

博士論文

単一モード光ファイバ中における
スーパーコンティニウム光発生に関する研究

森 邦彦

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 本研究の目的	7
1.3 本論文の内容と構成	8
第 2 章 スーパーコンティニウム光源の基礎	9
2.1 数学的基礎	9
2.1.1 光波の表記	9
2.1.2 Fourier 変換	10
2.1.3 解析信号	11
2.2 単一モード光ファイバの光学的性質	12
2.2.1 光ファイバ中の線形効果	13
2.2.2 光ファイバ中の非線形効果	15
2.3 光パルスとチャープ	20
2.3.1 光パルス	20
2.3.2 チャープ	21
2.3.3 スペクトログラムによるチャープ解析	22
2.4 広帯域光を記述する伝搬方程式	28
2.4.1 伝搬方程式の定式化	28
2.4.2 伝搬方程式の規格化	32
2.5 アルゴリズム	34
2.6 まとめ	36
第 3 章 スーパーコンティニウム光発生 の原理	37
3.1 分散減少・凸型分散ファイバによる SC 光の発生	37
3.1.1 波長分散特性	37
3.1.2 SC 光発生 の解析	38
3.1.3 検証	43
3.2 種々の分散設計のファイバとの比較	46
3.2.1 分散減少・分散シフトファイバ	46

3.2.2	分散減少・凹型分散ファイバ	51
3.2.3	分散一定・分散シフトファイバ	55
3.2.4	分散一定・分散フラットファイバ	62
3.3	SC 光発生のメカニズムと発生条件	70
3.4	まとめ	71
第 4 章	スーパーコンティニウム光源の設計	72
4.1	分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光源の設計	72
4.1.1	規格化パラメータの導入	73
4.1.2	スケーリング則	75
4.1.3	分散湾曲係数の影響	84
4.1.4	$\Delta_0 - \zeta_0$ マップ	88
4.1.5	$\tau_0 - \rho_0$ マップ	92
4.1.6	種光パルス波形の影響	98
4.1.7	ファイバ損失の影響	101
4.1.8	チャープの影響	103
4.1.9	試作および評価	106
4.2	分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光源の設計	111
4.2.1	規格化パラメータ	111
4.2.2	スケーリング則	113
4.2.3	SC 光スペクトルに影響を与える要因	120
4.2.4	$\tau_0 - \rho_0$ マップ	129
4.2.5	$\Delta_0 - \zeta$ マップ	145
4.2.6	分散湾曲係数の影響	152
4.2.7	ファイバ損失の影響	154
4.3	まとめ	156
第 5 章	スーパーコンティニウム光の特性とその改善方法	160
5.1	SC 光の雑音特性およびその改善方法	160
5.1.1	SC 光発生に伴う雑音発生モデル	161
5.1.2	変調利得	164
5.1.3	波長多重伝送における変調利得の影響	174
5.1.4	雑音の抑圧方法	193
5.2	SC 光のコヒーレンスおよびその改善方法	198
5.2.1	SC 光のコヒーレンス	198
5.2.2	分散減少・凸型分散ファイバ	202

5.2.3	分散一定・正常分散ファイバ	208
5.2.4	コヒーレンスの改善方法	212
5.3	SC光の高出力化	216
5.4	光周波数の安定化	217
5.4.1	波長ロック法	218
5.4.2	ビート信号検出法	221
5.4.3	注入同期法	222
5.5	残留種光パルスの抑圧	225
5.6	まとめ	230
第6章	スーパーコンティニウム光の応用	235
6.1	SC光の特長	235
6.2	超大容量光通信への応用	236
6.2.1	スペクトルスライス方式による光時分割多重/波長多重伝送	237
6.2.2	光マルチキャリア方式による高密度波長多重伝送	241
6.3	超広帯域・高分解能光計測への応用	246
6.3.1	超広帯域波長可変光フィルタの透過特性測定	246
6.3.2	光ファイバの波長分散測定	249
6.3.3	光周波数計測	254
6.4	まとめ	260
第7章	結論	262
7.1	得られた成果のまとめ	262
7.2	課題および展望	267
	参考文献	269
	謝辞	286
	発表論文リスト	288

第1章 序論

1.1 研究の背景

アクセス系ネットワークのブロードバンド化およびサービスの多様化に対するニーズを反映して、メトロ・コア系ネットワークにおける通信トラフィックが増大し続けている。このため、大容量かつ経済性の高いトランスポートネットワークシステム構築のための基盤技術の研究開発が急務となっている。1966年 Kaoらによって、光通信に用いるための光ファイバの伝搬損失の低減目標値 20 dB/km が提唱され [1]、その4年後の1970年にコーニング社が初めてこの値をクリアする光ファイバの製造に成功した。以来これまでに、光ファイバ [2]、半導体レーザ光源 [3]、光増幅器 [4-8]、光合分波フィルタ [9-11]、受光素子 [12,13] 等各種の要素技術の研究開発が推進されてきた。光伝送に用いられるシリカ系光ファイバの極低損失波長が 1.55 μm であることが明らかになる [2,14] と、上記要素技術の開発ターゲットもこの波長帯へとシフトした。伝送用の単一モードファイバについては、約 1.31 μm にある零分散波長を構造分散の設計によって 1.55 μm 帯へとシフトした分散シフトファイバ (ITU-T G.653) [15] が開発された。日本では、NTT が長距離大容量伝送時における伝送路ファイバによる波長分散歪みを避けるため、この分散シフトファイバを世界に先駆けて商用導入した。1989年には 1.55 μm 帯で増幅能を有する Er 添加ファイバ光増幅器の長距離大容量伝送への有効性が実証され [5]、1996年にはこれを活用した強度変調・直接検波方式による 10 Gbit/s 伝送方式が実用化された。ちなみに ITU-T では、光通信波長帯を、O 帯 (Original : 1260 ~ 1360 nm)、E 帯 (Extended : 1360 ~ 1460 nm)、S 帯 (Short wavelength : 1460 ~ 1530 nm)、C 帯 (Conventional : 1530 ~ 1565 nm)、L 帯 (Long wavelength : 1565 ~ 1625 nm)、U 帯 (Ultra-long wavelength : 1625 ~ 1675 nm) と定義・分類し [16]、C 帯はこの Er 添加ファイバ光増幅器の利得波長帯に相当する。90年代後半からのインターネットの普及に伴いデータトラフィックはさらに増大し、大容量化の需要に応えるため 1 芯のファイバを波長の異なる複数の光信号でシェアする波長多重伝送方式が導入された。分散シフトファイバに波長多重伝送を適用した場合、零分散波長付近で好発する四光波混合がチャネル間のクロストークを引き起こす [17]。この問題を解決するため 2 つの技術が生まれた：1 つは光ファイバ伝送路そのものを分布定数型光増幅器として用いる分布 Raman 増幅技術 [18]、もう 1 つは C 帯より分散値の絶対値が大きな波長帯を利用する方式 [19] である。後者においては L 帯で使用可能な光増幅器 [6,7] 等の要素技術が新たに開発された。このように光伝送に利用可能な波長帯は当初の C 帯から拡大し、光キャリアに割り当て可能な周波数スロットの数も比例的に増大していった。ただし当然ながら、多数の周波数スロットが利用可能なのと、その光周波数 (波長) の光源が利用可能かどうかは別の問題である。

近年になって、1980年に提唱されたコヒーレント伝送技術 [20,21] と超高速デジタル信号処理を組み合わせたデジタルコヒーレント方式が登場した [22,23]。この方式によって、従来の強度変調・直接検波方式で情報が付与されていた光強度のみならず、コヒーレント変調方式本来の特長である光の位相さらには偏光状態に符号

を割り当てることが可能になり [24]、さらなる大容量化への道が拓かれた [25]。コヒーレント伝送における信号光および局発光に用いられる光源出力には、強度変調・直接検波方式の場合よりも光周波数の安定度およびスペクトル線幅において優れたものが必要となる [26]。さらに、周波数利用効率を向上させるため、光キャリア周波数が高密度化された場合または光信号の多値度が高くなった場合には、光周波数の安定度またはスペクトル線幅に対する要求条件はさらに厳しくなる [27]。これは単なる光キャリア 1 波に対する課題ではなく、波長多重によって広大な波長範囲を同時に利用する数 10～数 100 波の光キャリアに対する要請である。2012 年に標準化された flexible DWDM grid [28] においては、光キャリアの設定周波数のステップが 6.25 GHz まで微細化（最小周波数スロット間隔は 12.5 GHz）し、光周波数管理のさらなる高精度化が求められる。したがって来たる超大容量デジタルコヒーレント通信の時代には、(1) 波長多重に使用される膨大な数の光キャリアへの需要、(2) ネットワーク中の各ノードにおいて使用される光キャリアに対する低雑音性かつ高コヒーレンス性への要求、および (3) 個々の光キャリアについて高精度な光周波数の管理が要求される状況に直面することになる。

ここで、光ファイバ通信用光源の歴史を振り返ってみよう。

電流注入による誘導放出に基づく半導体光源は、Maiman による初のルビーレーザー発振の実証（1960）[29] 以前からすでに検討が始まっていた [30,31]。当初はレーザー発振の電流閾値が高かったため低温でのパルス動作しかできなかったが、1963 年に提案されたダブルヘテロ構造 [32] により、室温における CW 発振動作が 1970 年に初めて実現された [3]。上述のように、光伝送に用いられるシリカ系光ファイバの極低損失波長が $1.55 \mu\text{m}$ であることが明らかになると、レーザー発振波長のターゲットもこの波長帯へとシフトした。導波路構造の改良による横モードの単一モード化、および分布反射構造の導入による縦モードの単一モード化によって、半導体レーザーはまず強度変調直接検波方式用の光源として実用化された。コヒーレント伝送用光源としてはさらに狭線幅化、および発振光周波数の安定性を向上する必要があり、コヒーレント通信の研究初期においては克服が困難な課題であった [26] が、単一波長の光キャリアを発生する半導体レーザー光源に関しては、これらの課題は 2000 年初頭までにはクリアされ商用化にまで至っている。

一方、半導体レーザーの発展とは全く異なる流れで新しい光源がレーザー物理学の分野から派生した。

Maiman によるルビーレーザー発振の成功から 2 年後の 1962 年、McClung と Hellwarth によってルビーレーザーの Q スイッチパルス発振が報告された [33]。この高ピークパワーの光パルスを用いて、レーザー発明以前に予想はされていたが実験的に確認できなかった光非線形現象、すなわち誘導 Raman 散乱 [34,35]、誘導 Brillouin 散乱 [36] および自己位相変調 [37] が次々と実証・発見された。

1970 年 Alfano と Shapiro は、Q スイッチ Nd:YAG (Yttrium Aluminum Garnet : $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) レーザ出力光パルスの 2 次高調波発生によって得られた波長 530 nm、幅 4～8ps、ピークパワー密度約 $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ の光パルスを硼珪酸ガラス (borosilicate glass) に入射し、波長範囲 400～700 nm にわたる「四光子誘導放出」を観測した [38]。スーパーコンティニウム (supercontinuum : SC) 光発生現象の発見である¹。彼らはこの新現象は自己位相変調に起因すると説明した [39]。

Alfano と Shapiro による SC 光発生現象の発見以降、種々の媒質を用いた SC 光の発生が次々と報告された。

¹ ちなみに、最初に“supercontinuum”の呼称を用いたのは 1980 年 Alfano グループの Gersten らによる [40]。

代表的な SC 光の発生例を表 1.1 に示す。固体や気体等様々な媒質中で発生していることが示される。液体中での SC 光発生も報告されている [39, 41, 42]。文献 39 および 43 では、種々の非線形媒質を用いた SC 光発生の歴史が包括的にまとめられている。この中で特に光ファイバ等の導波路型媒質は小さな断面積に光パワーを閉じ込めることが可能で、かつ発生光はすべて 1 次元的に伝搬され相互作用長が長延化されるため、バルク媒質より SC 光発生の媒質として好適である。1987 年に Alfano グループの Baldeck らは、初めてマルチモードファイバを用いて SC 光発生 [44] を行った。彼らはモード同期 Nd:YAG レーザ出力光パルスによる 2 次高調波発生で生成した波長 532 nm の種光パルスを用いて、4 つのモードの伝搬が許されるカットオフ波長 552 nm のファイバを励起し、波長範囲 530 ~ 580 nm にわたるスペクトルを発生させた。

表 1.1: 代表的な SC 光発生の報告。

文献番号	報告者	SC 光発生媒質	SC 光波長範囲 (種光波長)	報告年
[38]	Alfano & Shapiro	glass	400 - 700 nm (530 nm)	1970
[45]	Corkum et al.	GaAs, AgBr, ZnSe & CdS crystals	3 - 14 μm (9.3 μm)	1985
[44]	Baldeck et al.	multimode fiber	530 - 580 nm (532 nm)	1987
[46]	Gosnell et al.	Ne, Ar & Kr gases under high pressure	200 - 300 nm (248 nm)	1990
[47, 48]	Islam et al.	singlemode fiber	1.55 - 1.85 μm (1.51 μm)	1988
[49]	Morioka et al.	singlemode fiber	1440 - 1640 nm (1542 nm)	1994
[50, 51]	Takushima et al.	singlemode fiber	1490 - 1630 nm (1558 nm)	1998
[52]	Ranka et al.	photonic crystal fiber	390 - 1600 nm (770 nm)	2000

単一モード光ファイバはマルチモードファイバと比較して閉じ込め断面積が 2 桁以上小さく、かつ横モードが LP₀₁ モードのみであるため、オーバーラップ積分の値 (式 (2.71) 参照) が大きく取れ、結果としてより高い非線形性を発現し、更に高い効率で SC 光を発生可能と期待される。

単一モード光ファイバでの SC 光発生は 1988 年に Islam らによって初めて報告された [47]。彼らはモード同期色中心レーザの出力光 (波長 1.51 μm 、時間幅 40 ps) によって、分散シフトファイバ (条長 100 m、分散値 $D = 4.075 \times 10^{-2} (\lambda [\text{nm}] - 1415) \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$) を励起し、波長範囲 1.55 ~ 1.85 μm にわたるスペクトルを得た。このスペクトルは Baldeck らがマルチモードファイバを励起した場合 [44] と同様に長波長側のみに広がった。

1992 年森らは繰り返し周波数 82 MHz のモード同期 Nd:YLF (YLiF₄: Yttrium Lithium Fluoride) レーザ出力光を用いて偏波保持単一モード光ファイバの零分散波長 (1309 nm) 近傍で励起し、図 1.1 に示すスペクトルを発生させた [53]。種光波長 1314 nm における SC 光発生用ファイバ (SC ファイバ) の波長分散が異常分散 (分散値 0.33 ps/(nm · km)) となる条件で励起している。スペクトルは自己位相変調から予想されるスペクトル幅よりも数 10 倍の大きさに広がった。文献 47 または 54 の結果との大きな違いは、スペクトルは種光波長の長波長側だけでなく短波長側にも連続的かつ滑らかに広がっている点である。図 1.2 に分光器を通した SC 光をモノクロメータを前置したストリークカメラで観測した時間分解分光像 (スペクトログラム) を示す。SC 光の特徴である白色性・パルス性が明瞭に現れている。(b) の観測像の湾曲は SC ファイバの波長分散の影響

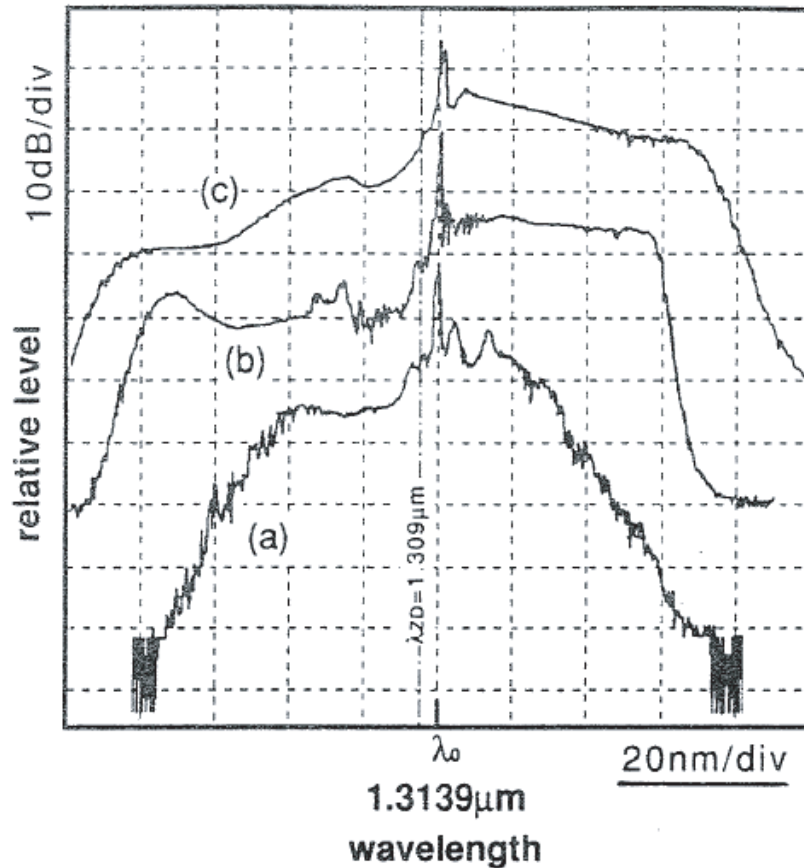


図 1.1: 光スペクトルアナライザで測定された SC 光の強度スペクトル [53] (©1992 IEICE)。(a) 半値全幅 10.5 ps、ピーク強度 45 W の種光パルスで条長 450 m の SC ファイバを励起。(b) 半値全幅 10.5 ps、ピーク強度 55 W の種光パルスで条長 1000 m の SC ファイバを励起。(c) 半値全幅 65 ps、ピーク強度 53 W の種光パルスで条長 1000 m の SC ファイバを励起。種光波長 1314 nm における SC ファイバの分散値は 0.33 ps/(nm · km)。各スペクトルは縦軸方向に 20 dB ずつシフトして表示している。自己位相変調から予想されるスペクトル幅は (a) 11 nm、(b) 30 nm、および (c) 4.6 nm。

響による。

1.3 μm 帯での固体レーザー光源を用いた SC 光発生に引き続いて、1.5 μm 帯におけるコンパクトなパルス光源（半導体レーザーまたはモード同期 Er 添加ファイバリングレーザー）と Er 添加ファイバ光増幅器を組み合わせた種光源による SC 光発生の検討が開始された [55–57]。上述の 1.3 μm 帯における SC 光発生の知見から、広い波長範囲で分散値の絶対値が小さい条件で励起する方が効率的に広帯域の SC 光が発生すると期待されたため、分散値および分散勾配の絶対値が小さい分散フラットファイバを用いた SC 光発生が試みられた [55, 56]。

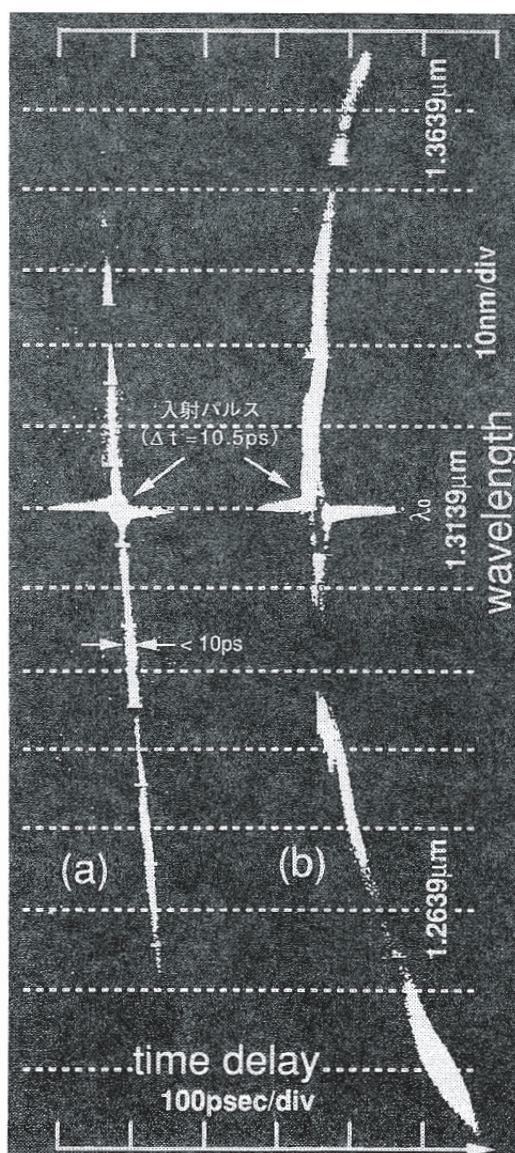


図 1.2: 実験的に観測された SC 光のスペクトログラム [53] (©1992 IEICE)。 (a) および (b) の条件は各々図 1.1 の (a) および (b) に対応する。

1994年に盛岡らは、繰り返し周波数 6.3 GHz のモード同期 E_r 添加ファイバリングレーザ [58] の出力光を用いて条長約 3 km の単一モード光ファイバを励起して、図 1.3 に示す強度スペクトルを有する出力光を発生させた [49]。このスペクトルはそれまでに報告されたいかなる SC 光スペクトルとは異なり、種光波長の両側に波長範囲 ± 100 nm 以上にわたって平坦かつ平滑に広がる領域を有した。さらに、この SC 光を光バンドパスフィルタでスライスして得た光パルスを強度変調し受信感度を測定した結果、種光パルスと同等の雑音特性を有し光パルス伝送に使用可能なことが示された。この発表以前に光伝送に適用可能な SC 光の報告例はなかった [43]。

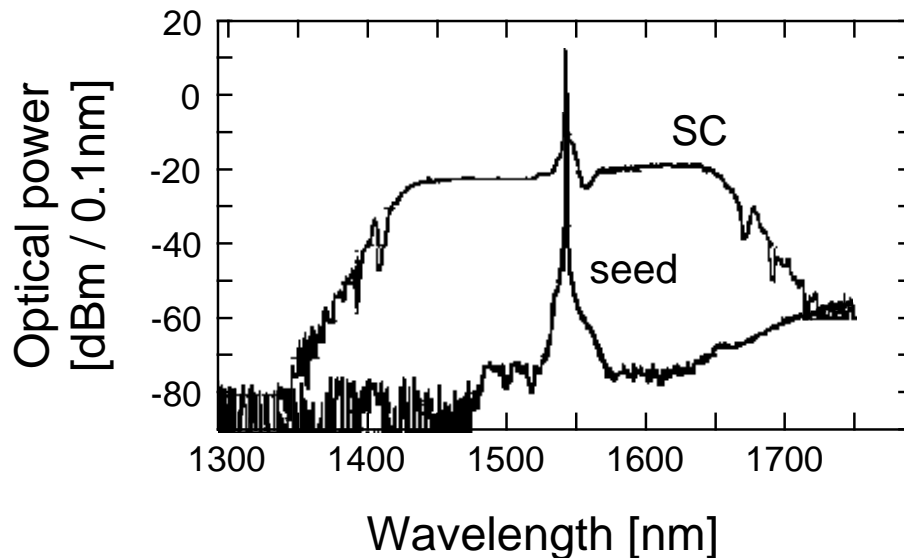


図 1.3: 文献 49 において報告された SC 光 (©1994 IET)。種光パルスのピーク強度 1.7 W、半値全幅 3.3 ps、波長 1542 nm、繰り返し周波数 6.3 GHz。SC ファイバの条長 3.0 km。

彼らの発見の重要性は、(1) ピーク強度がたかだか数 W の種光パルスで効率よく SC 光を発生し、GHz 以上の高繰り返し周波数の SC 光が発生可能であることを示したこと、(2) この SC 光が光通信用波長帯において光パルス伝送に使用可能な品質であることを明らかにしたこと、および (3) 種光源も含め、すべてファイバ系を用いたコンパクトな構成で SC 光源が実現されたことである。上記発見を契機として、SC 光の光通信への応用について集中的な検討が始まった [59, 60]。彼らはこの新しい SC 光の発生機構および SC ファイバの詳細を明らかにしなかったが、この発見によって「通信用 SC 光源」という新たな研究領域が開拓され、多くの研究者がこの分野に参入した [50, 51, 61–68, 70–105]。

