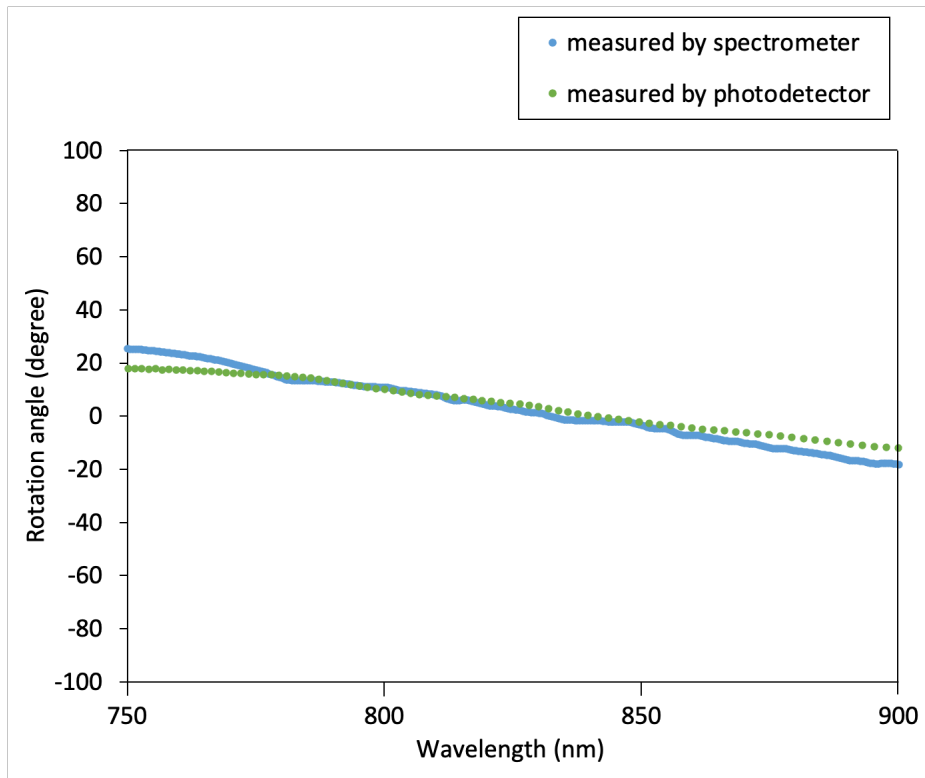


図5.16 アクロマティック1/2波長板の偏光回転角測定結果

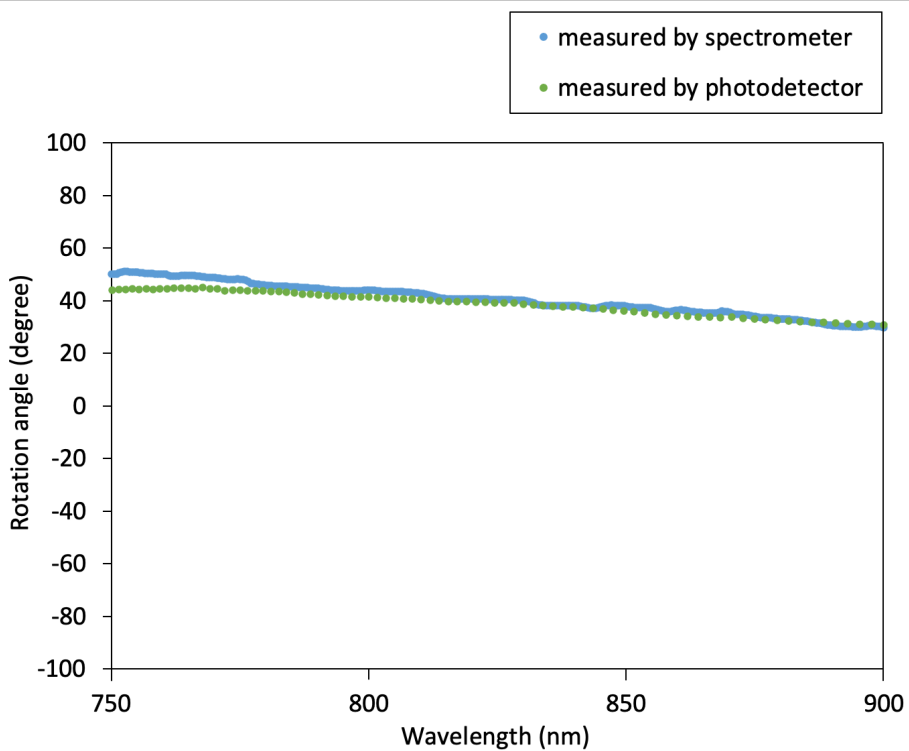


図5.17 偏光ビームスプリッターの偏光回転角測定結果

5.3.2 透過スペクトル測定

偏光分光計測のもう一つの応用として、ショートパスフィルター (Thorlabs Inc., FESH0800) を用い、透過スペクトル測定を行なった。分光器で測定したスペクトルと高速フォトディテクタで測定した時間波形をそれぞれ図 5.18 と図 5.19 に示す。前節と同様、分光器の前に配置した偏光子を回転させて、進相軸がそれぞれ 0° , 45° , 90° , 135° の場合の 4 つのスペクトルを取得した。時間波形も同様に、高速フォトディテクタの前に配置した偏光子の回転角度に応じて図 5.19 に示すように変化する。高速フォトディテクタとオシロスコープを使用して時間波形を測定し、100 回平均することで信号対雑音比を改善した。測定されたスペクトルと時間波形を比較してみると、4 つの波形が縦軸に対し反転対称となっていることが見て取れる。特筆すべきは測定時間であり、高速フォトディテクタを用いて測定した時間波形は、超広帯域光のパルス繰り返し周波数である 40MHz の速度で測定できていることがわかる。今回の実験では、信号対雑音比を改善するために時間波形を 100 回平均したが、それでも全体の測定速度としては $2.5\mu\text{s}$ を達成し、偏光分光計測の高速化を実現することができた。