SC 光を用いた光伝送としては以下の 2 種類の方式が検討された。

研究の初期には、第 1 の方式、すなわち周期的光バンドパスフィルタを用いて濾波した波長多重 SC 光パルスを伝送に供する方式 [59]、のちにスペクトルスライス [87] と呼ばれる方式が検討された。これに SC 光の短パルス性を活用して光パルス信号の時間領域でのインターリーブ、すなわち光時間分割多重を併用することによりさらに伝送容量が増大される。この光時間分割多重 / 波長多重方式によってファイバー芯あたり 3 Tbit/s に達する一連の大容量伝送実験 [60–62, 65] が成功に導かれた。

第 2 の方式、光マルチキャリア方式では繰り返し種光パルスを用いて、その繰り返し周波数と等しい間隔で光キャリアが並んだマルチキャリア SC 光を発生させ高密度波長多重伝送に用いる。この方式は 2000 年に高良らによって提案・実証され [67]、長距離伝送への応用の検討が進展した [68, 70, 72, 74]。この方式の優れた点は、(1) マルチキャリア SC 光の光周波数オフセットおよびキャリア周波数間隔を安定化することによって当

該マルチキャリア SC 光に含まれるすべて光キャリアの光周波数が安定化されるため、光キャリア周波数（波長）の管理コストが大幅に軽減されること、および (2) ITU-T で標準化された光周波数グリッド [28] との親和性が高いことである。

1996 年に SC 光源にとって大きな転機が訪れた。フォトニック結晶ファイバ（または微細構造ファイバ、ホーリーファイバ）の実現である [106, 107]。フォトニック結晶ファイバは、従来の単一モード光ファイバと比べてはるかに高いコア-クラッド間の相対屈折率差を有し、光電界の閉じ込め効果が強いため、大きな非線形係数 γ [108] を実現することが可能となる [109–111]。フォトニック結晶ファイバを用いた SC 光の発生は 2000 年に Ranka らによって初めて実証された [52]。その後、様々なグループから報告が相次ぎ [112–116]、この方法はごく短期間で SC 光発生手段の主流となった。フォトニック結晶ファイバを用いた SC 光発生は文献 43 および 117 で詳しく述べられている。

上述のように、光伝送に利用可能な新しい種類の SC 光が発見されたが、以下の課題が解決されていなかった。

1. SC 光の発生機構が明らかにされていなかった。すなわち、図 1.3 に示したような広帯域かつ平坦・平滑なスペクトルを有する SC 光が得られたものの、それがいかにして発生するのか、条件およびメカニズムが未解明だった。文献 59 および 118 では、SC 光発生の原因として自己位相変調、相互位相変調、四光波混合および誘導 Raman 散乱など考えられ得る要因が列挙されていたが、当該 SC 光の設計指針につながる十分条件が明らかにされたわけではなかった。
2. 一般的かつ定量的な SC 光源の設計方法が確立されていなかった。すなわち、種光パルスが所与のとき、SC ファイバのパラメータはいかに設計されるべきか、あるいは、SC ファイバが所与のとき、種光パルスのパラメータはいかに与えられるべきかが明らかになっていなかった。また、図 1.3 のような優れた特性の SC 光が得られたとき、これと等価な特性の SC 光を異なる値のパラメータセットを用いて発生するための設計指針が明らかにされていなかった。
3. 優れた雑音特性を実現するための一般的な設計指針が確立されてなかった。上述のように光伝送に利用可能な雑音特性を有する SC 光が発生可能であることが示されたが、SC 光発生における雑音メカニズムおよび雑音特性向上の方法は未解明のままであった。

1.2 本研究の目的

本研究の目的は以下の通りである：

1. 単一モード光ファイバ中における SC 光の発生機構の解明。特に図 1.3 のような広帯域にわたって平坦に広がったスペクトルの発生過程および発生条件を解明する。本研究で「何の効果が SC 光発生にとって本質的か」を明らかにする。
2. 単一モード光ファイバ中における SC 光源の一般的かつ定量的な設計方法の確立。すなわち、種光パルスが所与のとき、SC ファイバの波長分散特性はいかに設計されるべきか、あるいは、SC ファイバが所与

のとき、種光パルスのパラメータはいかに与えられるべきかを明らかにする。また図 1.3 のような広帯域にわたって平坦かつ平滑な SC 光スペクトルが得られたとき、これと等価な特性の SC 光を異なる値のパラメータセットを用いて発生する方法を明らかにする。

3. SC 光の応用に関わる諸特性、特に雑音特性を向上するための光源設計方法の確立。さらに、マルチキャリア光として用いた場合の位相雑音に関わる SC 光のコヒーレンスの向上方法、光周波数の安定化等の特性改善方法を確立する。

本研究が対象とする SC 光発生の解析および SC 光源の設計論は通信用途または光通信波長帯に限定されるものではない。例えば、SC ファイバとしてフォトニック結晶ファイバまたは非シリカ系単一モード光ファイバを用いる場合も、通常シリカ系単一モード光ファイバと同一の解析方法および設計論が適用可能である。

ただし、本論文で扱う SC 光源の構成はすべて光パルス励起のストレートライン型、すなわち種光パルスを出力する光源と単一モード SC ファイバ（または SC 発生用光導波路）が単純な縦続接続になっている構成²のみについて論ずる。したがって以下の構成の SC 光の発生方法については議論しない。すなわち (1) 種光として CW (continuous wave: 連続波) 光を用いた SC 光発生 [119, 120]、(2) 複数波長の種光を用いた SC 光発生 [121]、および (3) 共振器中での SC 光発生 [122–124] については議論の対象外とする。

1.3 本論文の内容と構成

本論文は以下の内容で構成される。

第 2 章「スーパーコンティニウム光源の基礎」では、SC 光発生の解析および SC 光源の設計に必要な数学的・物理的基礎について述べる。

第 3 章「スーパーコンティニウム光発生の原理」では、SC 光の発生機構を明らかにし、広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルを発生する単一モード光ファイバが有すべき特性について述べる。

第 4 章「スーパーコンティニウム光源の設計」では、SC 光発生に関するパラメータの相互関係を明らかにし、SC 光発生の一般的な条件および SC 光源の設計指針を定量的に示す。

第 5 章「スーパーコンティニウム光の特性とその改善方法」では、SC 光源の応用における性能指標となる雑音特性等種々の光学的特性とそれらを改善および向上するための方法について述べる。

第 6 章「スーパーコンティニウム光の応用」では、SC 光源を用いた各種技術について通信用光源および計測用光源としての応用事例について述べる。

² 光増幅器や光フィルタを挿入した構成は含まれる。

第2章 スーパーコンティニウム光源の基礎

本章ではSC光の発生機構を理解するための数学的および物理的基礎について解説する。最初に、光波の数学的表現、および Fourier 変換等の信号処理の基礎について述べ、特に他文献との齟齬が発生しやすい点について確認する。次に、単一モード光ファイバの光学的特性について解説し、SC光を発生するファイバ（SCファイバ）が備える光学的諸特性およびその影響について整理する。さらに、SC光およびSC光の種となる光パルス（種光パルス）の設計にとって重要なパラメータ、特にチャープの性質およびその観測方法について説明する。以上述べた後、広帯域にわたる光学現象を表す伝搬方程式を構築する。第4章におけるSC光の発生条件の一般化およびSC光源の設計に供するため、この伝搬方程式の規格化を行う。本章の終わりでは、得られた伝搬方程式を用いてSC光の発生および成長の数値実験を行うためのアルゴリズムを提示する。

2.1 数学的基礎

この節では、SC光の発生を解析するための数学的基礎について解説する。光波の表記や Fourier 変換の定義は様々な文献においてしばしば異なり、それが計算結果の齟齬をもたらすことがあるため、最初に規定しておく必要がある。

2.1.1 光波の表記

光波は数学的には時間的および空間的に正弦波的に振動し進行する電界、またはその線形な重ね合わせとして表現される。すなわち、座標 z の正の方向に位相速度 c の平面波として伝搬する単色光電界は

$$\cos(\omega t - kz) \quad (2.1)$$

と表される。ここで ω は光電界の角周波数で、周波数 ν および波長 λ とするとき¹

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (2.2)$$

で与えられる。 k は波数と呼ばれる「空間角周波数」に相当する量である。光波が平面波として表される場合、

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (2.3)$$

で与えられる。式 (2.1) で表される波に対し、負の方向に進む波は $\cos(\omega t + kz)$ と表される。

式 (2.1) の \cos 中の $\omega t - kz$ は角度の単位を持つ量で、光位相と呼ばれる。

¹ 本論文では「周波数」と表記した場合は、光電界の周波数を意味する。周期的光パルス列のような光電界の包絡線波形の周波数の場合は「繰返し周波数」と呼ぶ。

本論文では光位相は時間につれて増加するものと約束する。この場合、位相の遅延量は光位相の減少量として表されるため、「遅れ=マイナス」という直感的な描像と整合する。他の文献（例えば文献108）では、上記と逆符号、すなわち $kz - \omega t$ を光位相として定義することがある。位相の符号の相違は、§2.1.2 で述べる時間演算子および周波数演算子の符号に影響し、伝搬方程式の表現に差異をもたらすため特に注意が必要である。

式(2.1)は Euler の公式を用いて

$$\cos(\omega t - kz) = \frac{1}{2} \left[e^{i(\omega t - kz)} + e^{-i(\omega t - kz)} \right] \quad (2.4)$$

と書き表せる。これは、周波数を負の数にまで拡張したときには、実関数である正弦波はさらに正負2つの周波数成分からなるより基本的な波に分解されることを意味する。

ここで

$$e^{i(\omega t - kz)} \quad (2.5)$$

は実信号 $\cos(\omega t - kz)$ の解析信号と呼ばれる。

解析信号は伝搬方程式の構築に関わる重要な概念であるため、§2.1.3 で改めて述べる。

2.1.2 Fourier 変換

与えられた時間波形 $A(t)$ に対する（角）周波数スペクトルを $\tilde{A}(\omega)$ と表すことにする。両者は Fourier 変換の関係

$$A(t) = \frac{1}{\sqrt{MN}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[e^{2\pi i s \frac{\omega t}{N}} \tilde{A}(\omega) \right] \quad (2.6)$$

$$\tilde{A}(\omega) = \sqrt{\frac{M}{N}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \left[e^{-2\pi i s \frac{\omega t}{N}} A(t) \right] \quad (2.7)$$

で結ばれる²。但し、 M および N は任意の実定数を表し、 s は1あるいは-1の値をとる。式(2.6)を Fourier 変換、式(2.7)を逆 Fourier 変換と呼ぶ。Fourier 変換は、時間波形が単色光 $\tilde{A}(\omega)e^{i\omega t}$ の全周波数範囲にわたる総和（積分）として合成されることを意味する。逆 Fourier 変換は、時間波形 $A(t)$ を構成する角周波数 ω の振幅成分 $\tilde{A}(\omega)$ を算出する方法を表す。

式(2.8)および(2.9)に示されるように、一般の Fourier 変換対は3つの自由度 M 、 N 、 s を有する。実際種々の文献でこれらの組み合わせが異なった定義が用いられ、それらの間では以下のような齟齬が発生する：

1. M および N が異なると、元の時間波形 $A(t)$ が同じであっても周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega)$ の大きさが異なる。
2. s が異なると §2.1.1 で述べた光位相の符号が反転し、これに伴って時間領域および周波数領域の演算子（表2.1）の符号が反転する。

従って、議論の最初に M 、 N および s を規定することによって、使用する Fourier 変換対を定義しておく必要がある。

² 本論文では、積分演算は $\int f(x)dx$ ではなく、前置演算子的に $\int dx f(x)$ と表記する。

本論文では以下の定義による *Fourier* 変換対を使用する：

$$A(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[e^{i\omega t} \tilde{A}(\omega) \right] \quad (2.8)$$

$$\tilde{A}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \left[e^{-i\omega t} A(t) \right] \quad (2.9)$$

すなわち、 $M = 1$ 、 $N = 2\pi$ および $s = 1$ と定める。 $s = 1$ は §2.1.1 で定めた光位相の符号と整合する。

Fourier 変換対には上記以外に何種類もの定義が用いられている。例えば、文献 108 では、

$$A(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[e^{-i\omega t} \tilde{A}(\omega) \right] \quad (2.10)$$

$$\tilde{A}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \left[e^{i\omega t} A(t) \right] \quad (2.11)$$

が用いられている。この場合、 $M = 2\pi$ 、 $N = 2\pi$ および $s = -1$ である。

式 (2.8) および (2.9) の *Fourier* 変換対から、時間領域および周波数領域上の表現の関係は表 2.1 のように定まる。時間領域上の変数 t は周波数領域上では演算子 $i\frac{\partial}{\partial\omega}$ で表され、周波数領域上の変数 ω は時間領域上では

表 2.1: 時間領域と周波数領域の変数・演算子の関係

時間領域		周波数領域
$A(t)$	\Leftrightarrow	$\tilde{A}(\omega)$
$tA(t)$	\Leftrightarrow	$i\frac{\partial}{\partial\omega}\tilde{A}(\omega)$
$-i\frac{\partial}{\partial t}A(t)$	\Leftrightarrow	$\omega\tilde{A}(\omega)$
$F(t)A(t)$	\Leftrightarrow	$F(i\frac{\partial}{\partial\omega})\tilde{A}(\omega)$
$F(-i\frac{\partial}{\partial t})A(t)$	\Leftrightarrow	$F(\omega)\tilde{A}(\omega)$

演算子 $-i\frac{\partial}{\partial t}$ と表される。 $F(\omega)$ は周波数領域における任意の関数を表す。時間領域では ω は演算子に置換され形式的に $F(-i\frac{\partial}{\partial t})$ と表されるが、計算に際しては冪級数展開して項別に時間波形 $A(t)$ に作用させる。

位相が時間につれて減少する定義、すなわち *Fourier* 変換対 (式 (2.6) および (2.7)) において $s = -1$ を採用した場合は、演算子の符号は表 2.1 と逆符号となる。したがって、例えば式 (2.10) および (2.11) を用いる場合 [108] は、本論文と逆符号となることに注意しなければならない。

2.1.3 解析信号

伝搬方程式における光波の電界振幅は解析信号として表現される。すなわち、実数値として観測可能な光波の電界は複素数である解析信号に変換して取り扱われる。

解析信号は、実部が元の実信号となる関数として定義される。一般の実信号 $A_{\text{Re}}(t)$ から解析信号 $A(t)$ の虚部を求めるには Hilbert 変換を用いる。すなわち、

$$A(t) = A_{\text{Re}}(t) + iA_{\text{Im}}(t) \quad (2.12)$$

と表されるとき、その虚部 $A_{\text{Im}}(t)$ は Hilbert 変換によって

$$A_{\text{Im}}(t) = \frac{1}{\pi} \int dt' \frac{A_{\text{Re}}(t')}{t-t'} \quad (2.13)$$

で与えられる。但し、式 (2.13) の積分は主値を表す。

式 (2.12) から、実信号と解析信号の関係は

$$\begin{aligned} A_{\text{Re}}(t) &= [A(t) + A(t)^*] / 2 \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[e^{i\omega t} \tilde{A}(\omega) + e^{-i\omega t} \tilde{A}^*(\omega) \right] / 2 \end{aligned} \quad (2.14)$$

で与えられる。実信号 $A_{\text{Re}}(t)$ がキャリア角周波数 ω_0 および包絡線電界波形 $A_0(t)$ を有する光波の場合は

$$\begin{aligned} A_{\text{Re}}(t) &= [A_0(t)e^{i\omega_0 t} + A_0(t)^*e^{-i\omega_0 t}] / 2 \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \left[e^{i(\Omega+\omega_0)t} \tilde{A}_0(\Omega) + e^{-i(\Omega+\omega_0)t} \tilde{A}_0^*(\Omega) \right] / 2 \end{aligned} \quad (2.15)$$

と表され、キャリア周波数と包絡線波形が積として分離される。ここで、角周波数 $\Omega = \omega - \omega_0$ はベースバンド周波数を表す。

解析信号を用いることは以下のメリットをもたらす。

1. 伝搬損失や波長分散等の光の線形効果による振幅・位相の変化は解析信号に対する乗算として表される。光信号のキャリア周波数成分は解析信号 $e^{i\omega t}$ で表すと積演算によって容易に時間波形との分離・合成が可能である。実信号の場合、位相に対する操作は解析信号の場合ほど簡単ではない。
2. Fourier 変換との相性がよい。時間波形が実関数の場合でも、一般に逆フーリエ変換 (式 (2.9)) で与えられる周波数スペクトルは複素関数となる。
3. 解析信号の場合、包絡線時間波形 $A(t)$ に対応する強度波形は $|A(t)|^2$ として与えられる。これに対し、実信号から強度波形を計算する場合は2倍高調波が現れるため、計算中でベースバンド成分をフィルタする必要がある。この特長は伝搬方程式への光非線形効果の導入に際して役立つ。

このように光波の表現に解析信号を用いることにより、伝搬方程式における取り扱いおよび計算結果の解析が容易になる。

2.2 単一モード光ファイバの光学的性質

単一モード光ファイバとは、ファイバの断面方向に関する伝搬光の電界パターン (横モード) が1種類に限定されるように設計された光ファイバである。通常は、最低次の基本モードのみが伝搬するようにカットオフ条件を設定することによって実現される。本節では SC 光発生に関連する単一モード光ファイバの光学的性質と伝搬方程式との関係を述べる。光ファイバの光学的性質は線形効果と非線形効果に大別される。前者はさらに伝搬損失および波長分散に、後者は光 Kerr 効果および Raman 効果に分類される。これらはフォトニック結晶ファイバを用いた SC 光源設計にも共通する特性である。

2.2.1 光ファイバ中の線形効果

線形性とは系の入出力関係について重ね合わせの原理が成り立つ性質をさす。光学的には、角周波数 ω の単色光に対する伝達関数が $H(\omega, z) = e^{B(\omega)z}$ で与えられる系に周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega, 0)$ の光が入射されたとき、伝搬距離 z における周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega, z)$ が

$$\begin{aligned}\tilde{A}(\omega, z) &= H(\omega, z)\tilde{A}(\omega, 0) \\ &= e^{B(\omega)z}\tilde{A}(\omega, 0)\end{aligned}\quad (2.16)$$

によって一意に決まる性質をさす。ここで $B(\omega)$ は複素数で、単位長あたりの透過係数を表す。

式 (2.16) はさらに変形して微分方程式

$$\frac{\partial}{\partial z}\tilde{A}(\omega, z) = B(\omega)\tilde{A}(\omega, z)\quad (2.17)$$

として表すことができる。これは §2.4 で導入される伝搬方程式の線形部に対応する。式 (2.17) のように表すことにより、伝搬距離 z に依存する透過係数 $B(\omega, z)$ を用いて計算することが可能となる。この特長は波長分散が伝搬距離につれて変化するファイバで発生する SC 光の解析において特に重要となる。

光ファイバにおいて、透過係数 $B(\omega)$ の実部および虚部は各々損失係数および伝搬係数³ と呼ばれ、各々伝搬損失特性および波長分散特性と関係する。これらを以下で解説しよう。

伝搬損失特性

光ファイバに入射された光は散乱や吸収のため、伝搬距離につれて強度が減衰する。ファイバ入射時、すなわち伝搬距離 $z = 0$ における光の強度を $P(\omega, 0) = |\tilde{A}(\omega, 0)|^2$ と表すとき、伝搬距離 z における光の強度 $P(\omega, z)$ は式 (2.16) より

$$\begin{aligned}P(\omega, z) &= |\tilde{A}(\omega, z)|^2 \\ &= e^{2\text{Re}[B(\omega)]z}|\tilde{A}(\omega, 0)|^2 \\ &\equiv e^{2\alpha(\omega)z}P(\omega, 0)\end{aligned}\quad (2.18)$$

と表される。ここで、透過係数の実部 $\alpha(\omega) \equiv \text{Re}[B(\omega)]$ は単位長あたりの電界振幅の損失係数を表す。伝搬方程式において伝搬損失特性を表すパラメータにはこの損失係数 $\alpha(\omega)$ が用いられる。

一般に光ファイバの伝搬損失特性を表す指標はデシベル値が用いられる。単位長あたりの伝搬損失 l [dB/km] と、上述の損失係数 α [m⁻¹] は

$$\alpha = \frac{\ln 10}{20} \frac{l}{1000}\quad (2.19)$$

によって換算される。

一般に損失係数は、 $\alpha(\omega)$ で表されるように、光ファイバ中では角周波数または波長の関数となる。光通信で用いられるシリカ (SiO₂) ファイバの場合、本質的な損失の原因は Rayleigh 散乱と赤外吸収で、これらによ

³ 伝搬定数 (propagation constant) と呼ばれることが多いが、明らかに定数ではないので本論文では伝搬係数と呼ぶことにする。

る損失の総和は波長 $1.55 \mu\text{m}$ 近傍で最小となり、約 0.2 dB/km の値となる。この波長 $1.55 \mu\text{m}$ 帯は通信用光増幅器として用いられる E_r 添加ファイバ光増幅器が利用可能であるため、高出力の種光を必要とする SC 光源にとって設計上重要な波長帯である。

波長分散特性

光ファイバを伝搬する単色光の速度（位相速度）は角周波数 ω または波長 $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ に依存する。すなわち、平面波の場合（式 (2.5)）とは異なり、単色光の解析信号は

$$e^{i[\omega t - \beta(\omega)z]} \quad (2.20)$$

と表される。ここで、 $\beta(\omega)$ は §2.2.1 で導入した透過係数 $B(\omega)$ の虚部で与えられる伝搬係数で、式 (2.3) における波数 k に対応する。伝搬係数の周波数または波長に対する依存性は色分散（chromatic dispersion）または波長分散と呼ばれる。単一モード光ファイバの波長分散は、コア-クラッド材料の光学特性の波長依存性に起因する材料分散、およびコア-クラッドの屈折率分布に起因する構造分散の和として表される。構造分散は屈折率分布の設計によって制御することが可能で、それにより材料分散とは大きく異なる波長分散特性を持つ単一モード光ファイバを実現することが可能となる。SC 光源の設計では波長分散特性の設計が主要な課題となる。

周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega, 0)$ の光波が波長分散 $\beta(\omega)$ のみを有する長さ z の媒質に入射される場合について考えよう。このとき出力端における周波数スペクトルは式 (2.16) より

$$\tilde{A}(\omega, z) = \tilde{A}(\omega, 0)e^{-i\beta(\omega)z} \quad (2.21)$$

で与えられる。式 (2.21) より $|\tilde{A}(\omega, z)|^2 = |\tilde{A}(\omega, 0)|^2$ が導かれる。これは、波長分散のみの影響下では強度スペクトル $|\tilde{A}(\omega, z)|^2$ の変化は起きないことを意味する。時間波形への影響は §2.3.2 で解説する。

伝搬係数 $\beta(\omega)$ を角周波数 ω_0 の周りで冪級数展開すると

$$\begin{aligned} \beta(\omega) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_n(\omega_0)}{n!} (\omega - \omega_0)^n \\ &= \beta_0(\omega_0) + \beta_1(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2(\omega_0)}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.22)$$

と表される。ここで、 $\beta_n(\omega_0)$ は $\frac{d^n \beta(\omega)}{d\omega^n} \Big|_{\omega=\omega_0}$ である。