また、図 5.18 と図 5.19 より得られた測定結果を用いて、透過スペクトルは次のように求められる。

$$T(\lambda) = \frac{S_{0^\circ}'}{S_{0^\circ}} = \frac{I_{0^\circ}' + I_{90^\circ}'}{I_{0^\circ} + I_{90^\circ}} \quad (5.22)$$

ここで、 S_{0° と S_{0°' はそれぞれショートパスフィルター通過前と通過後のストークスパラメータを示す。 I_{0° , I_{90° は、それぞれ回転角 0° , 90° における光強度を表す。図 5.20 に、式 (5.22) を用いて計算した透過スペクトルを示す。青プロットは分光器を用いた従来の偏光分光測定法、緑プロットは今回の高速フォトディテクタを使用する方法で得られた結果を示している。両者の横軸は波長で揃えており、時間波形データの横軸を式(5.16), (5.17) の関係を用いて、時間軸から波長軸へと変換している。両者を比較すると、測定されたそれぞれの透過スペクトルは良く一致していることが確認でき、本測定法の有用性が示された。

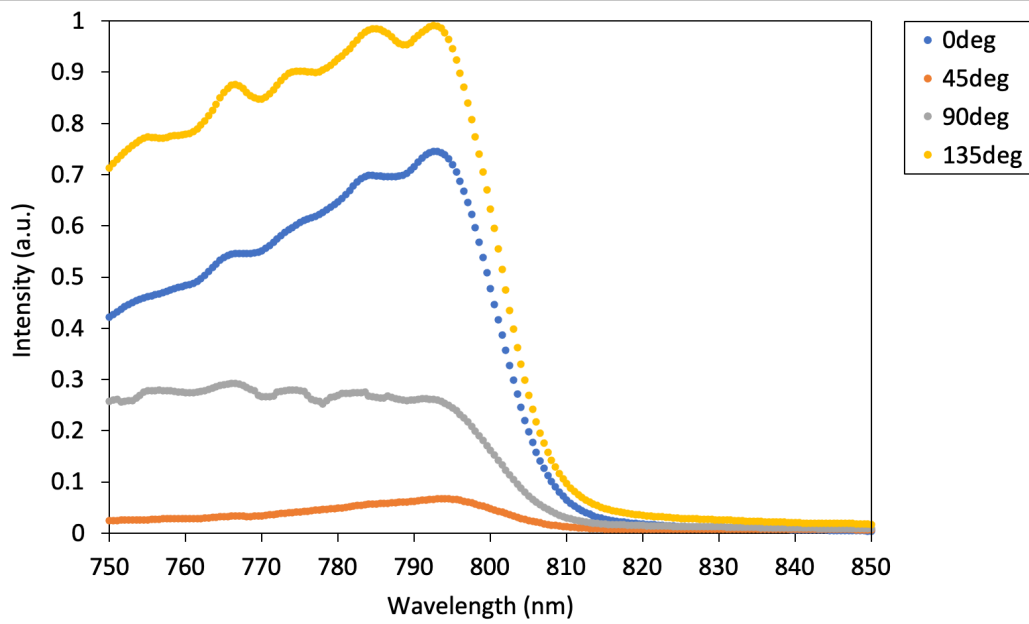


図5.18 分光器によるショートパスフィルターのスペクトル測定結果

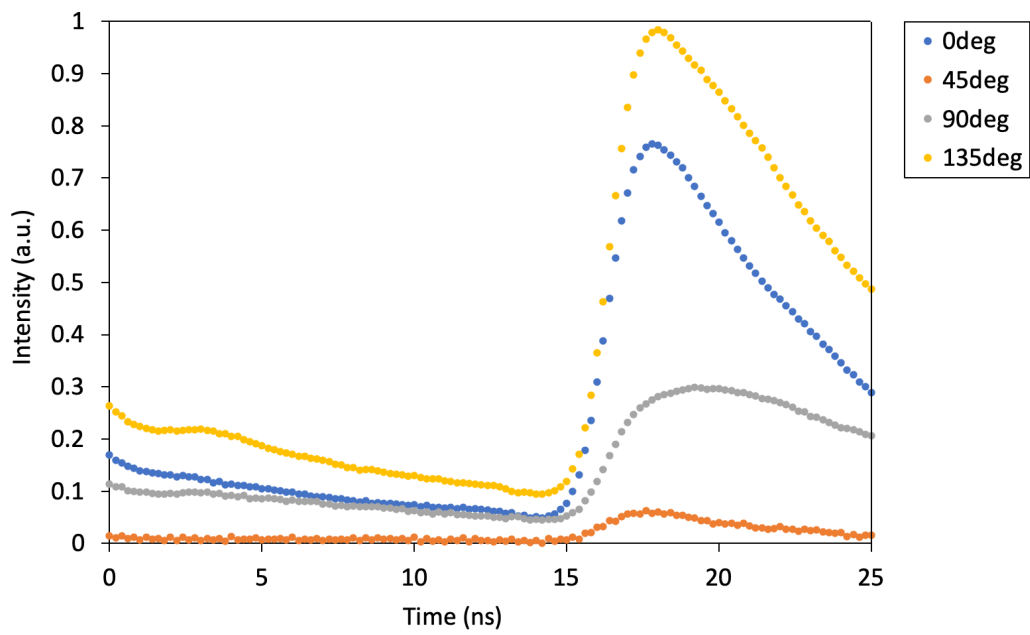


図5.19 高速フォトディテクタによるショートパスフィルターの時間波形測定結果

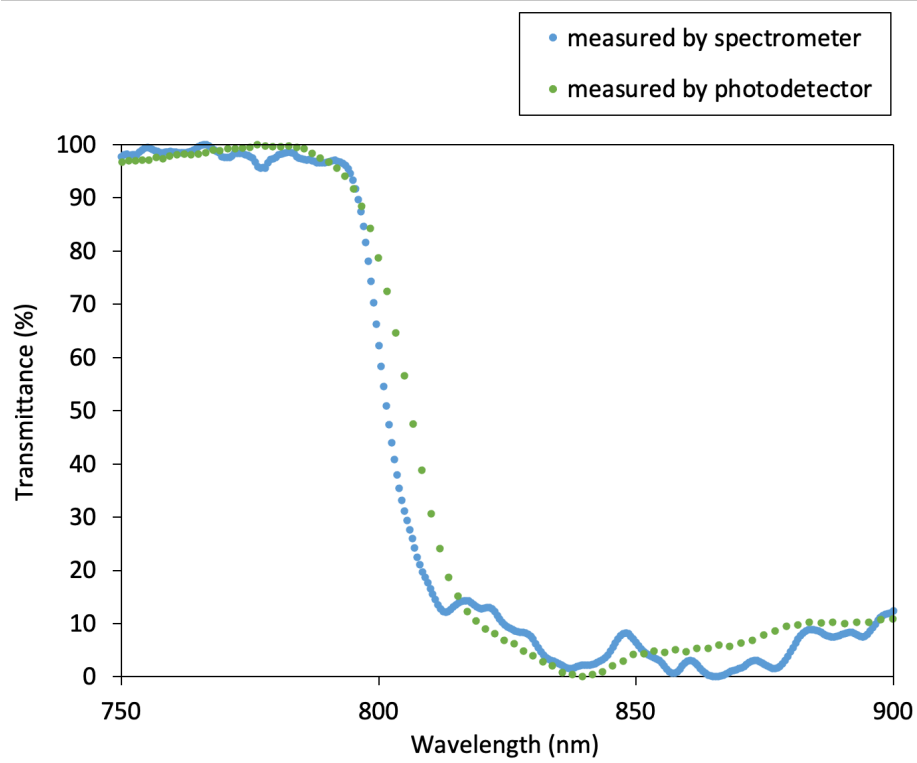


図5.20 ショートパスフィルターの透過率測定結果

第 6 章 結論

本研究で得られた成果は、時間的にエンコードされた超広帯域ベクトルビームを用いることで、偏光分光計測の高速化を実現したことである。高速化の基本原理は、超広帯域ベクトルビームの偏光とスペクトルを時間と紐付け、光強度の時間変化を高速フォトディテクタで測定することにより、偏光とスペクトルの高速測定を実現するものである。この超広帯域ベクトルビームをサンプルに照射し、高速フォトディテクタで透過光の時間波形を測定することにより、測定時間 $2.5\mu\text{s}$ を達成した。これは現行製品に対して約 5 万倍、分光器を用いる手法に対して約 500 倍となり、従来法に比べ大幅な高速化を達成した。以下に本論文で得られた成果内容をまとめる。

(1) 非線形シュレディンガー方程式に基づく超広帯域光の数値シミュレーションを行い、可視領域までスペクトルが広がった超広帯域光を生成するためには、長さが 5m 以上 (好ましくは 10m) の PCF を非線形光学媒質として用い、ピークパワーが数 kW (好ましくは 10kW) 以上の励起光を入射させればよいことを示した。パルス幅は短いほど良いが、100fs オーダーでピークパワーの高い励起光はパルス圧縮器を必須とするため、装置が大型複雑となってしまう。そのため、本研究ではコンパクトなファイバーベースの超広帯域光源を実現するため、励起光として比較的簡易なファイバー構成で実現できるよう、ps オーダーのパルス幅を目指す指針を得た。

(2) 高繰り返しピコ秒レーザーを開発し、フォトニック結晶ファイバーに入射させることで近赤外域から可視域まで広がった高出力な広帯域光を発生した。Yb 添加ファイバーを用いた非線形偏波回転による正常分散型モードロックレーザーを種光とし、ダブルクラッド Yb 添加ファイバーにより種光を増幅し、繰り返し周波数 40MHz、平均出力 5W の出力を得た。オートコリレータにより自己相関波形を観測した結果、パルス幅は 5ps であった。このレーザーパルスでフォトニック結晶ファイバーに入射し、超広帯域光を発生させ、出力特性を評価した。フォトニック結晶ファイバーを融着接続することで、高出力化に伴う端面の損傷を防ぎ、波長域 500nm~2200nm、平均出力 2.5W の出力を得た。