式 (2.22) の各項の物理的意味を整理しよう。 $\omega - \omega_0$ の 0 次の項（定数項）である $\beta_0(\omega_0)$ は位相速度に対応する量で、波数 $k = \frac{n\omega_0}{c}$ と等しい。但し、 n は角周波数 ω_0 における屈折率である。1 次の項における $\beta_1(\omega_0)$ は群遅延と呼ばれ、単位伝搬長あたりの包絡線時間波形の遅延時間を表す。2 次の項における $\beta_2(\omega_0)$ は 2 次の波長分散または群速度分散と呼ばれる。式 (2.22) の 2 次以降の項は光波の時間波形の歪みの原因となる。

§6.3.2 で詳述するように、波長分散特性の実験的測定は波長に対する群遅延を測定することによって行う。一般に光ファイバでは、波長分散特性を表すパラメータとして $\beta_2(\omega)$ の代わりに、群遅延 $\beta_1(\omega)$ の波長 λ による微分

$$D(\lambda) = \frac{d}{d\lambda} \beta_1 \left(\frac{2\pi c}{\lambda} \right) \quad (2.23)$$

が用いられる。 $D(\lambda)$ は分散値 (dispersion parameter) と呼ばれる量で、単位は $\text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ である。

与えられた分散値 $D(\lambda)$ を伝搬方程式に適用するには、伝搬係数 $\beta(\omega)$ に変換する必要がある。式 (2.23) より、 $D(\lambda)$ は

$$\beta(\omega) = \int_{\omega_0}^{\omega} d\omega \int_{\frac{2\pi c}{\omega_0}}^{\frac{2\pi c}{\omega}} d\lambda D(\lambda) \quad (2.24)$$

で $\beta(\omega)$ に変換される。

例として、SC 光発生で用いられるファイバの波長分散特性 $D(\lambda)$ の伝搬係数 $\beta(\omega)$ を計算しよう。SC 光発生に用いられる分散フラットファイバの分散値 $D(\lambda)$ は、種光パルス波長 $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$ の周りで有限の多項式

$$D(\lambda) = D_0 + \frac{D_2}{2}(\lambda - \lambda_0)^2 \quad (2.25)$$

によって良好に近似される。伝搬係数 $\beta(\omega)$ はこの $D(\lambda)$ を式 (2.24) に代入することによって

$$\begin{aligned} \beta(\omega) &= 2\pi c D_0 \left[\ln \frac{\omega}{\omega_0} + \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \right] \\ &+ \frac{(2\pi c)^3 D_2}{6\omega_0^2} \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) - 3 \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega} \right) + 3 \ln \frac{\omega}{\omega_0} + \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.26)$$

で与えられ、伝搬方程式に代入可能な形式に変換される。

SC 光源には、一般に波長分散 β が角周波数 ω のみならず入射端からの距離 z にも依存する単一モード光ファイバが用いられる。

2.2.2 光ファイバ中の非線形効果

光非線形効果とは、時間領域の表現では入力時間波形に対し出力時間波形が比例的に応答しない性質に起因した光学的効果をさす。周波数領域では入力光に含まれる複数の周波数成分間 (縮退も含む) でエネルギーの交換が起こることを意味する。多くの場合、線形効果と非線形効果は併存し、入力が小さいときは線形性が支配的で、入力が大きくなるにつれて非線形性が顕著となる。光非線形効果の原因は、現象論的には入力光の電界振幅 $E(t)$ に対する分極 $P(t)$ の非線形的関係

$$\begin{aligned} P(t) &= \varepsilon_0 \sum_{n=1}^{\infty} \chi^{(n)} E(t)^n \\ &= \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E(t)^2 + \chi^{(3)} E(t)^3 + \dots \right] \end{aligned} \quad (2.27)$$

に帰着する。ここで電界振幅 $E(t)$ および分極 $P(t)$ は実信号を表す。説明の見通しを良くするため、入力光の電界振幅 $E(t)$ (の包絡線) に対する分極 $P(t)$ の応答の遅延 [108] は省略した。 ε_0 は真空中の誘電率を表す。 $\chi^{(n)}$ は電気感受率を表し、一般に $n+1$ 階のテンソルで表される。式 (2.27) において、1 次の電気感受率 $\chi^{(1)}$ は線形効果に対応し、等方的かつ屈折率を n としたとき、 $\chi^{(1)} = n^2 - 1$ で与えられる。光ファイバにおいては電気感受率 $\chi^{(n)}$ は等方的、すなわち分極 $P(t)$ の大きさは電界 $E(t)$ の向きに依存しないと考えるとよい。次数 n が偶数の場合 $\chi^{(n)}$ は 0 とおいてよい。従って、最初に考慮すべき光非線形効果は電界 $E(t)$ に対する 3 次の光非線形効果となる。SC 光発生で重要となる 3 次の光非線形効果は光 Kerr 効果および Raman 効果である。

以下に光 Kerr 効果および Raman 効果について解説し、それらを伝搬方程式に適用するための非線形分極を導出する。

光 Kerr 効果

光 Kerr 効果とは光電界の強度 $|E(t)|^2$ に比例して媒質の屈折率が変化する光非線形効果である。シリカベースの単一モード光ファイバの場合、この効果はファイバを構成する原子中の電子分布変移の光電界に対する応答の非直線性に起因し、本研究で興味ある波長 $1.5 \mu\text{m}$ 帯を中心とした領域においては非共鳴的に応答する。このため、光電界の包絡線波形の変化に対する応答の遅延はない (inertialless) と考えてよい。光 Kerr 効果を起源として観測される現象として自己位相変調、相互位相変調、四光波混合があるが、後述のようにこれらの現象は統一的に取り扱うことができる。

伝搬方程式で用いられる光 Kerr 効果に対する非線形分極 $\tilde{P}^{(K)}(\omega, r, z)$ を導出しよう。

光 Kerr 効果は、全周波数成分の総和で与えられる実関数波形

$$E_{\text{Re}}(t, r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[e^{i\omega t} \tilde{E}(\omega, r, z) + e^{-i\omega t} \tilde{E}^*(\omega, r, z) \right] / 2 \quad (2.28)$$

に対して応答する。ここで、 $\tilde{E}(\omega, r, z)$ は解析信号として表された周波数スペクトルである。

シリカファイバの場合のように、3 次の非線形分極の応答が入力光包絡線の時間変化に対して十分高速である場合、非線形分極 $P_{\text{Re}}^{(K)}(t, r, z)$ は実関数

$$P_{\text{Re}}^{(K)}(t, r, z) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : E_{\text{Re}}(t, r, z) E_{\text{Re}}(t, r, z) E_{\text{Re}}(t, r, z) \quad (2.29)$$

として表される。ここで $\chi^{(3)}$ は 4 階のテンソルで、伝搬光 $E_{\text{Re}}(t, r, z)$ によって誘起される非線形分極に対応する非線形感受率を表す。式 (2.29) の右辺はテンソル演算を表す。

単一モード光ファイバのような等方性媒質を伝搬する単一偏波光を考える場合、式 (2.29) はスカラー演算的に

$$\begin{aligned} P_{\text{Re}}^{(K)}(t, r, z) &= \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} E_{\text{Re}}(t, r, z)^3 \\ &= \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 [e^{i\omega_1 t} \tilde{E}(\omega_1, r, z) + e^{-i\omega_1 t} \tilde{E}^*(\omega_1, r, z)] / 2 \right. \\ &\quad \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 [e^{i\omega_2 t} \tilde{E}(\omega_2, r, z) + e^{-i\omega_2 t} \tilde{E}^*(\omega_2, r, z)] / 2 \\ &\quad \left. \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_3 [e^{i\omega_3 t} \tilde{E}(\omega_3, r, z) + e^{-i\omega_3 t} \tilde{E}^*(\omega_3, r, z)] / 2 \right] \end{aligned} \quad (2.30)$$

と表される。但し、 $\chi_{xxxx}^{(3)}$ は非線形感受率テンソル $\chi^{(3)}$ の $xxxx$ 要素の実部を表し、ガラスのような等方性媒質中では $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)} = \chi_{zzzz}^{(3)}$ である。 $\chi_{xxxx}^{(3)}$ と光のパワー密度 $[\text{W}/\text{m}^2]$ あたりの屈折率変化を表す Kerr 係数 n_2 との間には

$$n_2 = \frac{3 \chi_{xxxx}^{(3)}}{8 n} \quad (2.31)$$

の関係がある [108]。ここで n は媒質の (線形な) 屈折率を表す。

式 (2.30) を展開すると 3 次高調波に対応する項 ($\omega_1 + \omega_2 + \omega_3$) と四光波混合に対応する項 ($\omega_1 + \omega_2 - \omega_3$)

の解析信号が項別に得られる。前者は SC 光発生に関与しないため、後者のみを残して式 (2.30) を整理すると

$$\begin{aligned} \tilde{P}^{(K)}(\omega, r, z) &= \frac{3\varepsilon_0\chi_{xxxx}^{(3)}}{4} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 \left[\tilde{E}(\omega_1, r, z) \tilde{E}(\omega_2, r, z) \tilde{E}^*(\omega_1 + \omega_2 - \omega, r, z) \right] \end{aligned} \quad (2.32)$$

が得られる。

式 (2.32) の重積分は周波数スペクトルの成分間における自己位相変調 ($\omega + \omega - \omega \rightarrow \omega$) および相互位相変調 ($\omega + \omega_1 - \omega_1 \rightarrow \omega$) を含む光 Kerr 効果に関する光非線形効果を四光波混合 ($\omega_1 + \omega_2 - (\omega_1 + \omega_2 - \omega) \rightarrow \omega$) として統一的に表現している。式 (2.32) は Fourier 変換を用いて

$$\tilde{P}^{(K)}(\omega, r, z) = \frac{3\varepsilon_0\chi_{xxxx}^{(3)}}{4} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \left[e^{-i\omega t} |E(t, r, z)|^2 E(t, r, z) \right] \quad (2.33)$$

と変形される。式 (2.33) の $|E(t, r, z)|^2 E(t, r, z)$ の形式は時間波形に対する自己位相変調に他ならない。このように、光 Kerr 効果は周波数領域では四光波混合として表現され、時間領域では全光電界の自己位相変調として統一的に表現される [125]。

伝搬方程式における光 Kerr 効果には、この非線形分極 $\tilde{P}^{(K)}(\omega, r, z)$ が用いられる。

第 3 章で述べるように、光 Kerr 効果は波長分散と共に SC 光発生において本質的な役割を果たす。従って、ここで光 Kerr 効果が光波に及ぼす影響を整理しておくことは後の理解に役立つ。

電界強度 (単位 W) の平方根を単位とする時間波形 $A(t, 0)$ の光波が光 Kerr 効果のみを呈する長さ z の媒質に入射されたとき、この波形に及ぶ位相変化は

$$\phi(t, z) = \gamma |A(t, 0)|^2 z \quad (2.34)$$

で表される。ここで、 γ は (2.75) で定義される非線形係数 [108] である。 A_{eff} は当該ファイバを伝搬する光波の実効モードフィールド面積で式 (2.71) で定義される。

式 (2.34) より、媒質出力における光波は

$$\begin{aligned} A(t, z) &= A(t, 0) e^{-i\phi(t, z)} \\ &= A(t, 0) e^{-i\gamma |A(t, 0)|^2 z} \end{aligned} \quad (2.35)$$

与えられる。式 (2.35) より $|A(t, z)|^2 = |A(t, 0)|^2$ が導かれる。これは、光 Kerr 効果のみの影響下では強度波形 $|A(t, z)|^2$ の変化は起きないことを意味する。光 Kerr 効果の周波数スペクトルへの影響は § 2.3.2 で解説する。

線形効果に対する式 (2.16) の場合と同様に、式 (2.35) はさらに変形して微分方程式

$$\frac{\partial}{\partial z} A(t, z) = -i\gamma |A(t, z)|^2 A(t, z) \quad (2.36)$$

として表すことができる。式 (2.36) の両辺を逆 Fourier 変換すると、

$$\frac{\partial}{\partial z} \tilde{A}(\omega, z) = -i\gamma \int_{-\infty}^{\infty} dt \left[e^{-i\omega t} |A(t, z)|^2 A(t, z) \right] \quad (2.37)$$

と表され、この式の右辺は § 2.4 で導入される伝搬方程式における光 Kerr 効果を表す項に該当する。

Raman 効果

Raman 効果は入射光子と（光学）フォノンとの相互作用によって起きる非弾性的な光散乱現象である。シリカファイバの場合、フォノンはシリカを構成する原子（Si、O）の量子化された振動波として励起される。

Raman 効果に対応する非線形分極 $\tilde{P}^{(R)}(\omega, r, z)$ は古典的な 1 次元振動子モデルを用いて導出することができる [125]。入射光の実電界 $E_{\text{Re}}(t, r, z)$ に対する Raman 分極 $P_{\text{Re}}^{(R)}(t, r, z)$ は

$$P_{\text{Re}}^{(R)}(t, r, z) = \varepsilon_0 N_m \alpha(X(t)) E_{\text{Re}}(t, r, z) \quad (2.38)$$

のように表される。ここで、 N_m は単位体積中の分子数、 $X(t)$ は原子の平衡点からの 1 次元的な変移量を表す。 $\alpha(X)$ は 1 原子あたりの電気感受率に相当する polarizability と呼ばれる量で、変移の平衡点 ($X = 0$) の近傍においては $\alpha(X) = \alpha_X X$ と線形近似することができる。

式 (2.38) より Raman 分極を求めるためには、入射光に対して応答する振動子の変移量 $X(t)$ を導出することが必要となる。外力 $F(t)$ に対する変移量 $X(t)$ を記述する運動方程式は、

$$m \left[\frac{d^2}{dt^2} + \Gamma_R \frac{d}{dt} + \omega_R^2 \right] X(t) = F(t) \quad (2.39)$$

と表される [126]。ここで、 m は振動子（原子）の質量、 Γ_R は減衰係数で自発的な Raman 散乱スペクトルの線幅として観測される量である。 ω_R は振動子の共鳴（角）周波数で Raman シフト周波数として観測される。電子分布が振動する光 Kerr 効果とは異なり振動子の質量が大きいため、外力に対する変移量の応答には遅延を伴う。

外力 $F(t)$ は Raman 効果に寄与する 1 原子が含まれる体積あたりの電界のエネルギー E_{Raman} から、

$$\begin{aligned} F(t) &= \frac{\partial}{\partial X} E_{\text{Raman}} \\ &= \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{1}{2N_m} P_{\text{Re}}^{(R)}(t, r, z) E_{\text{Re}}(t, r, z) \right] \\ &= \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{\varepsilon_0 \alpha_X}{2} X(t) E_{\text{Re}}^2(t, r, z) \right] \\ &= \frac{\varepsilon_0 \alpha_X}{4} |E(t, r, z)|^2 \end{aligned} \quad (2.40)$$

で与えられる⁴。

式 (2.39) および (2.40) より、光波の電界 $E(t, r, z)$ に対する変移量 $X(t)$ は

$$X(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \left[e^{i\Omega t} \frac{\frac{\varepsilon_0 \alpha_X}{4m}}{\Omega_R^2 - \Omega^2 + i\Gamma_R \Omega} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \left[e^{-i\Omega t'} |E(t', r, z)|^2 \right] \right] \quad (2.41)$$

で与えられる。

従って伝搬方程式で用いられる Raman 効果に関する非線形分極 $\tilde{P}^{(R)}(\omega, r, z)$ は、式 (2.38) および (2.41) より

⁴ 第3式から第4式の間で入射光電界が実信号から解析信号に変換されたことに注意。

$$\begin{aligned}
\tilde{P}^{(R)}(\omega, r, z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \left[e^{-i\omega t} P^{(R)}(t, r, z) \right] \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \left[e^{-i\omega t} E(t, r, z) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \left[e^{i\Omega t} \tilde{\mathcal{R}}(\Omega) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \left[e^{-i\Omega t'} |E(t', r, z)|^2 \right] \right] \right] \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \left[e^{-i\omega t} E(t, r, z) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left[\mathcal{R}(\tau) |E(t - \tau, r, z)|^2 \right] \right] \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 \left[\tilde{\mathcal{R}}(\omega - \omega_1) \tilde{E}(\omega_1, r, z) \tilde{E}(\omega_2, r, z) \tilde{E}^*(\omega_1 + \omega_2 - \omega, r, z) \right]
\end{aligned} \tag{2.42}$$

で与えられる。ここで $\tilde{\mathcal{R}}(\Omega)$ は Raman 感受率 (Raman susceptibility) と呼ばれるファイバ材料に固有の複素数値の関数である。 $\tilde{\mathcal{R}}(\Omega)$ の実部は Raman 効果による屈折率変化に対応し、虚部は Raman 利得に対応する。式 (2.42) の第 4 行目と式 (2.32) を比較すると、光 Kerr 効果は Raman 効果が周波数依存性がない、すなわち $\tilde{\mathcal{R}}(\omega)$ が定数値の場合に対応することがわかる。これは Raman 効果の応答がゼロ遅延、すなわち $\mathcal{R}(t)$ がデルタ関数の場合に対応する。別の言い方をすると、光 Kerr 効果および Raman 効果は非線形感受率 $\tilde{\mathcal{R}}(\Omega)$ を用いて式 (2.42) に集約される。

式 (2.39) のモデルでは、 $\tilde{\mathcal{R}}(\Omega)$ は

$$\tilde{\mathcal{R}}(\Omega) = \frac{N_m \varepsilon_0^2 \alpha_X^2}{4m} \frac{1}{\Omega_R^2 - \Omega^2 + i\Gamma_R \Omega} \tag{2.43}$$

である。このグラフを図 2.1 に示す。減衰係数 Γ_R および Raman シフト周波数 ω_R はシリカファイバから測定された値で、各々 $\Gamma_R = 2\pi \times 15.438$ THz および $\omega_R = 2\pi \times 15.152$ THz である [127]。

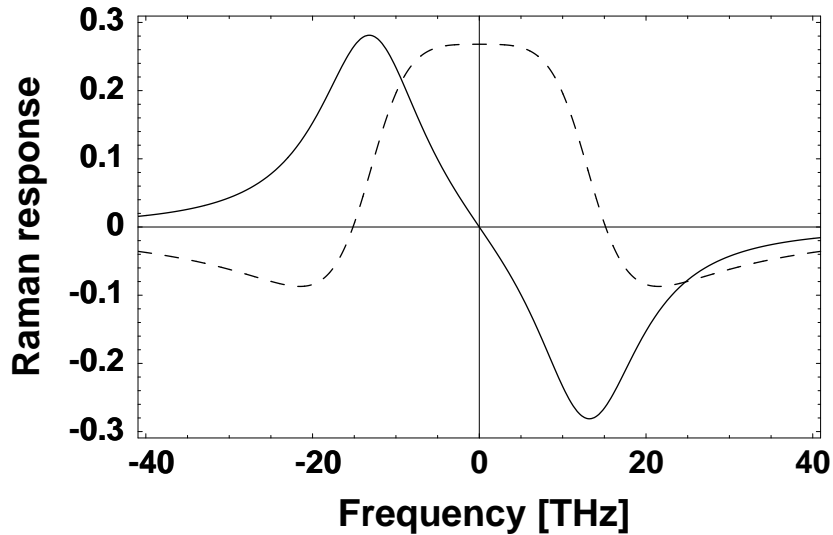


図 2.1: 式 (2.43) で与えられる複素 Raman 感受率。破線および実線は各々実部および虚部に対応する。減衰係数 Γ_R は $2\pi \times 15.152$ THz。Raman シフト周波数 ω_R は $2\pi \times 15.438$ THz [127]。

式 (2.42) の Raman 効果に関する非線形分極には、実験的に求めた Raman 感受率 $\tilde{\mathcal{R}}(\Omega)$ を適用することができる [125]。 $\tilde{\mathcal{R}}(\Omega)$ は下記のように実験的に求められる [128–131]。

1. Raman 利得の時間応答波形から周波数特性を測定する。これは正の周波数に対する $\tilde{\mathcal{R}}(\Omega)$ の虚部に対応する。
2. Raman 感受率の虚部の原点对称性から正負の周波数全域にわたる $\tilde{\mathcal{R}}(\Omega)$ の虚部が求まる。
3. Kramers-Kronig の関係式を用いて、 $\tilde{\mathcal{R}}(\Omega)$ の虚部から実部を算出する。

第 4 章で述べるように、Raman 効果は SC 光の発生効率に影響を与える。

2.3 光パルスとチャープ

2.3.1 光パルス

光パルスとはエネルギーが時間的に局在した光波である。光パルスは単色光 $e^{i\omega_0 t}$ をそのキャリア周波数 ω_0 よりも小さい帯域を有する信号で変調した包絡線電界波形 $A(t)e^{i\omega_0 t}$ として記述される。ここで $A(t)$ は包絡線時間波形である。一般に SC 光は種となる光パルス（種光パルス）によって励起され⁵、SC 光自身も光パルスである。

表 2.2 に光学上頻出するパルス型関数の時間波形とその周波数スペクトルおよびそれらの時間幅・周波数幅の関係を示す。時間幅は包絡線時間波形 $A(t)$ に対する強度波形 $|A(t)|^2$ の半値全幅として定義される。周波数幅は $A(t)$ の逆 Fourier 変換である周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega)$ に対する強度スペクトル $|\tilde{A}(\omega)|^2$ から求まる半値全幅（角周波数）を周波数に換算した値として定義される。

表 2.2: パルス型関数の時間波形とその周波数スペクトルおよびそれらの時間幅・周波数幅

波形（関数）名	時間波形	周波数スペクトル	時間幅	時間幅・周波数幅の積（最小値）
sech	$\text{sech}(\frac{t}{T_0})$	$\sqrt{\frac{\pi}{2}} T_0 \text{sech}(\frac{\pi}{2}\omega T_0)$	$2 \ln(\sqrt{2} + 1) T_0$	$(\frac{2 \ln(\sqrt{2} + 1)}{\pi})^2 = 0.315$
Gaussian	$e^{-\frac{t^2}{2T_0^2}}$	$T_0 e^{-\frac{\omega^2 T_0^2}{2}}$	$2\sqrt{\ln 2} T_0$	$\frac{2 \ln 2}{\pi} = 0.441$
Lorentzian	$\frac{1}{1+(\frac{t}{T_0})^2}$	$\sqrt{\frac{\pi}{2}} T_0 e^{- \omega T_0}$	$2\sqrt{\sqrt{2}-1} T_0$	$\frac{\sqrt{\sqrt{2}-1} \ln 2}{\pi} = 0.142$

T_0 は時間スケールを表す。表 2.2 に示すように、時間幅は T_0 に比例し周波数幅は T_0 に反比例する、いわゆる不確定性の関係にある。これは Fourier 変換対で結ばれる時間波形と周波数スペクトルが従う普遍的な性質である。

⁵ CW 光によって励起される例 [119, 120] もあるが、発生初期に変調不安定による励起光のパルス化が起きている。

表 2.2 が示すように、強度波形および強度スペクトルから求まる時間幅・周波数幅の積はパルスの種類に依存する最小値を有する。時間幅・周波数幅の積が最小値となるパルスをトランスフォームリミットなパルスと呼ぶ。

光パルスがトランスフォームリミットにならない原因には2つの要因が挙げられる。

1つは光パルスが周波数コヒーレンス (§ 5.2.1 参照) の意味でインコヒーレントである場合である。光増幅器から出力される雑音光を強度変調して得られる光パルスはこのような光パルスの例であり、これはトランスフォームリミットにはなり得ない。

もう一つの要因は光パルスがチャープを含む場合である。チャープについては、パルスがトランスフォームリミットになる条件と共に次節 § 2.3.2 にて詳しく述べる。

2.3.2 チャープ

チャープとは光波の歪みの一種で、包絡線時間波形 $A(t)$ の位相 $\arg A(t)$ が時間 t に対して非直線的に変化すること、あるいは周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega)$ の位相 $\arg \tilde{A}(\omega)$ が周波数 ω に対して非直線的に変化すること、またはそれらの変化の程度をさす。チャープの原因および特性によって、前者を時間 (分散性) チャープ、後者を周波数 (変調性) チャープとよぶ。トランスフォームリミットなパルスはチャープを含まない。