(3) 超広帯域光を長さ 1km の長尺ファイバーに入射し、ファイバーの波長分散によりパルス幅を 20ns に拡張した。これにより、スペクトルが時間に紐付けられ、波長が時間ごとに変化する状態を作り出した。用いた長尺ファイバーの波長分散をセルマイヤーの分散式にフィッティングし、解析することで、波長と時間との相関関係を導いた。その後、偏光子、位相子、アхроマティック 1/4 波長板を介してベクトルビームを生成した。このようなセナルモン構成を利用することで、得られたベクトルビームは直線偏光であり、かつ波長に応じ

て主軸方位角が変化する。すなわち、偏光が波長に紐付けられ、主軸方位角が波長ごとに変化する状態を作り出した。結果的に、スペクトルと偏光が時間に紐づけられ、波長および主軸方位角が時間ごとに変化する状態を作り出した。この超広帯域ベクトルビームをサンプルに照射し、高速フォトディテクタで透過光の時間波形を測定することにより、偏光分光計測の高速化を実現した。測定時間 $2.5\mu\text{s}$ を達成し、現行製品に対して約 5 万倍、分光器を用いる手法に対して約 500 倍となる高速偏光分光計測を実現した。

今後の展望として、偏光分光計測のさらなる高速化が挙げられる。今回得られた時間波形は信号対雑音比が悪く、信号波形を 100 回平均する必要がある高速化の妨げとなっていた。この原因として、種光として用いたモードロックレーザーの不安定性に起因する超広帯域光源の光強度不安定性が考えられる。種光パルスの個々のピークパワーのばらつきや、パルス間のタイミングジッタを安定化させることで、発生させる超広帯域光の光強度不安定性が改善されるものと考えられる。これにより、平均化回数を現在の 100 回から極力減らすことで、超広帯域光のパルス繰り返し周波数である 40MHz、測定時間にして 25ns 程度まで高速化できるものと期待される。また、本論文で提案した高速偏光分光計測法を実際の産業装置に適用し、課題の抽出とさらなる高速化、高精度化、高機能化を行っていくことで、産業分野への実用化につながるものと期待し、結論とする。

謝辞

本論文は宇都宮大学大学院地域創生科学研究科東口武史教授の懇切丁寧なご指導のもとに執筆されました。お忙しい中、多数回のミーティングにお時間を割いていただき、研究内容、研究発表、論文作成等、あらゆる面で多大なるご指導、ご鞭撻を賜りました。謹んで深く御礼を申し上げます。

本研究に関してご討論、査読を頂いた教授入江晃亘先生、教授古神義則先生、教授平田光男先生、准教授柏倉隆之先生、准教授依田秀彦先生に厚く御礼申し上げます。

本研究に関してご討論を頂いた助教森田大樹先生に感謝致します。研究会においては、様々な角度から研究内容についてのご指摘、ご助言を賜りました。謹んで深く御礼を申し上げます。

本研究に関してご討論を頂いた埼玉医科大学教授若山俊隆先生に感謝致します。偏光分光計測に関して多大なるご指導、ご鞭撻を賜りました。また投稿論文の執筆の際には懇切丁寧なご指導を賜りました。謹んで深く御礼を申し上げます。

本研究に関してご討論を頂いた東京大学准教授坂上和之先生に感謝致します。高強度超短パルスレーザーに関して多大なるご指導、ご鞭撻を賜りました。謹んで深く御礼を申し上げます。