チャープの特性およびその解析方法は SC 光の発生機構の解析および SC 光源の設計にとって極めて重要である [132, 133] ため、以下に詳細に解説する。

時間チャープ

時間チャープは周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega)$ の位相 (偏角) の周波数 ω に対する変化率

$$C_T(\omega) = \frac{d}{d\omega} \arg \tilde{A}(\omega) \quad (2.44)$$

として定義される。これは物理的には、スペクトルの各周波数成分の群遅延時間の周波数に対する変化を意味する。

光パルスに時間チャープが含まれない場合は

$$C_T(\omega) = \frac{d}{d\omega} \arg \tilde{A}(\omega) = C_{T0} \quad (2.45)$$

となる。但し、 C_{T0} は実定数である。群遅延時間の基準は任意に定めることができるため、 $C_{T0} = 0$ としてよい。この場合、 $\arg \tilde{A}(\omega) = 0$ となり、これは周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega)$ を実関数と見なせることを意味する。

光パルスが時間チャープをもつ場合は $C_T(\omega)$ は周波数に対して変化する。この場合、 $\arg \tilde{A}(\omega)$ は角周波数 ω の2次以上の関数として表される。

時間チャープの代表的な原因は波長分散である。§ 2.2.1 で議論した周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega, 0)$ の光波が波長分散 $\beta(\omega)$ のみを有する長さ L の媒質に入射される場合について考えよう。式 (2.21) より、

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \arg \tilde{A}(\omega, L) = \frac{\partial}{\partial \omega} \arg \tilde{A}(\omega, 0) - L \frac{d}{d\omega} \beta(\omega) \quad (2.46)$$

が導かれる。式 (2.46) は、入射パルスが波長分散によって $-L \frac{d}{d\omega}\beta(\omega)$ なる時間チャープを被ることを意味する。§ 2.2.1 で示したように、波長分散のみの影響、すなわち時間チャープが起きただけでは強度スペクトルは変化しない。しかし後述のように、時間チャープは強度波形を変化させる。

周波数チャープ

周波数チャープは時間波形 $A(t)$ の位相（偏角）の時間 t に対する変化率

$$C_F(t) = \frac{d}{dt} \arg A(t) \quad (2.47)$$

として定義される。これは物理的には、時間波形の瞬時（角）周波数を意味する。

光パルスに周波数チャープが含まれない場合は

$$C_F(t) = \frac{d}{dt} \arg A(t) = C_{F0} \quad (2.48)$$

となる。但し、 C_{F0} は実定数である。光パルスの場合のように、時間 t が $\pm\infty$ となる極限において瞬時周波数が光源の平均周波数に収束すると仮定できるならば、 $C_{F0} = 0$ としてよい。すなわち、 $\arg A(t) = 0$ となり、これは時間波形 $A(t)$ を実関数と見なせることを意味する。

光パルスが周波数チャープをもつ場合は $C_F(t)$ は時間に対して変化する。すなわち、 $\arg A(t)$ は時間 t の 2 次以上の関数として表される。

周波数チャープの原因には位相（周波数）変調および光非線形効果が挙げられる。§ 2.2.2 で議論した時間波形 $A(t, 0)$ の光波が光 Kerr 効果のみを呈する長さ L の媒質に入射される場合について考えよう。式 (2.35) より、

$$\frac{\partial}{\partial t} \arg A(t, L) = \frac{\partial}{\partial t} \arg A(t, 0) - \gamma L \frac{\partial}{\partial t} |A(t, 0)|^2 \quad (2.49)$$

が導かれる。式 (2.49) は、入射パルスが光 Kerr 効果によって $-\gamma L \frac{\partial}{\partial t} |A(t, 0)|^2$ なる周波数チャープを被ることを意味する。§ 2.2.2 で示したように、光 Kerr 効果のみの影響、すなわち周波数チャープが起きただけでは強度波形は変化しない。しかし後述のように、周波数チャープは強度スペクトルを変化させる。

2.3.3 スペクトログラムによるチャープ解析

強度波形 $|A(t)|^2$ あるいは強度スペクトル $|\tilde{A}(\omega)|^2$ はその定義より光位相の情報を失っているため、これらからチャープに関する情報を得ることはできない。可能な分析はせいぜいトランスフォームリミットなパルスか否かの推定のみである。時間につれて変化する周波数および強度情報を抽出する方法としていくつかの手法が提案されている。チャープを観測するための方法として短時間 Fourier 変換がある [117, 132, 134]。短時間 Fourier 変換は

$$\begin{aligned} F(t, \omega) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left[e^{-i\omega\tau} w(\tau - t) A(\tau) \right] \\ &= \frac{e^{-i\omega t}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \left[e^{i\Omega t} \tilde{w}(\omega - \Omega) \tilde{A}(\Omega) \right] \end{aligned} \quad (2.50)$$

で定義される。ここで $w(t)$ は窓関数と呼ばれる時間ゲート関数である。 $\tilde{w}(\omega)$ は $w(t)$ の逆 Fourier 変換を表す。

式 (2.50) の時間と周波数に関する 2 次元的強度分布 $|F(t, \omega)|^2$ はスペクトログラムと呼ばれる。光波のスペクトログラムは実験的に観測可能で、モノクロメータ（分光器）を前置したストリークカメラ等の波形観測装置によって測定できる [55, 132, 135, 136]。スペクトログラムを用いることによって、強度波形や強度スペクトルのみでは見えなかった光波の特性が視覚的に明らかにされる。

式 (2.50) に示すように、スペクトログラムは窓関数の選び方に依存する。時間分解能および周波数分解能は各々 $|w(t)|^2$ および $|\tilde{w}(\omega)|^2$ の半値全幅で表される。 $w(t)$ と $\tilde{w}(\omega)$ は Fourier 変換対で結ばれるため、時間分解能と周波数分解能は不確定性関係にある。すなわち、両者を同時に任意に小さくすることはできず、それらの積は窓関数に依存する下限をもつ。

スペクトログラムを用いて時間チャープおよび周波数チャープを可視化してみよう。

図 2.2 は時間チャープを被ったトランスフォームリミットなパルスの模式図である。波形およびスペクトログラム中の点線はトランスフォームリミット時、実線はチャープ時を表す。式 (2.45) および (2.48) より、トランスフォームリミットなパルスのスペクトログラムの中心軸は図 (c) の実線に示すように時間軸および周波数軸に対して平行となる。時間チャープ時（実線）では、スペクトログラム上で時間軸方向に一樣ではない変移が生じる。このため、図 (b) に示すように強度波形に変化が起きる。時間チャープのみが起きる場合は、強度スペクトルの変化は生じない。図 2.2 は時間チャープが直線的に変化する例で、線形なチャープと呼ばれる。この場合、 $\arg \tilde{A}(\omega)$ が角周波数 ω の 2 次関数として表される。図のように時間に対して瞬時周波数が増大するチャープはアップチャープまたはブルーシフトチャープと呼ばれる。

図 2.3 は周波数チャープを被ったトランスフォームリミットなパルスの模式図である。スペクトルおよびスペクトログラム中の点線はトランスフォームリミット時、実線はチャープ時を表す。時間チャープの場合と異なり周波数チャープ時は、スペクトログラム上で周波数軸方向に一樣ではない変移が生じる。このため、図 (a) に示すように強度スペクトルに変化が起きる。周波数チャープのみが起きる場合は、強度波形の変化は生じない。図 2.3 は周波数チャープが直線的に変化する例で、図 2.2 の場合と同様に線形なチャープとなる。この場合、 $\arg A(t)$ が時間 t の 2 次関数として表される。図のように時間に対して瞬時周波数が減少するチャープはダウンチャープまたはレッドシフトチャープと呼ばれる。

波長分散によるチャープの影響をスペクトログラムを用いて解析してみよう。上述のように波長分散は時間チャープの原因となる。式 (2.46) により、トランスフォームリミットなパルスが波長分散のみの影響を受けた場合の時間チャープは

$$C_T(\omega) = \frac{\partial}{\partial \omega} \arg \tilde{A}(\omega, L) = -L \frac{d}{d\omega} \beta(\omega) \quad (2.51)$$

と表される。

図 2.4 にトランスフォームリミットなパルスが 2 次の波長分散（群速度分散） β_2 のみの影響を受けた場合の波形、スペクトルおよびスペクトログラムのシミュレーション結果を示す。式 (2.51) より、時間チャープは角周波数 ω の 1 次関数

$$C_T(\omega) = \frac{\partial}{\partial \omega} \arg \tilde{A}(\omega, L) = -\beta_2(\omega - \omega_0)L \quad (2.52)$$

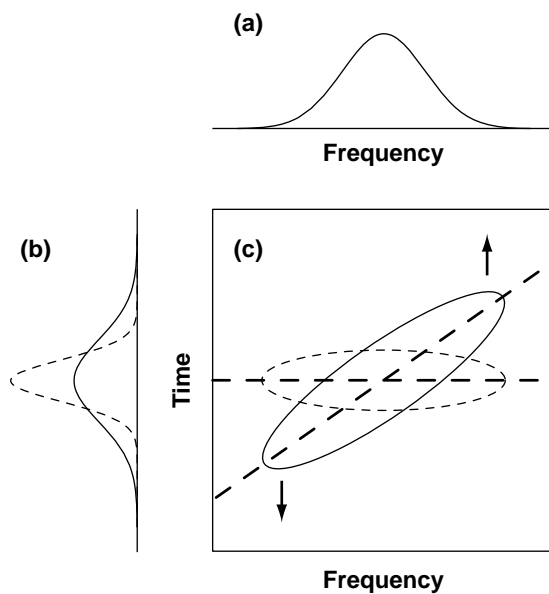


図 2.2: 時間 (分散性) チャープの例 (模式図)。 (a) 強度スペクトル。 (b) 強度波形。 (c) スペクトログラム。実線はチャープ時。点線はトランスフォームリミット時。破線はスペクトル中の群遅延特性 $C_T(\omega)$ を表す。時間は下から上に向かって、周波数は左から右に向かって増大する。

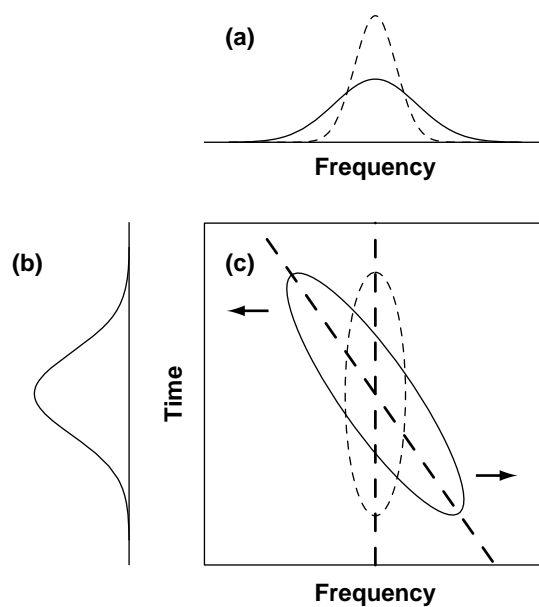


図 2.3: 周波数 (変調性) チャープの例 (模式図)。 (a) 強度スペクトル。実線はチャープ時。点線はトランスフォームリミット時。 (b) 強度波形。 (c) スペクトログラム。実線はチャープ時。点線はトランスフォームリミット時。破線は波形中の瞬時周波数 $C_F(t)$ を表す。

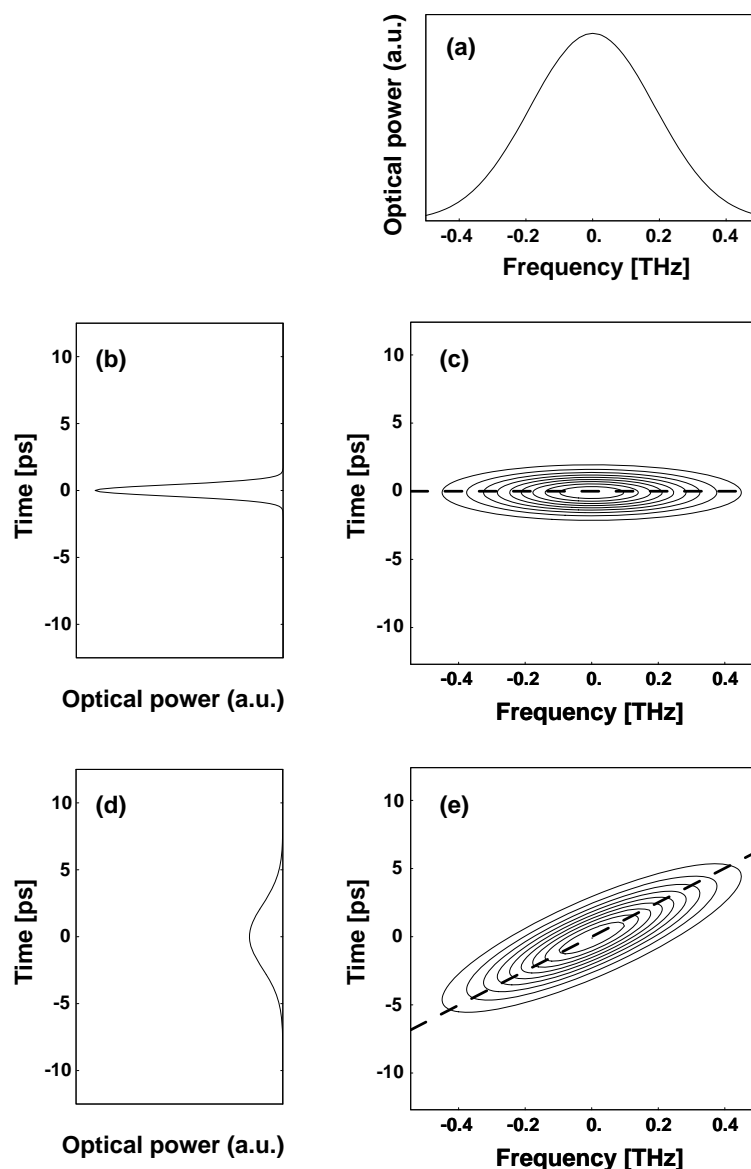


図 2.4: 2 次の波長分散 (β_2) のみによる時間チャープ (シミュレーション)。Gaussian パルス、時間幅 1 ps、 $\beta_2 L = 2 \text{ ps}^2$ (a) 強度スペクトル、波長分散なし・ありで不変。(b) 強度波形、波長分散なし。(c) スペクトログラム、波長分散なし (トランスフォームリミット)。(d) 強度波形、波長分散あり。(e) スペクトログラム、波長分散あり。破線は群遅延時間の周波数変化を表す。窓関数の時間分解能 2 ps。

として表される。但し、 ω_0 は光パルスの中心角周波数である。したがって、 β_2 のみによるチャープは線形な時間チャープとなる。特に、図の例のような β_2 が正 (分散値 D_0 が正) すなわち正常分散の場合は線形なアップチャープとなる。トランスフォームリミットパルスの場合と比較して、強度スペクトルは変化しないが、強度波形は広がる。

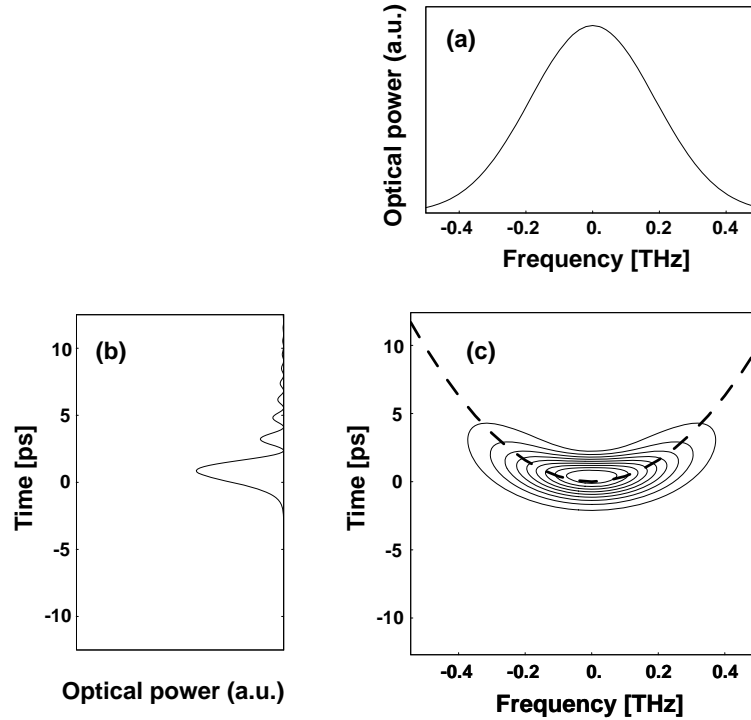


図 2.5: 3 次の波長分散 (β_3) による時間チャープ (シミュレーション)。Gaussian パルス、時間幅 1 ps、 $\beta_3 L = 2 \text{ ps}^3$ (a) 強度スペクトル、波長分散なし・ありで不変。(b) 強度波形、波長分散あり。(c) スペクトログラム、波長分散あり。破線は群遅延時間の周波数変化を表す。窓関数の時間分解能 2 ps。

図 2.5 にトランスフォームリミットなパルスが 3 次の波長分散 β_3 のみの影響を受けた場合の波形、スペクトルおよびスペクトログラムのシミュレーション結果を示す。式 (2.51) より、時間チャープは角周波数 ω の 2 次関数

$$C_T(\omega) = \frac{\partial}{\partial \omega} \arg \tilde{A}(\omega, L) = -\frac{\beta_3}{2}(\omega - \omega_0)^2 L \quad (2.53)$$

として表され、図の破線のように ω に対して単調でない変化を呈する。チャープ (瞬時周波数) を時間の関数と見なした場合、時間に関する 2 価関数となる。 β_3 による歪みを被った強度波形はビート状の裾を引くことが知られているが、この原因はある時刻 t に対して瞬時周波数が 2 つの値を持つことにより、強度波形上でビートが引き起こされるためであることがスペクトログラムを通して理解される。一般に、チャープが時間に関して単調に変化しない場合、瞬時周波数が複数の値を持つ時間領域で強度波形上にビートが引き起こされる。

波長分散による時間チャープはスペクトルに変化を与えないが、光 Kerr 効果が存在する場合、波長分散によって変化した強度波形のプロファイルに従って自己位相変調が起きるため、図 2.5 のようなビートを含むパルスの場合はスペクトルを変化させ、ひいてはパルスの分裂をもたらす可能性がある。

つづいて、自己位相変調によるチャープの影響をスペクトログラムを用いて解析してみよう。上述のように光 Kerr 効果による自己位相変調は周波数チャープの原因となる。式 (2.49) により、トランスフォームリミットなパルスが自己位相変調のみの影響を受けた場合の時間チャープは

$$C_F(t) = \frac{\partial}{\partial t} \arg A(t, L) = -\gamma L \frac{\partial}{\partial t} |A(t, 0)|^2 \quad (2.54)$$

と表される。

図 2.6 にトランスフォームリミットなパルスが自己位相変調のみの影響を受けた場合の波形、スペクトルおよびスペクトログラムのシミュレーション結果を示す。式 (2.49) により、自己位相変調のみによるチャープは強度波形の時間微分に比例した周波数チャープとなり、図の破線で示されるように t に対して単調でない変化を呈する。このため、チャープ (群遅延時間) を周波数の関数と見なした場合、周波数に関する 2 価関数となる。自己位相変調による歪みを被った強度スペクトルは図 2.6(b) に示されるようなリップルが生じることが知られているが、この原因はある周波数 ω に対して群遅延時間が 2 つの値を持つ、すなわち波形が双峰化することによりパルス内で干渉が起き、強度スペクトル上でリップルを生じるためであることがスペクトログラムを通して理解される。一般に、チャープが周波数に関して単調に変化しない場合、群遅延時間が 2 値以上となる

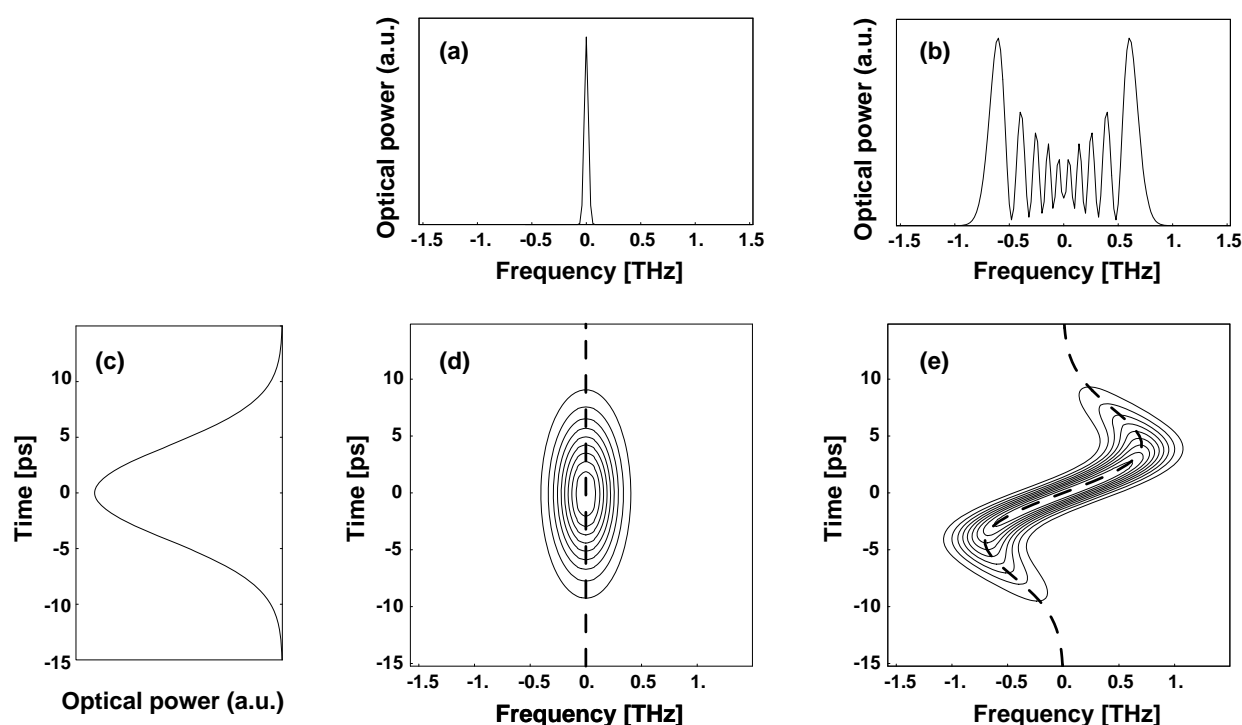


図 2.6: 自己位相変調による周波数チャープ。Gaussian パルス、時間幅 10 ps、 $\gamma P_0 L = 31$
 (a) 強度スペクトル、自己位相変調なし。(b) 強度スペクトル、自己位相変調あり。
 (c) 強度波形、自己位相変調なし・ありで不変。(d) スペクトログラム、自己位相変調なし (トランスフォームリミット)。(e) スペクトログラム、自己位相変調あり。
 破線は瞬時周波数の時間変化を表す。窓関数の時間分解能 1 ps。

周波数領域で干渉が起き、強度スペクトルにリップルが生じる。

SC 光の発生には自己位相変調を積極的に用いる。上記の結論から、平坦・平滑な SC 光スペクトルを得るためには、スペクトログラム内における時間チャープが周波数に関して多価関数とならないように、すなわち周波数チャープが時間に関して単調に変化するように制御することが重要となる。

周波数の関数としての時間チャープおよび時間の関数としての周波数チャープはチャープの単調性に関する情報を与えるが、光波内のエネルギー分布に関する情報を与えないのでパルス内干渉およびその程度を見積もることができない。スペクトログラムを用いればチャープの単調性とエネルギー分布の両方が得られるためチャープの影響の分析がより容易となる。