有限会社アミスターの秋庭重明様に感謝の意を表します。モードロックレーザー構築の際、部品調達等様々なご協力を賜りました。心より厚く御礼申し上げます。

ユニオプト株式会社の高和宏行様に感謝の意を表します。偏光分光計測系構築に関して様々なご助言を賜りました。心より厚く御礼申し上げます。

セブンシックス株式会社の影山稜様に感謝の意を表します。超広帯域光源構築の際、部品調達等ご協力を頂きました。心より厚く御礼申し上げます。

ギガフォトン株式会社の上場康弘様に感謝の意を表します。高強度超短パルスレーザーに関して多大なるご討論、ご助言を頂きました。心より厚く御礼申し上げます。

古河電気工業株式会社の太田健史様に感謝の意を表します。シミュレーションに関してご助言を頂きました。心より厚く御礼申し上げます。

キヤノン株式会社計測機器事業推進センターの皆様に感謝の意を表します。社会人ドクターとしての研究活動を暖かく見守って頂きました。心より厚く御礼申し上げます。

2021年度博士前期課程修了生の安楽響哉氏、金田凌祐氏、ロイショミット氏に感謝致します。

2021年度卒業生の野澤千鶴氏、小林里穂氏に感謝致します。

2022年度博士前期課程修了生の石川直輝氏、小川純里氏、中山勇冬氏に感謝致します。

2022年度卒業生の石戸谷卓氏に感謝致します。

博士後期課程1年の笈田知慶氏に感謝致します。

博士前期課程2年の久米真樹氏，栗原諒氏，小柳優奈氏，須永圭佑氏，新沼大登氏，平尾祥太郎氏に感謝致します。

博士前期課程1年の荻原彩華氏，小林隼大氏，佐藤稜馬氏，杉浦使氏，空本龍弥氏，東原望氏に感謝致します。

学部4年生の長谷実幸氏，鈴木翔貴氏，松浦涼真氏，三輪佑太氏，矢澤隼斗氏に感謝致します。

学部3年生の阿光秀馬氏，山本隼也氏に感謝致します。研究生の小又公拓氏に感謝致します。

最後に，大学院修了まで学生生活を支えてくれた家族，辛抱強く応援し続けてくれた妻，由佳子に深く感謝致します。

参考文献

- [1] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics (Fifth Edition)," Academic Press, 2013.
- [2] J. M. Dudley and G. Genty, *Phys. Today* **66**, 29 (2013).
- [3] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses," *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 592-594 (1970).
- [4] P. St. J. Russell, P. Hölzer, W. Chang, A. Abdolvand, and J. C. Travers, *Nat. Photon.* **8**, 278 (2014).
- [5] N. R. Newbury, *Nat. Photon.* **5**, 186 (2011).
- [6] G. Humbert, W. J. Wadsworth, S. G. Leon-Saval, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, M. J. Lederer, D. Kopf, K. Wiesauer, E. I. Breuer, and D. Stifter, "Supercontinuum generation system for optical coherence tomography based on tapered photonic crystal fibre," *Opt. Express* **14**(4), 1596-1603 (2006).
- [7] H. Tu and S. A. Boppart, "Coherent fiber supercontinuum for biophotonics," *Laser & Photonics Rev.* **7**(5), 628-645 (2013).
- [8] G. Yang and Y. R. Shen, "Spectral broadening of ultrashort pulses in a nonlinear medium," *Opt. Lett.* **9**(11), 510-512 (1984).
- [9] D. G. Jang, I. H. Nam, M. S. Kim, K. Kang, and H. Suk, "Generation of broadband supercontinuum light by double-focusing of a femtosecond laser pulse air," *Appl. Phys. Lett.* **107**(13), 131105 (2015).
- [10] H. Li, Z. Shi, X. Wang, L. Sui, S. Li, and M. Jin, "Influence of dopants on supercontinuum generation during the femtosecond laser filamentation in water," *Chem. Phys. Lett.* **681**, 86-89 (2017).
- [11] N. Garejev, V. Jukna, G. Tamošauskas, M. Velička, R. Šuminas, A. Couairon, and A. Dubietis, "Odd harmonics enhanced supercontinuum in bulk solid-state dielectric medium," *Opt. Express* **24**(15), 17060-17068 (2016).
- [12] F. Shimizu, "Frequency broadening in liquids by a short light pulse," *Phys. Rev. Lett.* **19**(19), 1097-1100 (1967).
- [13] P. B. Corkum, C. Rolland, and T. Srinivasan-Rao, "Supercontinuum generation in gases," *Phys. Rev. Lett.* **57**(18), 2268-2271 (1986).
- [14] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.* **78**(4), 1135-1184 (2006).

- [15] I. G. Koprnikov, A. Suda, M. Nurhuda, P. Wang, and K. Midorikawa, “Observation of two different types of optical supercontinua: structured and structureless,” *Phys. Rev. A* **74**(5), 053819 (2007).
- [16] P. He, Y. Liu, K. Zhao, H. Teng, X. He, P. Huang, H. Huang, S. Zhong, Y. Jiang, S. Fang, X. Hou, and Z. Wei, “High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 0.1 TW level,” *Opt. Lett.* **42**(3), 474-477 (2017).
- [17] J. Iniesta, “Introduction to Spectropolarimetry,” Cambridge University Press, 2003.
- [18] D. Aspnes, “Spectroscopic ellipsometry—past, present, and future,” *Thin Solid Films* **571**(20), 334-344 (2014) [6th International Conference on Spectroscopic Ellipsometry (ICSE-VI)].
- [19] J. S. Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault, and J. A. Shaw, “Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications,” *Appl. Opt.* **45**(22), 5453-5469 (2006).
- [20] T. Ejima, T. Wakayama, N. Shinozaki, M. Shoji, G. Hatayama, and T. Higashiguchi, “Demonstration of stimulated emission depletion phenomenon in luminescence of solid-state scintillator excited by soft X-rays,” *Sci. Rep.* **10**(1), 5391 (2020).
- [21] N. Papadopoulos, R. Frisenda, R. Biele, E. Flores, J. R. Ares, C. Sánchez, H. S. J. van der Zant, I. J. Ferrer, R. D'Agosta, and A. Castellanos-Gomez, “Large birefringence and linear dichroism in TiS₃ nanosheets,” *Nanoscale* **10**(26), 12424-12429 (2018).
- [22] X. Zhang, S. Yang, W. Yue, Q. Xu, C. Tian, X. Zhang, E. Plum, X. Zhang, J. Han, and W. Zhang, “Direct polarization measurement using a multiplexed Pancharatnam-Berry metahologram,” *Optica* **6**(9), 1190-1198 (2019).
- [23] S. Berg-Johansen, F. Töppel, B. Stiller, P. Banzer, M. Ornigotti, E. Giacobino, G. Leuchs, A. Aiello, and C. Marquardt, “Classically entangled optical beams for high-speed kinematic sensing,” *Optica* **2**(10), 864-868 (2015).
- [24] T. Wakayama, T. Higashiguchi, K. Sakaue, M. Washio, and Y. Otani, “Demonstration of a terahertz pure vector beam by tailoring geometric phase,” *Sci. Rep.* **8**(1), 8690 (2018).
- [25] T. Wakayama, N. Shinozaki, M. Shoji, T. Ishiyama, K. Sakaue, T. Miura, T. Ejima, and T. Higashiguchi, “Supercontinuum vector beam generation by independent manipulations of angular polarization and geometric phase,” *Appl. Phys. Lett.* **114**(23), 231101 (2019).
- [26] For a review, see K. Vedam, “Spectroscopic ellipsometry: a historical overview,” *Thin Solid Films* **313-314** (1998) 1-9.
- [27] W. Paik and J. Bockris, “Exact ellipsometric measurement of thickness and optical properties of a thin light-absorbing film without auxiliary measurements,” *Surf. Sci.* **28** (1971) 61-68.
- [28] D. E. Aspnes and A. A. Studna, “High precision scanning ellipsometer,” *Appl. Opt.* **14** (1975) 220-228.
- [29] R. H. Muller and J. C. Farmer, “Fast, self-compensating spectral-scanning ellipsometer,” *Rev. Sci. Instrum.* **55** (1984) 371-374.