上述のように、時間チャープは周波数の（一価）関数、周波数チャープは時間の（一価）関数として表されるが、通常の現象では、時間チャープのみ、あるいは周波数チャープのみ現れることはほとんどなく、両者が複合して起こることが一般的である。

基本ソリトンの伝搬またはソリトン断熱増幅効果 [137] を利用したパルス圧縮 [138, 139]（以後、断熱ソリトン圧縮と呼ぶ）は波長分散による時間チャープと自己位相変調による周波数チャープが同時に起きるケースだが、両者がつり合うことによりチャープのない、すなわちトランスフォームリミットの状態を保つ。これはスペクトログラムの中心線が周波数軸あるいは時間軸と平行であることを観測することによって確認できる。

2.4 広帯域光を記述する伝搬方程式

SC 光は種となる光パルス（種光パルス）を SC 光を発生させるための光ファイバ（SC ファイバ）を伝搬させることによって励起される。数学的には、種光パルスを表す時間波形あるいは周波数スペクトルを初期状態として、偏微分方程式として表される伝搬方程式を解くことによって、SC ファイバから出力される時間波形あるいは周波数スペクトルが得られる。本節では SC 光等のように数 100nm の広波長範囲にわたって発生および伝搬する光波を記述するための数理モデルを定式化する。

2.4.1 伝搬方程式の定式化

最初に、従来より広く用いられている方法について述べる。光ファイバ中を伝搬する光波の解析には、Maxwell 方程式から導かれる放物型偏微分方程式である非線形 Schrödinger 方程式 [108]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\alpha A - i \left[\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} \right] A - i\gamma \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left[A(x, t) \int_{-\infty}^{\infty} dt' \left[R_N(t') |A(z, t - t')|^2 \right] \right] \quad (2.55)$$

が広く用いられる⁶。式 (2.55) 中の $R_N(t')$ は式 (2.42) における $\mathcal{R}(\tau)$ に対応し、光 Kerr 効果を含む一般的な非線形感受率を表す。 $R_N(t)$ は光 Kerr 効果および Raman 効果に関する測定可能なパラメータを代入できるよ

⁶ 光位相の符号に依存する演算子の符号は本論文と同じ、すなわち表 2.1 に従って変更した。

うに、さらに

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & -\alpha A - i \left[\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} \right] A \\ & - i\gamma \left[|A|^2 A - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_{RA} \frac{\partial}{\partial T} |A|^2 \right] \end{aligned} \quad (2.56)$$

のように変形される必要がある。ここで、式 (2.56) の右辺 2 行目の第 1 項は光 Kerr 効果に対応し、第 2 項は光 Kerr 効果の時間微分で self-steeping の原因となる [108]。第 3 項は Raman 効果に対応する。

文献 125 でも指摘されるように、SC 光発生のような波長範囲数 100nm にわたる光学現象に適用するには、式 (2.56) の時間領域の非線形 Schrödinger 方程式には下記の問題がある。

1. 伝搬方程式中に現れる角周波数 ω は微分演算子 $-i\frac{\partial}{\partial t}$ に置き換えられる。このため、シミュレーション時に際しては波長依存性をもつ伝搬係数または損失係数には任意の ω の関数を選ぶことはできず、 ω の有限の多項式に限定される。例えば、第 3 章で提示される SC ファイバの $\lambda - D$ 特性

$$D(\lambda, z) = D_0 \left(1 - \frac{z}{L_0} \right) + \frac{D_2}{2} (\lambda - \lambda_{\text{peak}})^2 \quad (2.57)$$

から解析的に導かれる伝搬係数 $\beta(\omega, z)$ は

$$\begin{aligned} \beta(\omega, z) = & 2\pi c D_0 \left(1 - \frac{z}{L_0} \right) \left[\ln \frac{\omega}{\omega_0} + \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \right] \\ & + \frac{(2\pi c)^3 D_2}{6\omega_0^2} \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) - 3 \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega} \right) + 3 \ln \frac{\omega}{\omega_0} + \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.58)$$

となり、 $\ln \frac{\omega}{\omega_0}$ を含んだかなり複雑な式となる。時間領域の伝搬方程式では、伝搬係数が式 (2.58) のように ω に関する有限次の冪級数で表されない場合は、シミュレーションで用いるために、 $\beta(\omega, z)$ をさらに ω について冪級数展開し、有限次の項で打ち切って近似しなければならない。特に、SC 光発生のように波長範囲が数 100nm にわたる現象を取り扱う場合、精度の確保には多項式の次数を大きくとることが必要となる。

2. Raman 効果の寄与は時間領域の伝搬方程式 (2.56) においては $-T_{RA} \frac{\partial}{\partial T} |A|^2$ のように近似される。これは種光パルスの中心周波数近傍で Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega)$ (図 2.1) の虚部が比例的に変化していることに対応する。この近似は対象となる周波数範囲が Raman 感受率スペクトルの周波数範囲 (約 ± 15 THz、 $1.55 \mu\text{m}$ 帯で約 ± 100 nm) より十分小さい場合は有効だが、SC 光のように波長範囲が 200 nm を超えるような現象に対しては粗すぎる近似である。Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega)$ の関数形をそのまま伝搬方程式に取り込むことが望ましいが、この場合も周波数 Ω が微分演算子に置換される問題にぶつかる。

上記問題点を鑑み、本研究では以下の要請を満足する伝搬方程式を構築する：

1. 任意の関数形および任意の長手方向分布をもつ損失および波長分散特性が適用可能なこと。
2. 広帯域化に伴う現象論的補正のために伝搬方程式に補正項を追加するのではなく、第一原理から導かれる高次非線形性や Raman 効果の物理を自然に含められること。

3. シリカファイバ等、既知の材料について測定可能な Raman 感受率が任意の関数形で適用可能なこと。

上記問題 (1) および (2) は、いずれも時間領域では周波数 ω が微分演算子 $-i\frac{\partial}{\partial t}$ に置き換えられてしまうことに起因する。したがって、SC 光発生のシミュレーションの基礎となる伝搬方程式は時間波形ではなく周波数スペクトルの発展を記述する方程式として定式化されるべきであろう。

周波数領域の伝搬方程式は非線形波動の発展の記述に用いられている [125, 140, 141]。ここでは François の方法 [125] に基づいて周波数領域の伝搬方程式を導出しよう。

単一モード光ファイバを伝搬する直線偏波光の実信号電界

$$E(t, r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[e^{i\omega t} \tilde{A}(\omega, z) \mathcal{E}(\omega, r) + e^{-i\omega t} \tilde{A}^*(\omega, z) \mathcal{E}^*(\omega, r) \right] / 2 \quad (2.59)$$

について考える。ここで、 $\tilde{A}(\omega, z)$ は伝搬方向 z に連れて発展する周波数スペクトル (スカラー) で、 $\mathcal{E}(\omega, r)$ は当該ファイバの垂直断面方向のモードフィールド (ベクトル) を表す。 $\tilde{A}(\omega, z)$ および $\mathcal{E}(\omega, r)$ は解析信号とする。従って、

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[e^{i\omega t} \tilde{A}(\omega, z) \mathcal{E}(\omega, r) \right] \quad (2.60)$$

は式 (2.59) の解析信号である。モードフィールド $\mathcal{E}(\omega, r)$ は

$$\int dr^2 |\mathcal{E}(\omega_0, r)|^2 = 1 \quad (2.61)$$

となるように規格化されているものとする。但し、積分 $\int dr^2$ はファイバの断面全域にわたる面積分を表す。当該ファイバでは複屈折は無視し得るほど小さいか、あるいはあったとしても光波はその電界が複屈折の主軸と一致した単一偏波で伝搬するものとする。入射偏波を安定に維持できる偏波保持ファイバ、あるいは短尺の導波路を用いた SC ファイバの設計において、この仮定は妥当である。ここで、求めるべき $\tilde{A}(\omega, z)$ が従う伝搬方程式は

$$\frac{\partial}{\partial z} \tilde{A}(\omega, z) = - \left[\alpha(\omega, z) + i\beta(\omega, z) \right] \tilde{A}(\omega, z) - \frac{i\omega}{2\varepsilon_0 cn(\omega)} \frac{\int dr^2 [\tilde{P}_{NL}(\omega, r, z) \cdot \mathcal{E}^*(\omega, r)]}{\int dr^2 |\mathcal{E}(\omega, r)|^2} \quad (2.62)$$

と表される。但し、 $\alpha(\omega, z)$ および $\beta(\omega, z)$ は損失係数および伝搬係数を表す。 $\tilde{P}_{NL}(\omega, r, z)$ は光非線形効果による分極を表し、式 (2.33) の光 Kerr 効果による分極 $\tilde{P}^{(K)}(\omega, r, z)$ 、および式 (2.42) の Raman 効果による分極 $\tilde{P}^{(R)}(\omega, r, z)$ の和として与えられる。

ここで光波が存在する時間領域および周波数領域に注目するため、以下の非相対論的な座標変換を行う：

$$\begin{aligned} T &= t - \int_0^z dZ \beta_1(\omega_0, Z) \\ \Omega &= \omega - \omega_0 \end{aligned} \quad (2.63)$$

但し、 ω_0 は種光パルスの中心角周波数で、 $\beta_1(\omega_0, z) = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} |_{\omega=\omega_0}$ は伝搬方向 z につれて変化するファイバの群遅延を表す。この変数変換により、伝搬する光波の時間波形は時間座標 T の原点に「静止」し、周波数 0 を原点とする周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega, z)$ は、種光パルスの中心角周波数 ω_0 を原点とする周波数座標 Ω 上のスペクトル

$$\tilde{S}(\Omega, z) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 nc}{2P_0}} \tilde{A}(\omega, z) e^{i \int_0^z dZ [\beta(\omega_0, Z) + \Omega \beta_1(\omega_0, Z)]} \quad (2.64)$$

に変換される。ここで、 P_0 は種光パルスのピーク強度である。式 (2.33) の光 Kerr 効果による分極 $\tilde{P}^{(K)}(\omega, r, z)$ 、および式 (2.42) の Raman 効果による分極 $\tilde{P}^{(R)}(\omega, r, z)$ を適用することにより、式 (2.62) の非線形項、すなわち右辺第 2 項は

$$\begin{aligned} & \frac{\omega}{2\varepsilon_0 c n(\omega)} \frac{\int dr^2 [\tilde{P}_{NL}(\omega, r, z) \cdot \mathcal{E}^*(\omega, r)]}{\int dr^2 |\mathcal{E}(\omega, r)|^2} \\ &= \frac{\omega n_2(\omega)}{c} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 \left[\left(1 + \tilde{R}(\omega - \omega_1)\right) \tilde{S}(\omega_1, z) \tilde{S}(\omega_2, z) \tilde{S}(\omega_1 + \omega_2 - \omega, z) H(\omega_1, \omega_2, \omega, \omega_1 + \omega_2 - \omega) \right] \end{aligned} \quad (2.65)$$

と表される。但し、 $\tilde{R}(\omega)$ は複素 Raman 感受率を表し、式 (2.42) の $\tilde{\mathcal{R}}(\omega)$ と

$$\frac{3\varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}}{4} \tilde{R}(\omega) = \tilde{\mathcal{R}}(\omega) \quad (2.66)$$

の関係で結ばれる。 $H(\omega_1, \omega_2, \omega, \omega_1 + \omega_2 - \omega)$ は実効モードフィールド面積の逆数に相当し、

$$H(\omega_1, \omega_2, \omega, \omega_1 + \omega_2 - \omega) = \frac{\int dr^2 [\mathcal{E}(\omega_1, r) \mathcal{E}(\omega_2, r) \mathcal{E}^*(\omega_1 + \omega_2 - \omega, r) \mathcal{E}^*(\omega, r)]}{\int dr^2 |\mathcal{E}(\omega, r)|^2} \quad (2.67)$$

で与えられる。モードフィールド $\mathcal{E}(\omega, r)$ が Gaussian

$$\mathcal{E}(\omega, r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{r(\omega)} e^{-\frac{|r|^2}{r(\omega)^2}} \quad (2.68)$$

で近似される場合、式 (2.65) の H は

$$H(\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4) = \frac{4}{\pi r(\omega_1) r(\omega_2) r(\omega_3) r(\omega_4)} \left[\frac{1}{r(\omega_1)^2} + \frac{1}{r(\omega_2)^2} + \frac{1}{r(\omega_3)^2} + \frac{1}{r(\omega_4)^2} \right]^{-1} \quad (2.69)$$

で与えられる。

式 (2.65) において、 $H(\omega_1, \omega_2, \omega, \omega_1 + \omega_2 - \omega)$ を

$$H(\omega_1, \omega_2, \omega, \omega_1 + \omega_2 - \omega) = \frac{\int dr^2 |\mathcal{E}(\omega, r)|^2}{A_{\text{eff}}(\omega)} = \frac{1}{A_{\text{eff}}(\omega)} \quad (2.70)$$

と近似すると、これを積分の外に出すことが可能となる [142–145]。ここで $A_{\text{eff}}(\omega)$ は

$$A_{\text{eff}}(\omega) = \frac{\left[\int dr^2 |\mathcal{E}(\omega, r)|^2 \right]^2}{\int dr^2 |\mathcal{E}(\omega, r)|^4} = \frac{1}{\int dr^2 |\mathcal{E}(\omega, r)|^4} \quad (2.71)$$

で定義される実効モードフィールド面積である。これに式 (2.68) の Gaussian 近似を適用すると、式 (2.70) は

$$A_{\text{eff}}(\omega) = \pi r(\omega)^2 \quad (2.72)$$

と表され、直感的に単一モード伝搬時の実効モードフィールド面積を表す式を与える。

SC ファイバを伝搬する光波の周波数スペクトルの $\tilde{S}(\Omega, z)$ の伝搬方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{S}(\Omega, z) = & - \left[\alpha(\omega_0 + \Omega, z) + i[\beta(\omega_0 + \Omega, z) - \beta(\omega_0, z) - \Omega \beta_1(\omega_0, z)] \right] \tilde{S}(\Omega, z) \\ & - i\gamma P_0 \left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dT \left[e^{-i\Omega T} S(T, z) \left[|S(T, z)|^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega' \left[e^{i\Omega' T} \tilde{R}(\Omega') \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dT' \left[e^{-i\Omega' T'} |S(T', z)|^2 \right] \right] \right] \right] \end{aligned} \quad (2.73)$$

で与えられる。これが本研究で用いる SC 光発生の解析および設計で用いられる周波数領域の非線形伝搬方程式である。ここで $S(T, z)$ は SC ファイバを伝搬する光波の時間波形を表し、 $\tilde{S}(\Omega, z)$ とは Fourier 変換の関係

$$\begin{aligned} S(T, z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \left[e^{i\Omega T} \tilde{S}(\Omega, z) \right] \\ \tilde{S}(\Omega, z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dT \left[e^{-i\Omega T} S(T, z) \right] \end{aligned} \quad (2.74)$$

で結ばれる。SC ファイバに入射する種光パルスの電界波形は $S(T, 0)$ となる。

式 (2.73) についてももう少し詳しく吟味しよう。右辺第 1 行目は系の線形的な寄与に関わる。時間領域の非線形 Schrödinger 方程式における微分演算子 $-i\frac{\partial}{\partial t}$ はすべて角周波数 ω に置き換えられた。すなわち、時間領域における時間と伝搬距離に関する偏微分方程式は、周波数領域においては伝搬距離のみに関する 1 階の常微分方程式として取り扱うことが可能となった。伝搬係数の式 $\beta(\omega_0 + \Omega, z) - \beta(\omega_0, z) - \Omega\beta_1(\omega_0, z)$ は角周波数 ω_0 における位相速度および群速度が 0、すなわち種光波長における光電界の位相と包絡線波形は時間座標 T 上では静止していることを意味する。式 (2.24) を用いて求められた伝搬係数 $\beta(\omega_0 + \Omega, z)$ は角周波数 ω_0 を起点に 2 階積分しているため、上記 $\beta(\omega_0, z) + \Omega\beta_1(\omega_0, z)$ はすでに 0 である。右辺第 2 行目以降は系の非線形的な寄与に関わる。§ 2.5 で述べるアルゴリズムに適した形式で表されている。Fourier 積分内の第 2 行目および第 3 行目は各々光 Kerr 効果および Raman 効果の寄与を表す。 $\tilde{R}(\Omega)$ は式 (2.66) で定義した複素 Raman 感受率 (Raman susceptibility) で、任意の関数形が適用可能である。 γ は

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2(\omega)}{c A_{\text{eff}}(\omega)} \quad (2.75)$$

で定義される非線形係数 [108] で、一般には波長依存性を有する。式 (2.31) で導入された非線形屈折率 $n_2(\omega)$ の波長依存性は屈折率 $n(\omega)$ に由来し、石英ガラスの場合、興味のある波長範囲における変動はたかだか約 1% である [108]。フォトニック結晶ファイバの場合には、実効モードフィールド面積 $A_{\text{eff}}(\omega)$ の波長依存性は顕著となる [145]。第 2 行目の $1 + \frac{\Omega}{\omega_0}$ は非線形係数 γ に由来し、式 (2.75) の非線形係数 γ の角周波数依存性を陽に表す⁷。第 1 項の 1 は角周波数 Ω の範囲が種光パルスの角周波数 ω_0 と比べて無視し得る場合に支配的で、取り扱う周波数帯域がキャリア周波数に対して小さい場合の光伝送においてはこの項の寄与のみ考慮すれば十分である。第 2 項 $\frac{\Omega}{\omega_0}$ は、自己急峻化 (self-steepening) やソリトン自己周波数シフトのような高次非線形効果 [108] を引き起こす因子で、 Ω が無視し得ないときに効果が顕著となる。このように、周波数領域の伝搬方程式においては、高次の非線形効果が非線形係数の (1 次) 周波数依存性として自然に導入される。以後、 $\frac{\Omega}{\omega_0}$ を高次非線形因子と呼ぶことにする。式 (2.73) が示すように、種光パルスのピーク強度 P_0 は常に非線形係数 γ とセットになっているため、両者の積 γP_0 を種光パルスの実効的なピーク強度の指標とすることができる。本研究では、この実効ピーク強度 γP_0 を専ら使用する。

2.4.2 伝搬方程式の規格化

前節で導入された周波数領域の伝搬方程式 (2.73) には、SC ファイバおよび種光パルスに関する多くのパラメータが含まれる。時間領域の伝搬方程式では、方程式を規格化することによっていくつものパラメータを整

⁷ 周波数領域の方程式であるため、 $n(\omega)$ および $A_{\text{eff}}(\omega)$ は任意の関数として γ に適用可能である。すなわち、文献 142–145 において用いられた 1 次摂動近似 $1 + \sigma \frac{\Omega}{\omega_0}$ を必要としない。但し、 $\sigma = 1 + \omega_0 \left(\frac{\partial}{\partial \omega} \ln \frac{n(\omega)}{A_{\text{eff}}(\omega)} \right)_{\omega=\omega_0}$ 。

理した。その結果、ソリトン次数やソリトン長等の指標が新たに導入され、理論全体の見通しを良くすることが可能となった [108]。周波数領域の伝搬方程式 (2.73) も規格化することによって、SC 光の特性とパラメータとの関係が明らかになり、SC 光発生の解析や光源設計に資すると期待される。

伝搬方程式の規格化は、時間座標 T 、角周波数座標 Ω および伝搬距離 z を以下の対応する無次元パラメータ

$$\begin{aligned}\tau &= \frac{T}{T_0} \\ \phi &= \frac{\Omega}{\Omega_0} \\ \zeta &= \gamma P_0 z\end{aligned}\tag{2.76}$$

に変数変換することによって行う。ここで T_0 および Ω_0 は時間および角周波数のスケールを表し、 $T_0\Omega_0 = 1$ を満足するものとする。上記無次元化されたパラメータを用いて式 (2.73) を整理すると規格化された伝搬方程式

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial \zeta} \tilde{U}(\phi, \zeta) &= -B(\phi, \zeta) \tilde{U}(\phi, \zeta) \\ &\quad - i \left(1 + \frac{\Omega_0 \phi}{\omega_0}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left[e^{-i\phi\tau} U(\tau, \zeta) \left[|U(\tau, \zeta)|^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\phi' \left[e^{i\phi'\tau} \tilde{R}(\Omega_0\phi') \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' \left[e^{-i\phi'\tau'} |U(\tau', \zeta)|^2 \right] \right] \right] \right]\end{aligned}\tag{2.77}$$

が得られる。ここで $U(\tau, \zeta) = S(T, z)$ と $\tilde{U}(\phi, \zeta)$ は Fourier 変換の関係

$$\begin{aligned}U(\tau, \zeta) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\phi \left[e^{i\phi\tau} \tilde{U}(\phi, \zeta) \right] \\ \tilde{U}(\phi, \zeta) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left[e^{-i\phi\tau} U(\tau, \zeta) \right]\end{aligned}\tag{2.78}$$

で結ばれる。 $B(\phi, \zeta)$ は規格化された線形項で

$$B(\phi, \zeta) = \frac{1}{\gamma P_0} \left[\alpha \left(\omega_0 + \Omega_0 \phi, \frac{\zeta}{\gamma P_0} \right) + i \left[\beta \left(\omega_0 + \Omega_0 \phi, \frac{\zeta}{\gamma P_0} \right) - \beta \left(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0} \right) - \Omega_0 \phi \beta_1 \left(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0} \right) \right] \right]\tag{2.79}$$

で与えられる。式 (2.77) は、時間スケール T_0 および SC ファイバに入射される種光パルス $\tilde{U}(\phi, 0)$ が定めれば、伝搬方程式 (2.77) によって記述される光スペクトルの発展は線形項 $B(\phi, \zeta)$ によって一意に決定されることを意味する。すなわち、種光パルスの周波数スペクトル (チャープを含む時間波形) の形状および Raman 効果を除く SC ファイバおよび種光パルスの設計パラメータは線形項に集約されることになる。時間領域の方程式 [108] と異なり、伝搬距離 z を分散長 $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ ではなく、非線形長 $L_N = \frac{1}{\gamma P_0}$ で規格化したことに注意されたい。これによって、 β_2 が 0 の場合も適用可能となり、さらに β_2 の符号の違いによる振る舞いをも統一的に取り扱うことが可能となる。

上記結果に基づいて、第 4 章では SC 光の発生条件および設計にとって重要な規格化パラメータセットを導入する。

2.5 アルゴリズム

SC 光発生の解析は、所与の初期関数である種光パルスの周波数スペクトルに対し、前節で導出した周波数領域の伝搬方程式 (2.73)、またはこれを規格化した伝搬方程式 (2.73) を発展方程式として解くことにより行う。シミュレーションにおいては、伝搬方程式において連続的な量である伝搬距離、時間および周波数は離散化される。すなわち、連続的な伝搬距離に関する常微分方程式である伝搬方程式は離散的な伝搬距離に関する差分方程式に変換され、連続的 Fourier 変換の関係 (式 (2.8) および (2.9)) で結ばれる時間波形および周波数スペクトルの対は離散 Fourier 変換で結ばれる配列対に変換される。

シミュレーションは以下のように進める：

1. 種光パルスの時間波形 $S(t, z)$ から離散化された時間波形の配列 S をつくる。

種光パルスを含む適当な時間区間 T をとり、これを M 分割した離散時刻 $t_m = \frac{T}{M}m$ (但し $m = -\frac{M}{2} \dots \frac{M}{2} - 1$) で時間波形をサンプルし、 $S = [S(t_m, z); m = -\frac{M}{2} \dots \frac{M}{2} - 1]$ を得る。離散周波数スペクトル \tilde{S} は上記離散時間波形 S の離散逆 Fourier 変換

$$\tilde{S}_n = \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{m=0}^{M-1} \left[e^{-2\pi i \frac{mn}{M}} S_m \right] \quad (2.80)$$

により与えられる。ここで、 S_m および \tilde{S}_n は各々 S の m 番目の要素および \tilde{S} の n 番目の要素を表す ($m, n = 0 \dots M-1$)。 \tilde{S} が含まれる周波数範囲は $F = \frac{M}{T}$ で与えられる。したがって、離散周波数スペクトルが折り返しの影響を受けないように時間区間 T および分割数 M を選ぶことが必要である。