- [30] Y. -T. Kim, R. W. Collins, and K. Vedam, "Fast scanning spectroelectrochemical ellipsometry: in-situ characterization of gold oxide," *Surf. Sci.* **233** (1990) 341-350.
- [31] I. An, H. V. Nguyen, A. R. Heyd, and R. W. Collins, "Simultaneous real-time spectroscopic ellipsometry and reflectance for monitoring thin-film preparation," *Rev. Sci. Instrum.* **65** (1994) 3489-3500.
- [32] R. M. A. Azzam and N. M. Bashara, "Ellipsometry and Polarized Light," North-Holland Personal Library, 1986.
- [33] M. Yokota, Y. Sato, I. Yamaguchi, T. Kenmochi and T. Yoshino, "A compact polarimetric glucose sensor using a high-performance fibre-optic Faraday rotator," *Meas. Sci. Technol.* **15** (2004) 143-147.
- [34] 若山俊隆, 津嶋秀樹, 中島吉則, 大谷幸利, 梅田倫弘, 「液晶旋光計」, 応用物理学会講演予稿集 (2005) 1137.
- [35] T. Mitsui and K. Sakurai, "Microdegree azimuth polarimeter using optical heterodyne detection," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35** (1996) 4844-4847.
- [36] 黒田玲子, 「固体状態におけるキラリティー」, 応用物理, **72** (2003) 311-317.
- [37] K. Oka and T. Kato, "Spectroscopic polarimetry with a channeled spectrum," *Opt. Lett.*, **24** (1999) 1475-1477.
- [38] AGCのホームページ, 「スマホに使われているすごいガラス」
https://www.agc.com/hakken/digital/006_dragon.html
- [39] 若山俊隆, 大谷幸利, 梅田倫弘, 「分光偏光変調によるワンショット旋光分散計測」, 光学 **35**, 1 (2006) 31-36.
- [40] L. Kopf, J. R. D. Ruano, M. Hiekkamaki, T. Stolt, M. J. Huttunen, F. Bouchard, and R. Fickler, "Spectral vector beams for high-speed spectroscopic measurements," *Optica* **8**(6), 930-935 (2021).
- [41] S. R. Nagel, J. B. MacChesney, and K. L. Walker, "Optical Fiber Communications," Academic Press, 1985.
- [42] G. P. Agrawal, 「非線形ファイバー光学 (原書第2版)」 (吉岡書店, 1997).
- [43] 住村和彦, 西浦匡則, 「解説ファイバーレーザー基礎編」 (オプトロニクス社, 2011).
- [44] 岡本勝就, 「光導波路の基礎」 (コロナ社, 1992).
- [45] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, and H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**(6), 1159-1166 (1989).
- [46] Optipedia のホームページ (光響), 「光ファイバーの損失特性」
<https://optipedia.info/laser/fiberlaser/loss-1/>
- [47] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, and F. Wise, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser," *Opt. Express* **14**(21), 10095-10100 (2006).

- [48] M. Shoji, N. Shinozaki, T. Gisuji, Y. Fujii, M. Iigo, K. Yamane, K. Sakaue, T. Miura, and T. Higashiguchi, "Efficient near-infrared supercontinuum beam generation in ytterbium-doped double-clad passive fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* **36**(1), 48-52 (2019).
- [49] L. Xiao, W. Jin, and M. S. Demokan, "Fusion splicing small-core photonic crystal fibers and single-mode fibers by repeated arc discharges," *Opt. Lett.* **32**(2), 115-117 (2007).
- [50] 藤原裕之, 「分光エリプソメトリー」(丸善株式会社, 2003).

発表リスト

学会誌論文

1. (題目) Mega-hertz detection of spectroscopic-polarization by a time-encoded supercontinuum vector beam
(著者名) Yukihiro Inoue, Juri Ogawa, Hiroki Morita, Kazuyuki Sakaue, Toshitaka Wakayama, and Takeshi Higashiguchi
学会誌名 Applied Optics (Optica) (Vol. 63, No. 2 / 10 January 2024)

国際会議発表論文

1. (題目) Property of supercontinuum beam pumped by two-color pumping
(著者名) Juri Ogawa, Ryosuke Kaneda, Yukihiro Inoue, and Takeshi Higashiguchi
会議名 The 11th Advanced Lasers and Photon Sources Conference (ALPS2022)
(ポスター番号) : ALPSp-12 (論文番号 (ページ番号) に相当)
開催場所 パシフィコ横浜 (神奈川県横浜市), 発表時期 2022年4月20日
2. (題目) Supercontinuum beam generation by two-color pumping using the Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier
(著者名) Juri Ogawa, Ryosuke Kaneda, Ryo Kurihara, Shotaro Hirao, Yukihiro Inoue, Takeshi Higashiguchi
会議名 The 15th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO-PR 2022)
(ポスター番号) : P-CTh1-13 (論文番号 (ページ番号) に相当)
開催場所 札幌コンベンションセンター (北海道札幌市), 発表時期 2022年8月4日
3. (題目) High power visible supercontinuum generation pumped by all normal dispersion picosecond Yb-doped fiber laser
(著者名) Yukihiro Inoue, Juri Ogawa, Ryosuke Kaneda, and Takeshi Higashiguchi
会議名 The 15th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO-PR 2022)
(ポスター番号) : P-CTh1-01 (論文番号 (ページ番号) に相当)
開催場所 札幌コンベンションセンター (北海道札幌市), 発表時期 2022年8月4日

4 (題目) 40-MHz spectroscopic-polarization measurement by a time-encoded supercontinuum vector beam

(著者名) Yukihiro Inoue, Juri Ogawa, Hiroki Morita, Kazuyuki Sakaue, Toshitaka Wakayama, and Takeshi Higashiguchi

会議名 The 12th Advanced Lasers and Photon Sources Conference (ALPS2023)

(ポスター番号) : ALPSp2-17 (論文番号 (ページ番号) に相当)

開催場所 パシフィコ横浜 (神奈川県横浜市), 発表時期 2023年4月20日

5 (題目) Nanosecond-pulse ANDi mode-locked fiber laser with a long resonator

(著者名) Yukihiro Inoue, Ayaka Ogiwara, Ryoma Sato, Juri Ogawa,

Hiroki Morita, Kazuyuki Sakaue, Shigeki Tokita, and Takeshi Higashiguchi

会議名 The 12th Advanced Lasers and Photon Sources Conference (ALPS2023)

(ポスター番号) : ALPSp2-18 (論文番号 (ページ番号) に相当)

開催場所 パシフィコ横浜 (神奈川県横浜市), 発表時期 2023年4月20日

口頭発表論文

1. (題目) 高繰り返し薄ディスク再生増幅器の開発および2波長励起による超広帯域光の発生

(著者名) 小川 純里, 金田 凌祐, 井上 晋宏, 影山 稜, 庄司 美咲, 東口 武史
レーザー学会, 学術講演会第42回年次大会, 2022年1月

2. (題目) 長共振器によるナノ秒 ANDi モード同期ファイバーレーザー

(著者名) 小川 純里, 荻原 彩華, 佐藤 稜馬, 井上 晋宏, 森田 大樹, 坂上 和之, 時田 茂樹, 東口 武史
レーザー学会, 学術講演会第43回年次大会, 2023年1月

3. (題目) 超広帯域ベクトルビームを用いた偏光分光計測の高速化

(著者名) 井上 晋宏, 小林 隼大, 栗原 諒, 森田 大樹, 坂上 和之, 若山 俊隆, 東口 武史
レーザー学会, 学術講演会第44回年次大会, 2024年1月

付録

Python によるシミュレーションコード

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
import pandas as pd

# パラメータの定義
pi=np.pi
c=2.99792458*pow(10,8)
N=2**20
M=1000000
delta_t=0.002*pow(10,-12)
FWHM=3*pow(10,-12)
sigma=FWHM/2/2**0.5/np.log(2)**0.5
t1=0
a_R=3*pow(10,-28)
a_UV1=5*pow(10,-7)
a_UV2=7*pow(10,13)
a_IR1=1.2*pow(10,7)
a_IR2=6.75*pow(10,12)
a_OH1=1.4*pow(10,-4)
a_OH2=c/1.38*1000000
a_OH3=c/100*1000000
g1=0*np.log(10)/10
f_g1=c/1030/pow(10,-9)
sigma_g1=40/c*f_g1*f_g1*pow(10,-9)
g2=0*np.log(10)/10
f_g2=c/1060/pow(10,-9)
sigma_g2=20/c*f_g2*f_g2*pow(10,-9)
T_R=5*pow(10,-15)
f_0=c/515/pow(10,-9)

# 円周率
# 光速
# データ数
# ファイバー長分割数
# サンプリング時間
# ガウシアンパルスの半値幅
# ガウシアンパルスの分散
# ガウシアンパルスの時間オフセット
# レイリー散乱係数
# 紫外吸収係数 1
# 紫外吸収係数 2
# 赤外吸収係数 1
# 赤外吸収係数 2
# OH 吸収係数 1
# OH 吸収係数 2
# OH 吸収係数 3
# 利得係数 1
# 利得中心周波数 1
# 利得幅 1
# 利得係数 2
# 利得中心周波数 2
# 利得幅 2
# 遅延ラマン時間
# 中心周波数
```