2. 伝搬距離を分割し、連続的な伝搬距離に対する伝搬方程式から導出した離散的な伝搬距離に対する差分方程式に基づくアルゴリズムを実行する。

本シミュレーションでは1階の常微分方程式の数値解析で用いられる4次のRunge-Kutta法を採用する。Raman効果を含めない場合および含める場合について、アルゴリズムを各々表2.3および2.4に示す。

ここで、 \mathcal{F} および \mathcal{F}^{-1} は各々離散 Fourier 変換および離散逆 Fourier 変換

$$\begin{aligned} \mathcal{F}[\tilde{A}(n)] &= \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{n=0}^{M-1} \left[e^{2\pi i \frac{mn}{M}} \tilde{A}(n) \right] = A(m) \\ \mathcal{F}^{-1}[A(m)] &= \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{m=0}^{M-1} \left[e^{-2\pi i \frac{mn}{M}} A(m) \right] = \tilde{A}(n) \end{aligned} \quad (2.81)$$

を表す。D は式 (2.73) における線形項 $\alpha(\omega_0 + \Omega, z) + i \left[\beta(\omega_0 + \Omega, z) - \beta(\omega_0, z) - \Omega \beta_1(\omega_0, z) \right]$ に、N は式 (2.73) の右辺第2行目の因子 $\gamma P_0 \left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0} \right)$ に、および R は複素 Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega)$ に対応する配列で、各々角周波数 Ω を $\Omega_n = \frac{2\pi}{T}n$ (但し $n = -\frac{M}{2} \dots \frac{M}{2} - 1$) と離散化して得られる。配列 $A = [A_m; m = -\frac{M}{2} \dots \frac{M}{2} - 1]$ および $B = [B_m; m = -\frac{M}{2} \dots \frac{M}{2} - 1]$ の積は $AB = [A_m B_m; m = -\frac{M}{2} \dots \frac{M}{2} - 1]$ と定義する。ステップ長 Δz の値は、 $z = 0$ における離散周波数スペクトルのエネルギーに対する、損失係数および Raman 効果がない条件で伝搬中の離散周波数スペクトルのエネルギーとの差が十分小さくなるように設定する。

しかるのちに、種光パルスの離散周波数スペクトル S を初期値としてアルゴリズムに適用する。

表 2.3: 周波数領域の伝搬方程式のシミュレーションアルゴリズム (Raman 効果を含めない場合)

S: 種光パルス時間波形、L: 伝搬長、 Δz : ステップ長
 $\tilde{S} \leftarrow \mathcal{F}^{-1}[S]$
 For $z = 0$ to L step Δz
 伝搬距離 z における線形項 D を計算
 $S \leftarrow \mathcal{F}[\tilde{S}]$
 $\Delta\tilde{S}_1 \leftarrow -\Delta z [D\tilde{S} + iN\mathcal{F}^{-1}[|S|^2 S]]$
 $S \leftarrow \mathcal{F}[\tilde{S} + \frac{\Delta\tilde{S}_1}{2}]$
 $\Delta\tilde{S}_2 \leftarrow -\Delta z [D(\tilde{S} + \frac{\Delta\tilde{S}_1}{2}) + iN\mathcal{F}^{-1}[|S|^2 S]]$
 $S \leftarrow \mathcal{F}[\tilde{S} + \frac{\Delta\tilde{S}_2}{2}]$
 $\Delta\tilde{S}_3 \leftarrow -\Delta z [D(\tilde{S} + \frac{\Delta\tilde{S}_2}{2}) + iN\mathcal{F}^{-1}[|S|^2 S]]$
 $S \leftarrow \mathcal{F}[\tilde{S} + \Delta\tilde{S}_3]$
 $\Delta\tilde{S}_4 \leftarrow -\Delta z [D(\tilde{S} + \Delta\tilde{S}_3) + iN\mathcal{F}^{-1}[|S|^2 S]]$
 $\tilde{S} \leftarrow \tilde{S} + (\Delta\tilde{S}_1 + 2\Delta\tilde{S}_2 + 2\Delta\tilde{S}_3 + \Delta\tilde{S}_4) / 6$
 next z

表 2.4: 周波数領域の伝搬方程式のシミュレーションアルゴリズム (Raman 効果を含む場合)

S: 種光パルス時間波形、L: 伝搬長、 Δz : ステップ長、R: Raman 感受率スペクトル
 $\tilde{S} \leftarrow \mathcal{F}^{-1}[S]$
 For $z = 0$ to L step Δz
 伝搬距離 z における線形項 D を計算
 $S \leftarrow \mathcal{F}[\tilde{S}]$
 $\Delta\tilde{S}_1 \leftarrow -\Delta z [D\tilde{S} + iN\mathcal{F}^{-1}[S(|S|^2 + \mathcal{F}[\mathcal{R}\mathcal{F}^{-1}[|S|^2]])]]$
 $S \leftarrow \mathcal{F}[\tilde{S} + \frac{\Delta\tilde{S}_1}{2}]$
 $\Delta\tilde{S}_2 \leftarrow -\Delta z [D(\tilde{S} + \frac{\Delta\tilde{S}_1}{2}) + iN\mathcal{F}^{-1}[S(|S|^2 + \mathcal{F}[\mathcal{R}\mathcal{F}^{-1}[|S|^2]])]]$
 $S \leftarrow \mathcal{F}[\tilde{S} + \frac{\Delta\tilde{S}_2}{2}]$
 $\Delta\tilde{S}_3 \leftarrow -\Delta z [D(\tilde{S} + \frac{\Delta\tilde{S}_2}{2}) + iN\mathcal{F}^{-1}[S(|S|^2 + \mathcal{F}[\mathcal{R}\mathcal{F}^{-1}[|S|^2]])]]$
 $S \leftarrow \mathcal{F}[\tilde{S} + \Delta\tilde{S}_3]$
 $\Delta\tilde{S}_4 \leftarrow -\Delta z [D(\tilde{S} + \Delta\tilde{S}_3) + iN\mathcal{F}^{-1}[S(|S|^2 + \mathcal{F}[\mathcal{R}\mathcal{F}^{-1}[|S|^2]])]]$
 $\tilde{S} \leftarrow \tilde{S} + (\Delta\tilde{S}_1 + 2\Delta\tilde{S}_2 + 2\Delta\tilde{S}_3 + \Delta\tilde{S}_4) / 6$
 next z

なお離散 Fourier 変換では、同じ時間波形 S に対して周波数スペクトル \tilde{S} の絶対値の二乗で与えられる強度スペクトル $|\tilde{S}|^2$ の値は分割数 M に比例するため、強度スペクトルは $\frac{1}{M}$ で補正した $\frac{1}{M}|\tilde{S}|^2$ を用いる。これによって、強度 1 mW の CW 光は分割数に依存することなくスペクトル上でも強度 1 mW の単色スペクトルとして表示される。

2.6 まとめ

本章では、SC 光発生、そのメカニズム解析および SC 光源設計に関わる伝搬方程式を構築するための、数学的および物理的背景について解説した。光位相の符号および Fourier 変換の定義等、数学的表記に関する注意点を最初に明示した。SC 光発生に関わる単一モード光ファイバの光学的特性とその伝搬方程式に関連する定式化を行った。

SC 光の種となる光パルスの基礎と、SC 光の発生および特性にとって重要なチャープについてスペクトログラムを導入して解説した。チャープの制御は広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルの発生にとって重要である。

周波数領域の伝搬方程式を構築し、これによって SC 光のような広帯域にわたる光学現象を自然に記述可能であることを示した。SC 光の一般的な発生条件および設計指針の調査に供するため、上述の伝搬方程式を規格化した。最後に、導出した伝搬方程式に基づくシミュレーションを実施するためのアルゴリズムを開示した。

第3章 スーパーコンティニウム光発生の原理

前章で SC 光発生を記述するための伝搬方程式およびそのアルゴリズムを導入した。本章では SC 光の発生過程およびメカニズムをシミュレーションを用いて調査し、広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルを発生する単一モード光ファイバの波長分散特性を提示する。分散値が伝搬方向に伴って減少し、かつ波長分散特性が凸型である単一モード光ファイバに入射された種光パルスの発達過程について調査し、このファイバの出力光スペクトルが 1994 年に盛岡らが報告した結果 [49] を再現していることを示す。この分散減少・凸型分散ファイバ中で SC 光が発生および成長するメカニズムを強度スペクトル、強度波形およびスペクトログラムを活用して詳細に分析する。さらに、種々の波長分散特性を有するファイバの出力光の特性について調査し、広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルを発生する単一モード光ファイバが有すべき特性について詳細に議論する。

3.1 分散減少・凸型分散ファイバによる SC 光の発生

本節では広帯域かつ平坦・平滑な強度スペクトルの出力光を発生可能な単一モード光ファイバの波長分散特性の 1 つを提示する。理想化された SC ファイバの波長分散特性および伝搬条件を用いたシミュレーションによって SC 光発生に必須の条件が明らかになる。さらに盛岡らが報告した SC 光スペクトル (図 1.3) [49] を発生させたファイバの波長分散特性について検証する。

3.1.1 波長分散特性

波長分散特性

$$D(\lambda, z) = D_0 \left(1 - \frac{z}{L_0}\right) + \frac{D_2}{2} (\lambda - \lambda_{\text{peak}})^2 \quad (3.1)$$

を有する単一モード光ファイバについて考えよう。

ここで、 D_0 は入力端 $z = 0$ における分散値 $D(\lambda_{\text{peak}}, 0)$ [ps/(nm·km)] である。 $D_2 = \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} D(\lambda, L_0)|_{\lambda=\lambda_0}$ [ps/(nm³·km)] は $\lambda - D$ 特性の湾曲の程度を表す分散湾曲係数で、凸型分散の場合は負の値をとる。 λ_{peak} は $\lambda - D$ 特性が極大値となる波長を表す。 L_0 は $D(\lambda_{\text{peak}}, L_0)$ が 0 となる伝搬距離を表し、SC 光の発生条件および SC 光源の設計に関わる重要なパラメータである。以後 L_0 を特性ファイバ長と呼ぶ。図 3.1 に式 (3.1) で記述される分散減少・凸型分散ファイバの波長分散特性を示す。

SC 光発生のための本質的要因を明らかにするため、式 (3.1) の波長分散特性は理想化されている。すなわち、§ 4.1.9 で示されるように、実際のファイバでは分散湾曲係数 D_2 は伝搬距離につれて小さくなるが、本特性では全長にわたって一定とする。また、実際のファイバでは $\lambda - D$ 特性のピーク波長 λ_{peak} は伝搬距離につれて

短波長方向にシフトするが、本特性ではファイバの全長にわたって一定とする。モードフィールド面積は波長によらず一定とする。

伝搬定数 $\beta(\omega, z)$ は式 (2.24) に従って $D(\lambda, z)$ を波長 λ および角周波数 ω で積分することによって得られ、伝搬方程式 (2.73) に代入される。

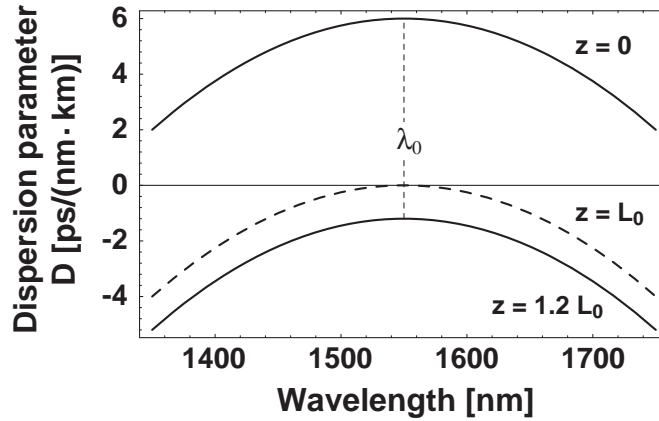


図 3.1: 式 (3.1) で記述される理想化された分散減少・凸型分散ファイバの波長分散特性。 $\lambda - D$ 特性のピーク波長 λ_{peak} および分散湾曲係数 D_2 はファイバの全長にわたって一定。

3.1.2 SC 光発生 の解析

前節で提示した理想化された分散減少・凸型分散ファイバに種光パルス を伝搬させた場合についてシミュレーションを実施した。

図 3.1 に提示した波長分散特性を有する分散減少・凸型分散ファイバに入射した種光パルスの強度スペクトル および強度波形の発達過程を各々図 3.2 および 3.3 に示す。SC ファイバのパラメータは $D_0 = 6 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、 $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、および $L_0 = 600 \text{ m}$ である。種光パルスの電界時間波形はチャープのない sech 波形で、中心波長は 1550 nm 、強度波形の半値全幅で定義される時間幅は $T_{\text{FWHM}} = 4 \text{ ps}$ 、実効ピーク強度は $\gamma P_0 = 5.84 \text{ km}^{-1}$ である。本シミュレーションでは SC ファイバの波長分散特性に加えて理想化された伝搬条件を用いた。すなわち、伝搬方程式 (2.73) における損失係数 $\alpha(\omega, z)$ 、Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega)$ 、および非線形項の周波数依存性に関わる高次非線形因子 $\frac{\Omega}{\omega_0}$ は含めていない。

SC 光発生 の初期の段階では、伝搬距離 z につれてスペクトルは単調に広がり続け、波形は先鋭化し続ける。図 2.6(b) のような自己位相変調のみによるスペクトル広がりとは異なり、スペクトルの拡大に伴うリップルの増加がみられない。強度波形は $z = 0.975L_0$ 付近で最も先鋭になり、時間幅約 50 fs にまで狭窄化される (図 3.3(e))。伝搬距離 $z = 0.95L_0$ を過ぎた地点で、スペクトルの広がり方に変化が生じる。すなわち、スペクトルは図 3.2(d) の 2 波長 λ_a および λ_b において隆起し始める。隆起する波長 λ_a および λ_b は一定ではなく伝搬距離につれて種光波長 λ_0 に向かって移動し、スペクトルは平坦な領域を形成する。波形のピーク強度が十分高い間はスペクトルの変化は終わらず、全波長で正常分散となる伝搬距離 $z = L_0$ を過ぎてもスペクトルは変

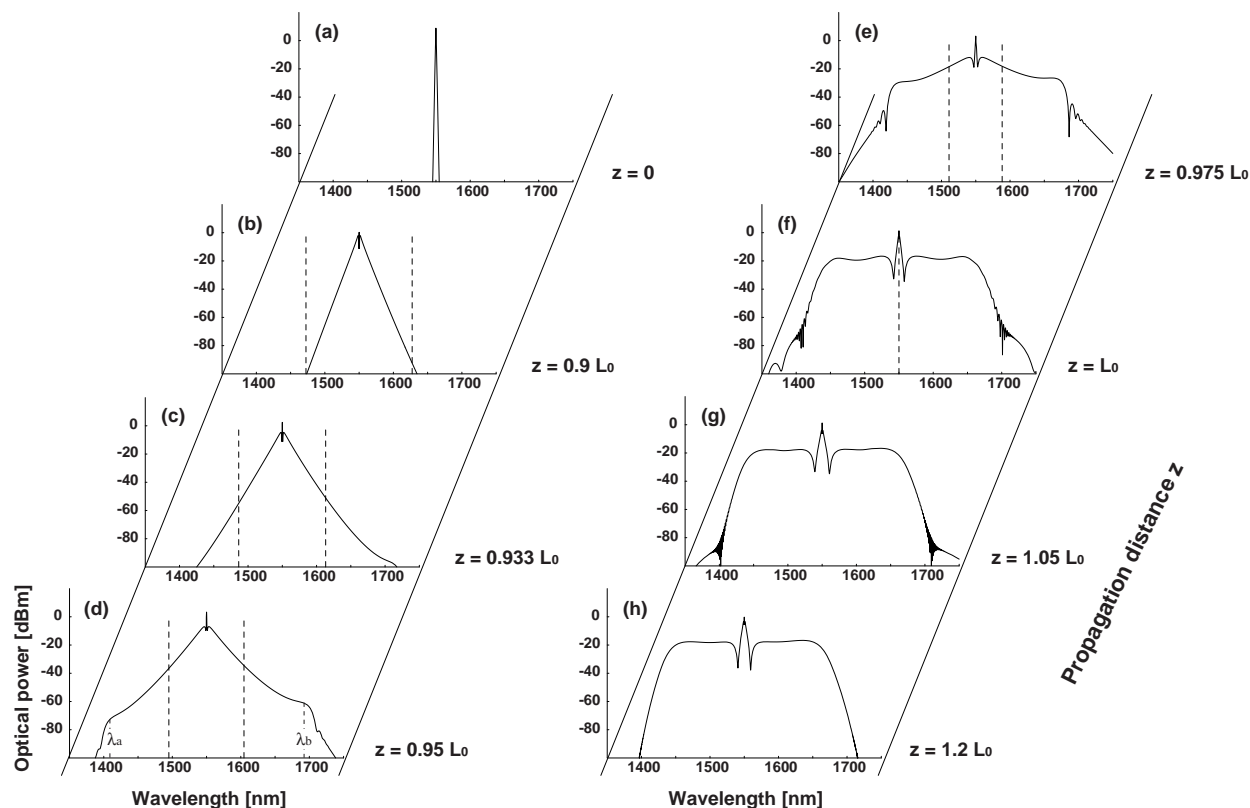


図 3.2: 分散減少・凸型分散ファイバにおける SC 光強度スペクトルの発達過程 [132] (©2001 OSA)。式 (3.1) に対応する SC ファイバのパラメータは $D_0 = 6 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、 $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、および $L_0 = 600 \text{ m}$ 。種光パルスの実効ピーク強度および半値全幅は各々 $\gamma P_0 = 5.84 \text{ km}^{-1}$ および 4 ps 。ファイバの伝搬損失、高次非線形因子および Raman 効果は含まない。破線は零分散波長を表す。(d) の波長 λ_a および λ_b はスペクトルの隆起が始まる波長を表す。

化し続ける。伝搬距離 z が $1.02L_0$ を超えると、ピーク強度は種光パルスのピーク値以下となり、強度スペクトルの形状はほとんど変化しなくなる (図 3.2(g)~(h))。かなり理想化された SC ファイバの波長分散特性および伝搬条件にもかかわらず、シミュレーション結果は過去の実験結果 [49, 59, 60] で観測された SC 光スペクトルの特徴を再現した。すなわち、種光波長におけるスペクトルのピーク、種光波長周辺におけるスペクトル強度の落ち込み、およびその両側に広がる強度的に平坦な領域がシミュレーションによって再現された。

以上の結果から、SC 光の発生にとって Raman 効果および高次非線形因子は本質的でないこと、および、スペクトルの矩形化・平坦化が起きるのは伝搬距離 $z = L_0$ の近傍であることが明らかになった。Raman 効果および高次非線形因子の定量的影響については、第 4 章で詳細に議論する。

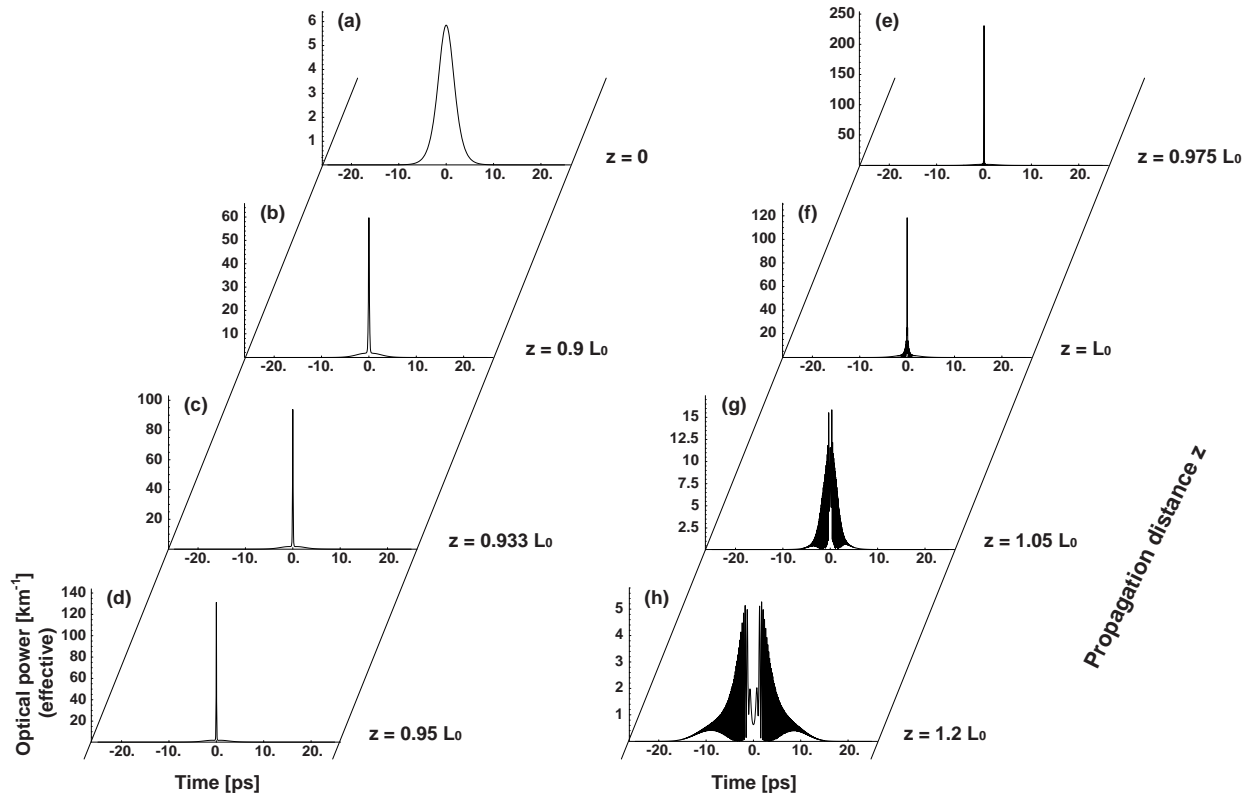


図 3.3: 分散減少・凸型分散ファイバにおける SC 光強度波形の変化。SC 光の発生条件は図 3.2 と同じ。縦軸のスケールが各波形ごとに異なっていることに注意。

SC 光の発生過程のより詳細な理解のためには、強度スペクトルあるいは強度波形の観測だけではなく、§2.3.3 で導入したスペクトログラムによる観測が有効である。

図 3.4 に伝搬光のスペクトログラムの発達過程を示す。横軸は周波数ではなく波長を表す。そのため、§2.3.2 の横軸が周波数の場合のチャープの向きとは左右逆であることに注意されたい。窓関数は Gaussian で、時間分解能および周波数分解能は各々 1.0 ps および 441 GHz (波長分解能 3.5 nm) である。影つきの領域は SC ファイバの分散値が異常分散を呈する波長領域を表し、それ以外の領域は正常分散となる波長領域を表す。異常分散領域と正常分散領域を区分する破線は零分散波長を表す。図中の矢印は光波のエネルギーが移動する方向を表す。

スペクトログラムは、時間軸から見た各波長の強度波形についてはリニアスケールで表示し、各波長間の強度波形のピークの比については対数スケールで表示した。この理由は、スペクトログラムの強度をリニアスケールで表示すると、スペクトル上で強度が小さい信号の判別が困難となり、逆に対数スケールで表示すると、強度波形が鈍って群遅延に関する情報の判別が困難になるからである。ここで採用した表示方法によれば、対数表示の強度スペクトルとリニア表示の時間波形との対照が容易になり、さらに実験的に観測されたスペクトログラム [135, 136] と対照しやすくなる。等高線の間隔は -20 dB の間隔で、最も外側の等高線は最大値から -97 dB に対応する。

伝搬距離に伴う SC 光スペクトログラムの発達過程を観察しよう。伝搬距離が $z = 0$ から L_0 までは、スペクトログラムは波長軸に平行に伸びていく。すなわち、トランスフォームリミット状態を維持した状態でスペクトルが拡大する。このプロセスは非線形性と異常分散がバランスしながらスペクトルが広がってゆく断熱ソリトン圧縮過程 [138] に相当し、光波は波長分散による時間チャープを呈しない非線形波動として伝搬する。伝搬距離が $z = 0.95L_0$ に達したとき、スペクトログラムの端はすでに正常分散領域に深く侵入しているが、スペクトログラム全体としては波長分散の影響が見られず、波長軸と平行なトランスフォームリミット状態を維持している。スペクトログラムの成長は伝搬距離 $z = 0.975L_0$ から様相を変え始める。すなわち、種光波長 λ_0 から離れた 2 波長 (図 3.4(e) の波長 λ_a および λ_b) において、スペクトログラムは折れるように曲がり始める。これは $z = 0.95L_0$ までは断熱ソリトン圧縮的にトランスフォームリミット状態で波長軸方向に広がり続けていた非線形波動が、正常分散によって端の領域から時間チャープ (アップチャープ) を呈する分散性波動に遷移しはじめたことを意味する。スペクトログラムのエネルギーは上記波長 λ_a および λ_b を境に波長軸方向の移動を停止し、波長分散に従って時間軸方向に移動し始める。ところが、スペクトログラム中の種光波長に近い波長の領域は波長軸に平行、すなわち時間軸上でエネルギーが局在した高ピーク強度の状態であるため、非線形性が依然として強い。このためスペクトログラムの中心部では、エネルギーは波長軸に平行な方向に広がり続けようとする。その結果エネルギーは分散性波動への遷移が起きた波長で集積し、スペクトル上では遷

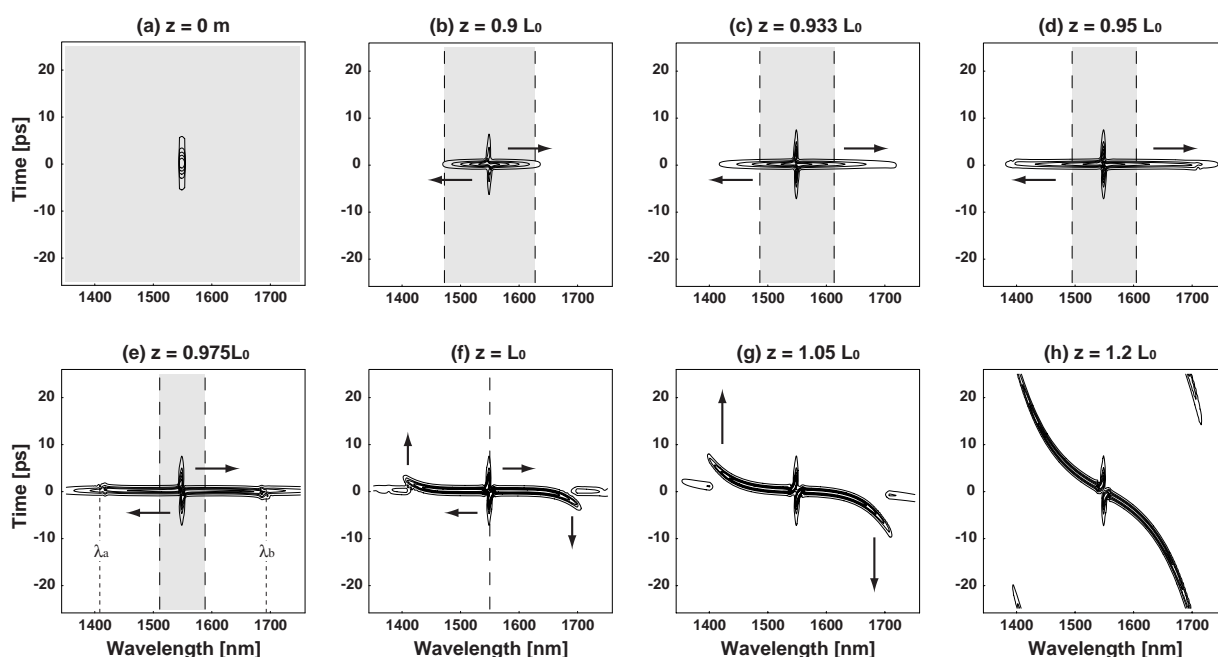


図 3.4: 分散減少・凸型分散ファイバにおける SC 光スペクトログラムの発生および成長 [132] (©2001 OSA)。横軸は波長、縦軸は時間を表す。SC 光の発生条件は図 3.2 と同じ。時間分解能および周波数分解能は各々 1.0 ps および 460 GHz (波長分解能 3.5 nm)。影つきの領域は異常分散領域、それ以外は正常分散領域を表す。異常分散領域と正常分散領域を区分する破線は零分散波長を表す。矢印はエネルギーの流れを表す。

移波長を中心に隆起が起きる。伝搬距離につれて零分散波長は種光波長に近づくため、光のエネルギーが集積する波長も種光波長に近づいてくる。このようにして強度スペクトルに平坦な領域が形成される。伝搬距離 z が $1.02L_0$ を超えると、伝搬光全体が分散性波動への遷移を終えるため、強度スペクトルは変化しなくなる。

スペクトログラムの観測から、分散減少・凸型分散ファイバによる SC 光の発生過程は以下の2段階からなることが示される：すなわち、断熱ソリトン圧縮過程による種光パルスのスペクトルが拡大する非線形過程、それに引き続くトランスフォームリミット状態の非線形波動が時間チャープを被った分散性波動に遷移することにより起きるスペクトルの矩形化・平坦化である。スペクトルとスペクトログラムの比較により、種光波長における SC 光スペクトルのピークは SC 光に変換されなかったペDESTAL (種光パルスの裾) に対応することがわかる。第4章で明らかにされるように、ペDESTALに残留する光のエネルギーは種光パルスの時間幅とチャープ量に依存する。本シミュレーションの条件では種光パルスのエネルギーの44%がペDESTALに残留する。図3.5のように、伝搬距離 $z = 1.05L_0$ におけるスペクトログラムを時間分解能を 0.2 ps まで小さくして観測すると、SC 光の両翼はスペクトルの中心で分断されているのではなく連続していることがわかる。従って、強度スペクトルにおいてピークの両側に現れる窪みは、上記短光パルスが成長する SC 光本体とペDESTALの干渉が原因と考えられる。ペDESTALの影響およびその抑圧方法については、§5.5にて改めて議論する。

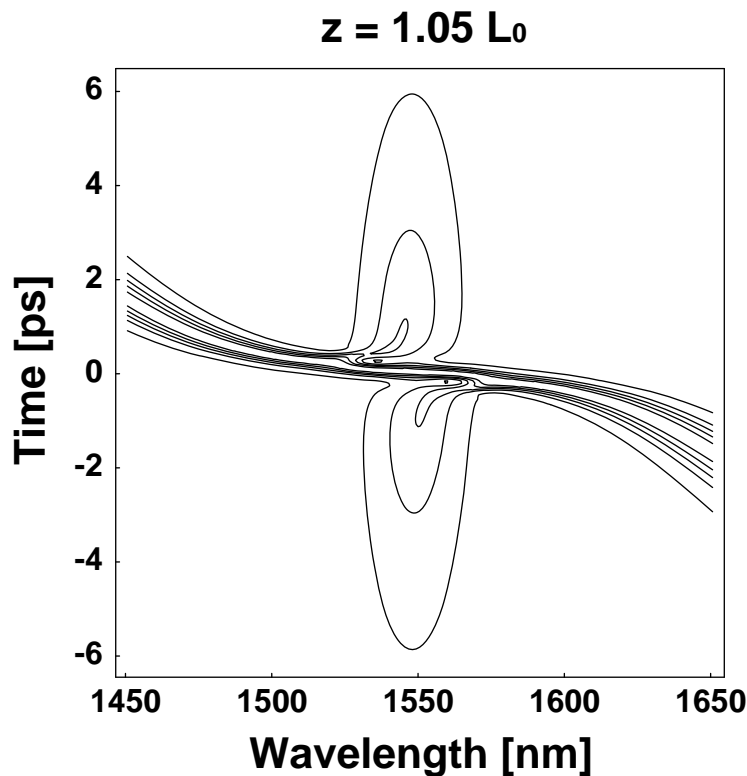


図 3.5: 伝搬距離 $z = 1.05L_0$ における分散減少・凸型分散ファイバにおける SC 光スペクトログラム (図 3.4(g)) の拡大図。時間分解能および周波数分解能は各々 0.2 ps および 2.2 THz (波長分解能 18 nm)。SC 光スペクトログラムの両翼はペDESTALに分断されずに連続していることに注意。

SC 光発生においてスペクトル広がりをもたらす要因は光 Kerr 効果（自己位相変調）だが、分散減少・凸型分散ファイバを用いる場合は図 2.6(b) のスペクトルとは異なり、リップルのない平坦で平滑な出力スペクトルが種光波長近傍を除く広い波長領域で得られる。これはチャープの単調性、特に周波数チャープの単調性によって、伝搬光内部の群遅延特性の一価性が維持されているためである。すなわち、伝搬初期では断熱ソリトン圧縮の効果により、波形やスペクトルの多峰化を引き起こすソリトン次数の高次化が避けられトランスフォームリミット状態で伝搬する。スペクトログラムが正常分散領域と異常分散領域に跨っている場合（図 3.4(c) および (d)）でも、伝搬光はトランスフォームリミット状態で時間チャープの単調性は維持されているため、波形のビートも不要な自己位相変調も発生しない。トランスフォームリミットな非線形波動から分散性波動への遷移はスペクトルの外縁部から中央部へと進行するため、チャープの単調性は維持される。伝搬距離 $z > L_0$ では、すべての波長で正常分散となるため、チャープの単調性は維持され続ける。§ 3.2 では非単調なチャープが出力スペクトルの平坦性・平滑性に及ぼす影響が示される。

3.1.3 検証

前節までに、分散減少・凸型分散ファイバの出力光が盛岡らが報告した SC 光スペクトル [49, 59, 60] の特徴を再現することを明らかにした。ここで彼らが用いた SC ファイバがどのような波長分散特性を有するファイバであったのかを検証しよう。

盛岡らの実験で用いられた SC ファイバはフラットな $\lambda - D$ 特性を有するように設計・試作された。しかし、長手方向の分散分布については考慮してなかったため、実際の分散分布がどうであったかは不明で、波長分散特性に関する情報は干渉法によって測定された両端部の $\lambda - D$ 特性、および位相法によって測定された平均の $\lambda - D$ 特性が判明しているのみであった（図 3.6 [146]）。ここで必要な情報は $\lambda - D$ 特性の長手分布であるが、当該ファイバ程度の条長（3015 m）に対し必要な精度で非破壊的に測定することは困難である¹。しかし適当な仮定をおけば、両端部および全長の $\lambda - D$ 特性から長手方向の分散分布について有効な情報を得ることができる。

図 3.6 によると、種光波長 $\lambda_0 = 1542$ nm における分散値 D は両端部では正值であるが、全長の平均では負の値をとる。したがって、分散値 D は伝搬方向 z につれて正の値から減少し、少なくとも一度負の値を経た後、正值に戻る事が推定される。

ここで、任意の波長 λ における分散値の長手分布を記述する波長分散特性が z の 2 次関数

$$D(\lambda, z) = d_0(\lambda) + d_1(\lambda)z + d_2(\lambda)z^2 \quad (3.2)$$

として表されるものと仮定しよう。上記係数 $d_0(\lambda)$ 、 $d_1(\lambda)$ および $d_2(\lambda)$ は図 3.6 の測定値から算定することができる。すなわち、波長 λ における両端部および平均の分散値を各々 $D_{in}(\lambda)$ 、 $D_{out}(\lambda)$ および $D_{av}(\lambda)$ とする

¹ 非破壊的な分散分布測定法はいくつか提案されている [147] が、十分な距離分解能で（特に $D(\lambda_0, z) = 0$ となる z を）測定することは困難である。

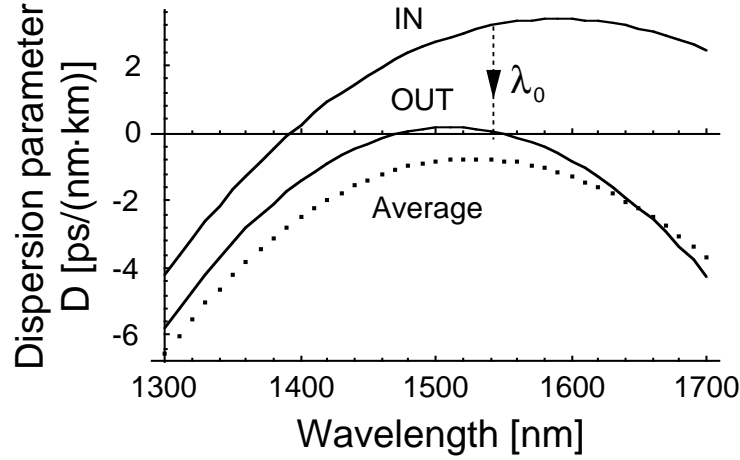


図 3.6: 文献 49 の SC ファイバの $\lambda - D$ 特性の実測値 [146] (©1997 IET)。実線は干渉法によって測定された入出力端の $\lambda - D$ 特性。点線は位相法によって測定された平均の $\lambda - D$ 特性。各々式 (3.3) の $D_{in}(\lambda)$ 、 $D_{out}(\lambda)$ および $D_{av}(\lambda)$ に対応する。

と、式 (3.2) の $d_0(\lambda)$ 、 $d_1(\lambda)$ および $d_2(\lambda)$ は

$$\begin{aligned} d_0(\lambda) &= D_{in}(\lambda) \\ d_1(\lambda) &= -\frac{2}{L} [2D_{in}(\lambda) + D_{out}(\lambda) - 3D_{av}(\lambda)] \\ d_2(\lambda) &= \frac{3}{L^2} [D_{in}(\lambda) + D_{out}(\lambda) - 2D_{av}(\lambda)] \end{aligned} \quad (3.3)$$

で与えられる。ここで、 L はファイバの全長を表す。式 (3.2) および (3.3) によって、当該 SC ファイバの分散値の長手分布を含む波長分散特性 $D(\lambda, z)$ が推定される。

式 (3.2) を用いて推定された種光波長 $\lambda_0 = 1542$ nm における分散値 D の長手分布を図 3.7 に示す [148]。671 m から 3000 m の間では分散値が負（正常分散）となる。図 3.6 に示すように、 $\lambda - D$ 特性はすべて上に凸で、その極大値が正のとき 2 つの零分散波長を有する。SC ファイバの入射端では、 $\lambda - D$ 特性は波長 1590 nm において極大値 3.4 ps/(nm·km) を有する。式 (3.3) によれば、伝搬距離 z につれて、 $\lambda - D$ 特性は上に凸の形を維持しながら減少することが推定される。式 (3.1) および図 3.1 で提示した理想化された分散減少・凸型分散ファイバと異なり、推定された波長分散特性 $D(\lambda, z)$ においては分散値のピーク波長 λ_{peak} および分散湾曲係数 D_2 は長手方向にわたって変化する。計算によれば、伝搬距離 672 m において $\lambda - D$ 特性の極大値は 0 ps/(nm·km) となり分散値のピーク波長 λ_{peak} は 1549 nm となる。種光波長 $\lambda_0 = 1542$ nm では、分散値が 0 ps/(nm·km) となる伝搬距離 671 m において、分散値のピーク波長 λ_{peak} は種光波長 λ_0 の近傍にあることが推定される。

この波長分散特性 $D(\lambda, z)$ に基づいて、SC 光発生 のシミュレーションを実施した。計算された SC 光の強度スペクトルを図 3.8 に示す。種光パルスにはピーク強度 1.7 W および時間幅 3.3 ps [49] の sech 波形を用いた。SC ファイバの非線形係数 $\gamma = 3.35 \text{ m}^{-1}\text{W}^{-1}$ はモードフィールド径の測定値 6.4 μm から見積られた。ファイバの伝搬損失は 0.2 dB/km である。本シミュレーションでは高次非線形因子は含まれるが、Raman 効果は含

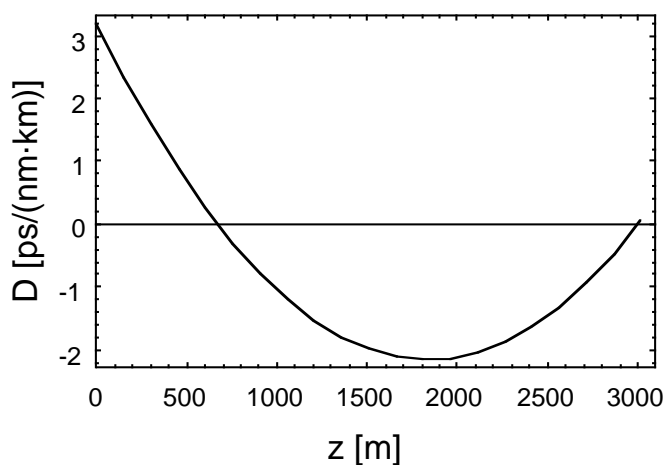


図 3.7: 種光波長 $\lambda_0 = 1542$ nm における文献 49 の SC ファイバの分散値 D の長手分布の推定値 [148] (©1997 IEICE)。分散値 D は図 3.6 の実測された $\lambda - D$ 特性、および式 (3.2) から伝搬距離 z の 2 次関数と仮定して算定された。伝搬距離 671 m および 3000 m で分散値は 0 ps/(nm·km) となる。伝搬距離 671 m における分散湾曲係数は -0.000177 ps/(nm³·km) と推定される。

まれない。強度スペクトルは種光波長近傍を除く波長 1440 nm から 1660 nm にわたってほぼ平坦かつ平滑な領域を有し、盛岡らの実験 [49] で観測された特徴、すなわち種光波長におけるスペクトルのピーク、その近傍における強度の落ち込み、およびその両側に広がる平坦・平滑な領域が再現された。スペクトルの発達過程を長手方向に渡って追跡した結果、スペクトルは伝搬距離 $z = 580$ m から矩形化を開始し、 $z = 700$ m で成長を終え、それ以降はほとんど変化がなかった。

上記シミュレーション結果から、図 1.3 のスペクトルを発生した SC ファイバは、少なくとも入力端から途中までの範囲で分散減少・凸型分散特性を備えている可能性が高いと考えられる。

なお Raman 効果を含めた場合は、含めない場合と比べて SC 光の発生効率が大きくなるため、出力光スペクトルが過剰に成長する。このことから、実際の特性ファイバ長 L_0 は上述の推定値 671 m より小さい値であると考えられる。

以上述べた結果から、文献 49 に記載されたスペクトルの特徴を有する SC 光は以下の波長分散特性を有する単一モード光ファイバを用いて発生可能であることが示される。

1. ファイバの全長または一部において、種光波長 λ_0 における分散値 $D(\lambda_0, z)$ [ps/(nm·km)] が伝搬距離 z につれて正值から負値に減少すること。
2. 少なくとも $D(\lambda_0, L_0) = 0$ となる伝搬距離 $z = L_0$ の近傍では、 $\lambda - D$ 特性は上に凸の関数で、分散値 D のピーク波長が種光波長 λ_0 に近いこと。

実際に長手方向の分散分布も制御して設計・試作した分散減少・凸型分散ファイバによる SC 光の発生は § 4.1.9 で述べる。

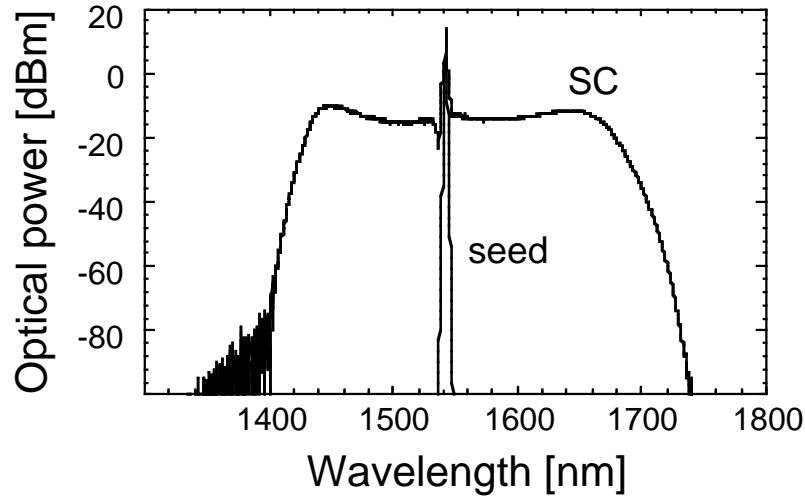


図 3.8: 式 (3.2) の推定された波長分散特性を用いて計算された SC 光スペクトル [146] (©1997 IET)。ファイバ損失、高次非線形因子は含まれるが、Raman 効果は含まれない。

3.2 種々の分散設計のファイバとの比較

本節では、広帯域かつ平坦・平滑なスペクトルを発生するための定性的な条件を明らかにするため、種々の異なる波長分散特性を有するファイバに入射された種光パルスの強度スペクトル、強度波形およびスペクトログラムの発達過程をシミュレーションを用いて解析し議論する。SC 光として応用上有用な出力光を供するもう一つの波長分散特性の設計が紹介される。SC 光発生にとって本質的ではない Raman 効果、高次非線形因子およびファイバ損失はすべてのシミュレーションについて含めていない。

3.2.1 分散減少・分散シフトファイバ

種光パルスの伝搬方向につれて分散値が正值から減少する設計のファイバでは、断熱ソリトン圧縮効果 [138] を利用できるため、比較的小さいピーク強度かつ時間幅が小さくない種光パルスを用いても SC 光を発生することが可能である。本節および次節では種々の $\lambda - D$ 特性を有する分散減少ファイバに種光パルスを入射したときに起きる現象を解析する。

分散減少・分散シフトファイバ、すなわち 1 つの零分散波長および正の分散スロープの $\lambda - D$ 特性を有する分散減少ファイバを用いた SC 光発生は複数の研究グループによって報告されてきた [149, 150]。このようなファイバは、例えばステップ型屈折率構造のファイバ母材をテーパ状に線引きすることにより実現可能である。

波長分散特性

$$D(\lambda, z) = D_0 \left(1 - \frac{z}{L_0} \right) + D_1(\lambda - \lambda_0) \quad (3.4)$$

で表される分散減少・分散シフトファイバを用いた場合について考えよう。ここで、分散スロープ D_1 はファイバの長手方向にわたって一定と仮定されている²。式 (3.4) で表される分散減少・分散シフトファイバの波長分散特性を図 3.9 に示す。シミュレーションでは、種光波長におけるファイバの入射端分散値 D_0 および $D(\lambda_0, L_0) = 0$ となる特性ファイバ長 L_0 は、分散減少・凸型ファイバのシミュレーション (§ 3.1.2) と同じく、各々 $6 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および 600 m とした。種光パルスについても、§ 3.1.2 のシミュレーションで用いたのと同じの諸元、すなわち実効ピーク強度 $\gamma P_0 = 5.84 \text{ km}^{-1}$ および時間幅 4 ps の sech 波形を用いた。分散スロープ D_1 は $0.07 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ で、波長 1550 nm 付近における分散シフトファイバの典型値 [15] を用いた。