```

d_eff=6.6*pow(10,-6) # ファイバーコア径 SMF
#d_eff=3.3*pow(10,-6) # ファイバーコア径 SC975
#d_eff=4*pow(10,-6) # ファイバーコア径 SC1040
A_eff=d_eff**2/4*pi # 有効コア面積
L=100 # ファイバー長
b2=0.02670454*pow(10,-24) # 2次の分散 SMF
b3=0.0000396338*pow(10,-36) # 3次の分散 SMF
b4=-0.000000046018*pow(10,-48) # 4次の分散 SMF
#b2=0.00116028*pow(10,-24) # 2次の分散 SC975
#b3=-0.0000666969*pow(10,-36) # 3次の分散 SC975
#b4=-0.0000000846042*pow(10,-48) # 4次の分散 SC975
#b2=0.00183749*pow(10,-24) # 2次の分散 SC1040
#b3=-0.0000753118*pow(10,-36) # 3次の分散 SC1040
#b4=-0.000000108176*pow(10,-48) # 4次の分散 SC1040
h=L/M # ステップ距離
n2=3.18*pow(10,-20) # 非線形屈折率
r2=n2*2*pi*f_0/c/A_eff # 非線形係数
P_0=10*pow(10,3) # 入射ピークパワー

# パルスの定義
t=(np.arange(-1/2*N*delta_t,1/2*N*delta_t,delta_t))
f=(np.fft.fftfreq(N)/delta_t)+f_0
A=(P_0**0.5)*np.exp(-(t-t1)**2/(2*sigma**2))

# ファイバー損失関数
def alfa(f):
    a=a_R*f*f*f/c/c/c+a_UV1*np.exp(f/a_UV2)+a_IR1*np.exp(-f/a_IR2)+a_OH1*np.exp(-(f-
a_OH2)*(f-a_OH2)/(2*a_OH3*a_OH3))
    return a

# ファイバー利得関数
def gain(f):
    g=g1*(1/(1+4*(f-f_g1)*(f-f_g1)/sigma_g1/sigma_g1))+g2*(1/(1+4*(f-f_g2)*(f-
f_g2)/sigma_g2/sigma_g2))
    return g

```

```

# SSFM による計算
for i in range(M):
    A_first=A
    A2=np.abs(A)**2
    dA=np.gradient(A)
    dt=np.gradient(t)
    dA2=np.gradient(A2)
    A_A=np.conj(A)
    NL1=1j*r2*(A2-T_R*dA2/dt+1j/2/pi/f_0*(dA2/dt+A_A*dA/dt))
    DS=1j*(2*pi**2*b2*(f-f_0)**2+4/3*pi**3*b3*(f-f_0)**3+2/3*pi**4*b4*(f-f_0)**4)

    A_=np.fft.fft(A)*2/N
    A_=(np.exp(h/4*gain(f)-h/4*alfa(f)+h/2*DS))*A_
    A=np.fft.ifft(A_)/2*N
    A=(np.exp(h*NL1))*A
    A_=np.fft.fft(A)*2/N
    A_=(np.exp(h/4*gain(f)-h/4*alfa(f)+h/2*DS))*A_
    A=np.fft.ifft(A_)/2*N

    A2=np.abs(A)**2
    dA=np.gradient(A)
    dt=np.gradient(t)
    dA2=np.gradient(A2)
    A_A=np.conj(A)
    NL2=1j*r2*(A2-T_R*dA2/dt+1j/2/pi/f_0*(dA2/dt+A_A*dA/dt))
    NL3=(NL1+NL2)/2

    A=A_first
    A_=np.fft.fft(A)*2/N
    A_=(np.exp(h/4*gain(f)-h/4*alfa(f)+h/2*DS))*A_
    A=np.fft.ifft(A_)/2*N
    A=(np.exp(h*NL3))*A
    A_=np.fft.fft(A)*2/N
    A_=(np.exp(h/4*gain(f)-h/4*alfa(f)+h/2*DS))*A_
    A=np.fft.ifft(A_)/2*N

```

```

A2=np.abs(A)**2
dA=np.gradient(A)
dt=np.gradient(t)
dA2=np.gradient(A2)
A_A=np.conj(A)
NL4=1j*r2*(A2-T_R*dA2/dt+1j/2/pi/f_0*(dA2/dt+A_A*dA/dt))
NL5=(NL1+NL4)/2

A=A_first
A_=np.fft.fft(A)*2/N
A_=(np.exp(h/4*gain(f)-h/4*alfa(f)+h/2*DS))*A_
A=np.fft.ifft(A_)/2*N
A=(np.exp(h*NL5))*A
A_=np.fft.fft(A)*2/N
A_=(np.exp(h/4*gain(f)-h/4*alfa(f)+h/2*DS))*A_
A=np.fft.ifft(A_)/2*N

# 計算結果の表示
plt.figure()
plt.subplot(211)
plt.plot(t*pow(10,12),np.abs(A)**2/1000)
plt.xlabel("Time(ps)")
plt.ylabel("Power(kW)")
plt.subplot(212)
plt.plot(c/f*pow(10,9),np.abs(A_)**2)
plt.xlabel("Wavelength(nm)")
plt.ylabel("Power(a.u.)")
plt.tight_layout()
plt.savefig("figure")
plt.show()

pd.DataFrame({'Time(ps)':t*pow(10,12),'Power(kW)':np.abs(A)**2/1000,'Wavelength(nm)':c/f*pow(10,9),'Power(a.u.)':np.abs(A_)**2}).to_excel('file.xlsx',index=None)
print(t,A,f,A_)

```