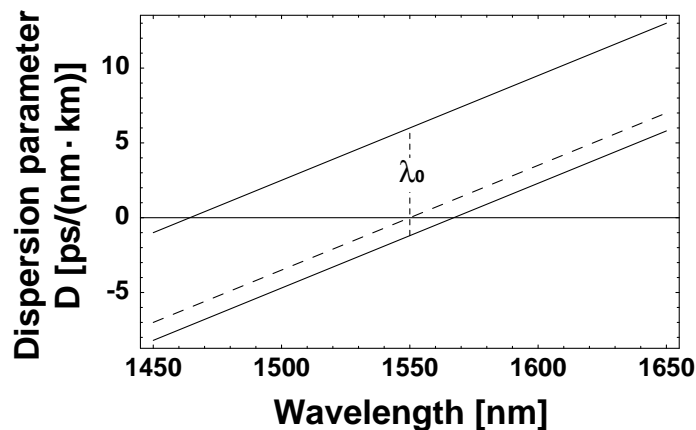


図 3.9: 式 (3.4) で表される分散減少・分散シフトファイバの波長分散特性。 L_0 は $D(\lambda_0, L_0) = 0$ となる特性ファイバ長を表す。実線は $z = 0$ および $z = 1.2L_0$ 、破線は $z = L_0$ に対応する。

上記シミュレーション結果の強度スペクトル、強度波形およびスペクトログラムの発達過程を各々図 3.10、3.11 および 3.12 に示す。分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に、SC 光発生初期 (伝搬距離 $z < 0.867L_0$) には波形の狭窄化 (図 3.11(b)) を伴いながらスペクトルが広がる (図 3.10(b))。スペクトログラムは波長軸に平行に、すなわちトランスフォームリミットの状態を維持しながら広がる (図 3.12(b))。時間波形は伝搬距離 $z = 0.95L_0$ で最も狭窄化され (図 3.11(c))、実効ピーク強度 51.4 km^{-1} 、時間幅 0.26 ps に達する。その後、短波長側 (正常分散領域) で分散性波動への遷移が起こり、スペクトルの矩形化が起きる (図 3.10 および 3.12(c) ~ (e))。これに対し長波長側 (異常分散領域) では、(部分的) トランスフォームリミット状態のまま広がり続け、スペクトルの矩形化は起きない。長波長側は $z = 1.3L_0$ を過ぎる地点から波長分散の影響を受け始め時間チャープを呈する (図 3.12(g)) が、すでに強度波形のピーク強度がスペクトル外縁部にエネルギーを移動できるほど十分ではない ($z = 0.95L_0$ 付近におけるピーク強度の約 40%) ため矩形化は進行せず、伝搬距離 $z = 1.5L_0$ 付近でスペクトルは成長を終える。出力される強度スペクトルの帯域は § 3.1.2 の分散減少・凸型分散ファイバの場合と比べて約 26% で、スペクトルの平坦性においても劣る。分散スロープ D_1 の絶対値がより小さいファイバを用いると、より広帯域のスペクトルが得られる [132]。

² 実際は分散値 D_0 の減少につれて、分散スロープ D_1 の値も減少する。

スペクトルおよびスペクトログラムについて長波長側と短波長側の発達過程を比較することにより、正常分散領域における非線形波動から分散性波動への遷移とスペクトルの矩形化の関係が明らかになった。すなわち断熱ソリトン圧縮効果が支配的な(部分的)トランスフォームリミットの状態ではスペクトルの矩形化は起こらず、非線形波動から分散性波動への遷移が矩形化にとって本質的であることが明らかになった。

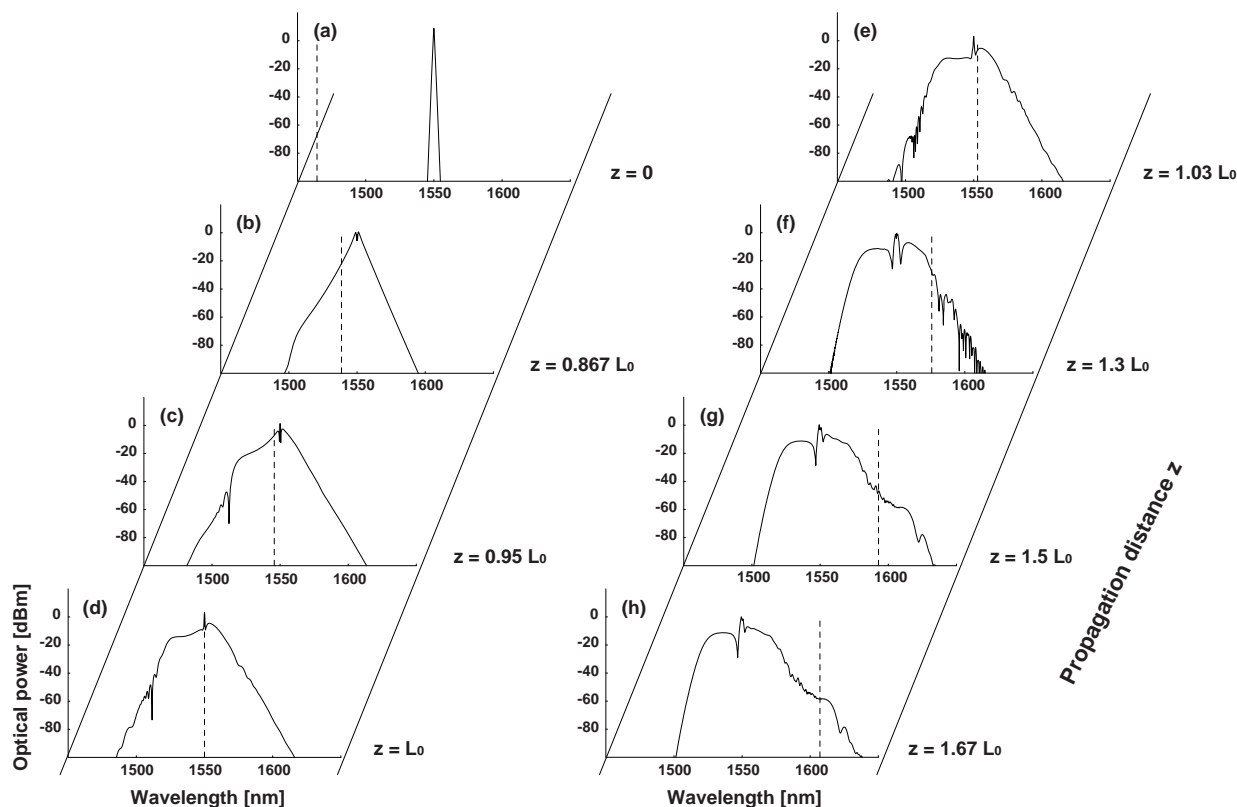


図 3.10: 分散減少・分散シフトファイバにおける伝搬光の強度スペクトルの発達過程。式 (3.4) の SC ファイバのパラメータは $D_0 = 6 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、 $D_1 = 0.07 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \text{km})$ 、および $L_0 = 600 \text{ m}$ 。種光パルス (sech 波形) の実効ピーク強度は $\gamma P_0 = 5.84 \text{ km}^{-1}$ 、時間幅は 4 ps 。ファイバの伝搬損失、高次非線形因子および Raman 効果は含まない。破線は零分散波長を表す。

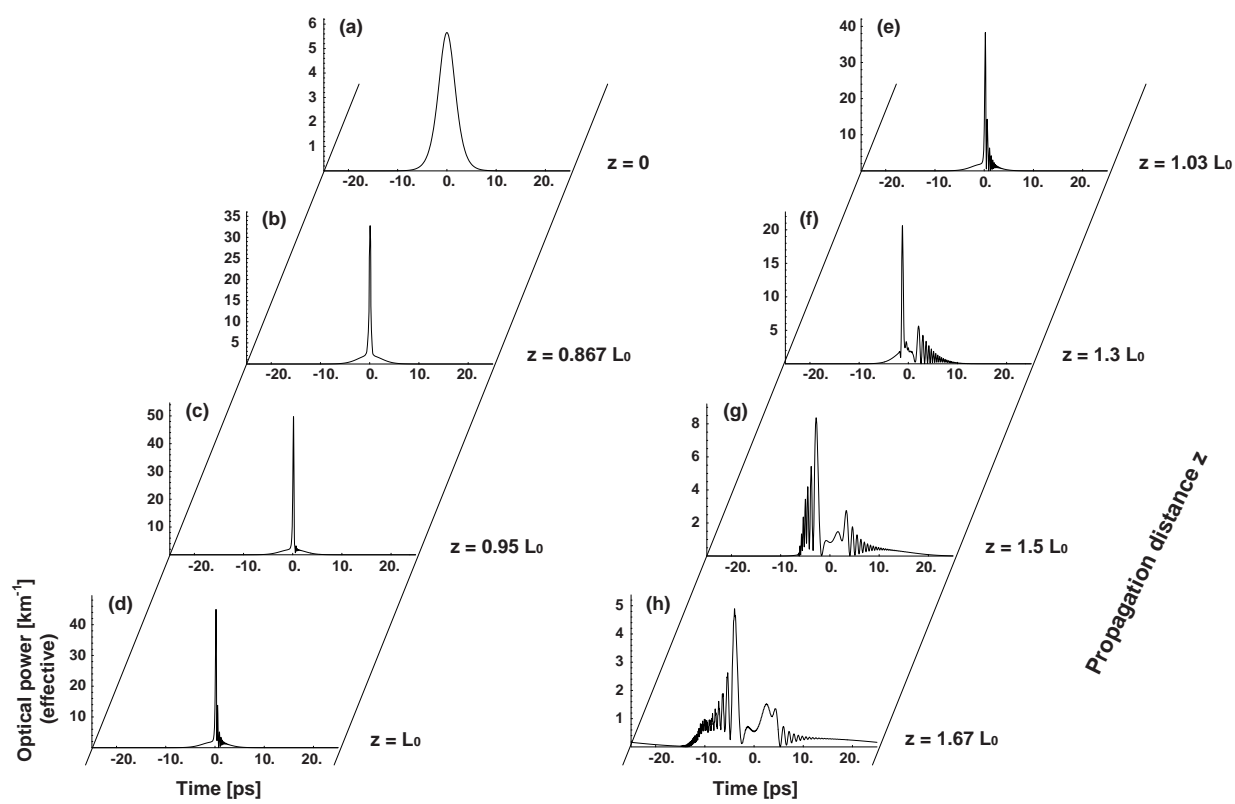


図 3.11: 分散減少・分散シフトファイバにおける SC 光強度波形の発達過程。SC 光発生 conditions は図 3.10 と同一。

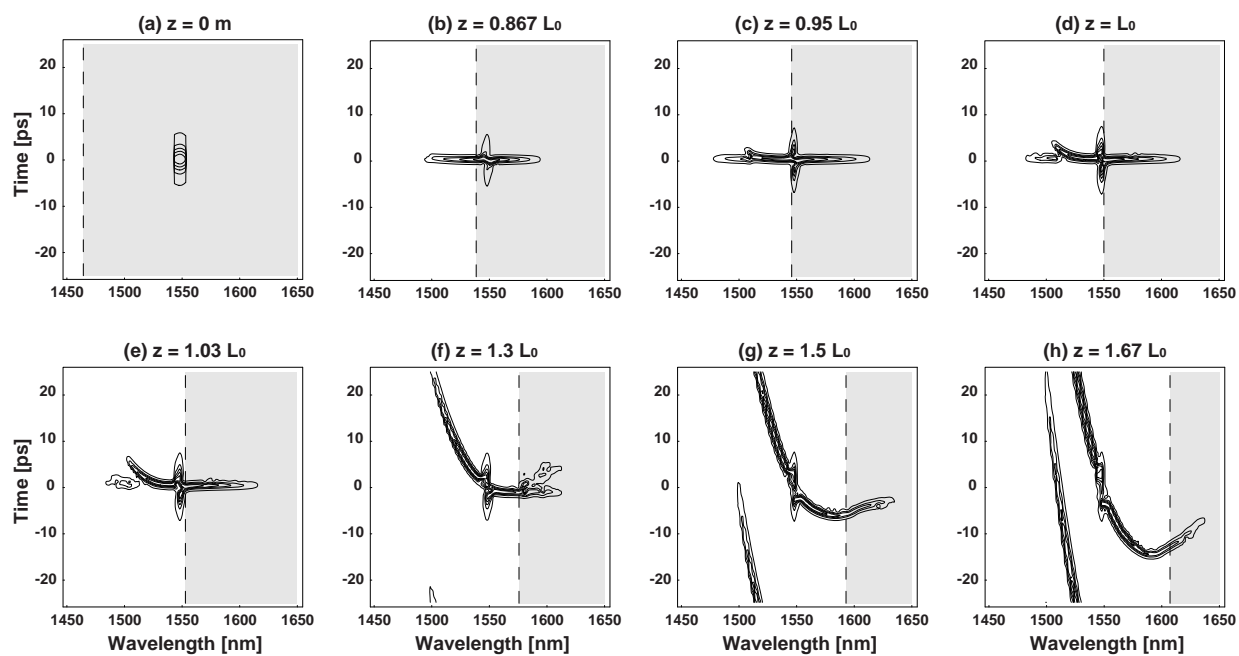


図 3.12: 分散減少・分散シフトファイバにおける SC 光スペクトログラムの発達過程。SC 光発生 の条件は図 3.10 と同一。時間分解能および波長分解能は図 3.4 と同一。破線は 零分散波長を表す。影の領域は異常分散領域、それ以外は正常分散領域を表す。

3.2.2 分散減少・凹型分散ファイバ

ここで、 $\lambda - D$ 特性が凸型であることの必要性について議論したい。

分散減少・分散シフトファイバの式 (3.4) の分散勾配 D_1 を極小化するアプローチ [149, 151–153] と、分散減少・凸型分散ファイバにおける式 (3.1) の分散湾曲係数 D_2 を極小化するアプローチはそれらが各々 0 になる極限で等価である。もし分散勾配 D_1 の極小化が平坦な SC 光スペクトルの発生にとって本質的であるならば、図 3.13 に示すような凹型の $\lambda - D$ 特性を有する分散減少ファイバを用いても平坦な出力スペクトルが得られるであろう³。そこで、この分散減少・凹型分散ファイバを励起したときの出力光の特性について調査した。

式 (3.1) において分散湾曲係数 D_2 が正值である分散減少・凹型分散ファイバの波長分散特性を図 3.13 に示す。シミュレーションでは種光パルスおよび SC ファイバのパラメータは、分散湾曲係数 D_2 が逆符号であることを除いて、分散減少・凸型ファイバの場合 (§ 3.1.2) と同一とする。

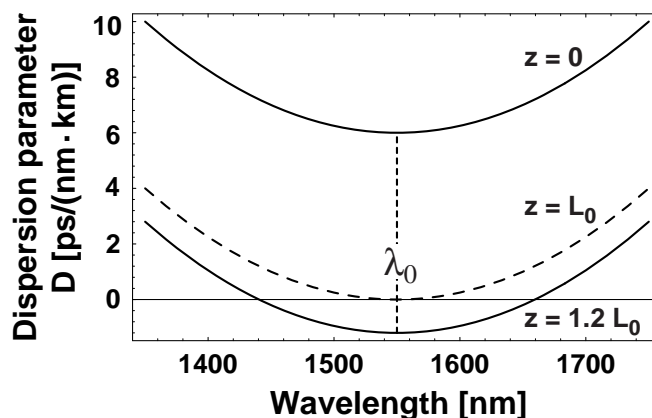


図 3.13: 分散減少・凹型分散ファイバの波長分散特性。式 (3.1) における分散湾曲係数が正值 $D_2 = 0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ であることを除いて、分散減少・凸型ファイバの場合 (§ 3.1.2) と同じ。実線は $z = 0$ および $z = 1.2L_0$ 、破線は $z = L_0$ に対応する。

図 3.13 の波長分散特性を有する分散減少・凹型分散ファイバに入射された種光パルスの強度スペクトル、強度波形およびスペクトログラムの発達過程を各々図 3.14、3.15 および 3.16 に示す。分散減少・凸型分散ファイバの場合と異なり、スペクトログラムは $z = L_0$ を越えて、さらに $z = 1.05L_0$ 付近まで全波長領域でトランスフォームリミット状態を維持する (図 3.16(b) ~ (f))。分散減少・凸型分散ファイバの場合とは逆に、伝搬距離 $z = L_0$ 以降に現れる 2 つの零分散波長は伝搬距離につれてスペクトルの中心から外縁に向かって移動する。分散減少・凸型分散ファイバの場合のように強度スペクトルの平坦化は起きない。伝搬距離 $z = 1.05L_0$ を過ぎた辺りから強度波形は 2 つのピークに分離する (図 3.15(g))。スペクトログラム (図 3.16(g)、(h)) との比較より、この 2 つのピークの時刻は式 (2.44) で与えられる伝搬光の時間チャープに対応する波長-群遅延曲線の極大値および極小値と一致することが示される。スペクトログラムにおける単調でない湾曲と、強度波形における裾引きは、図 2.5 で示された波長分散 β_3 による時間チャープの効果と等価である。

³ D_1 および D_2 の双方を 0 とし断熱ソリトン圧縮を行うと、 $D(\lambda, z)$ が 0 となる伝搬距離 z で断熱利得が無大となり [138]、シミュレーション上では発散が起きる。

以上述べたように、平坦なスペクトルの発生には D_2 が 0 以下、すなわち $\lambda - D$ 特性が凸型であることが本質的であると考えられる。凹型分散の場合に平坦なスペクトルが得られない理由は、スペクトルおよびスペクトログラムが示すように非線形波動から分散性波動への遷移が凸型分散の場合のように両縁部から中央に向かっては進行せず、スペクトルの中央に近い領域から進行し平坦化を阻害するためと考えられる。

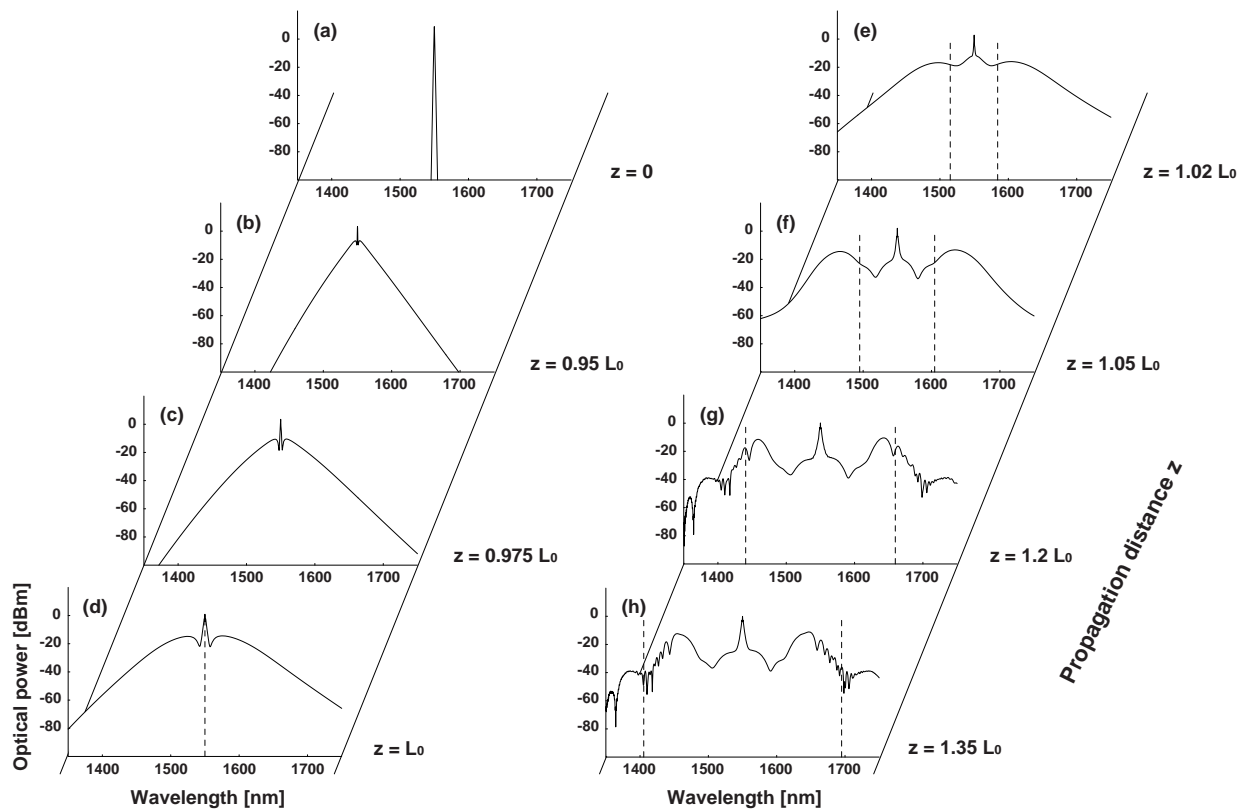


図 3.14: 図 3.13 の分散減少・凹型分散ファイバにおける SC 光の強度スペクトルの発達過程。SC 光発生の条件は D_2 の符号が逆 ($D_2 = 0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$) である以外は § 3.1.2 と同一。破線は零分散波長を表す。

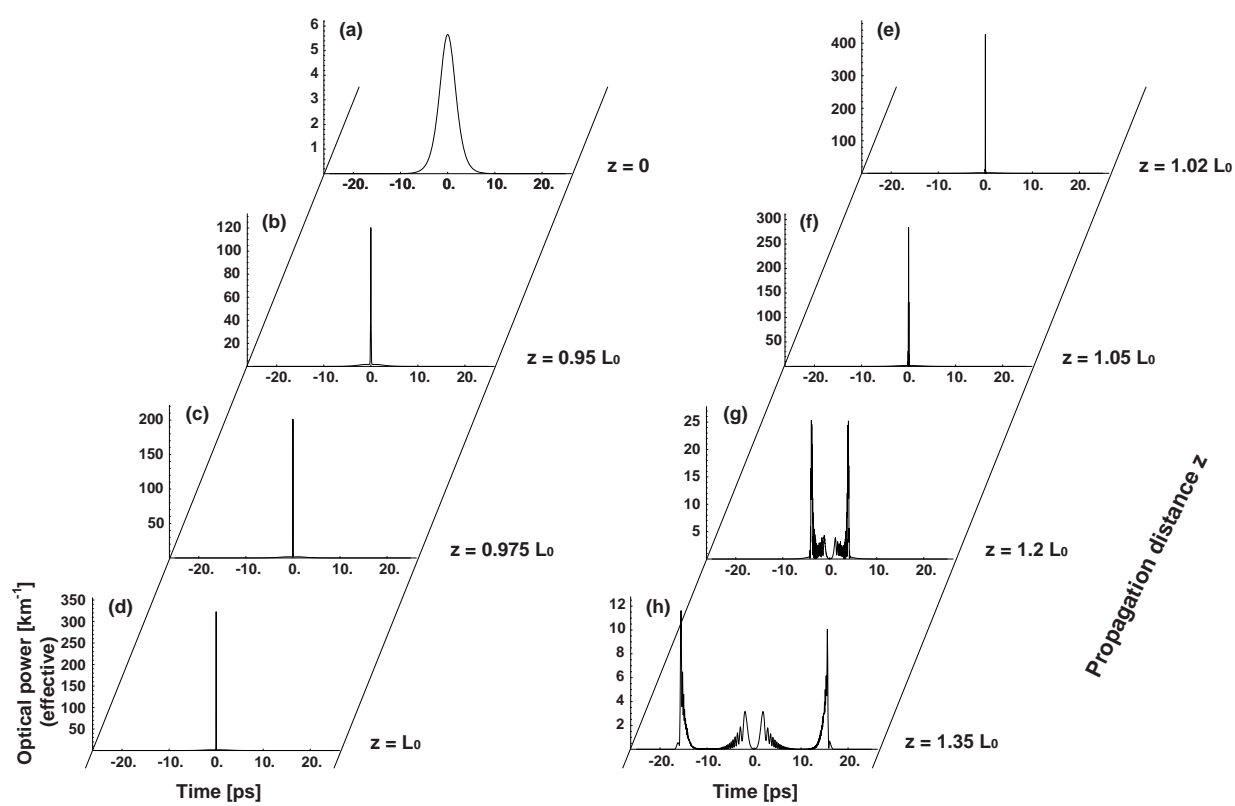


図 3.15: 分散減少・凹型分散ファイバにおける SC 光の強度波形の発達過程。SC 光発生条件は図 3.14 と同一。

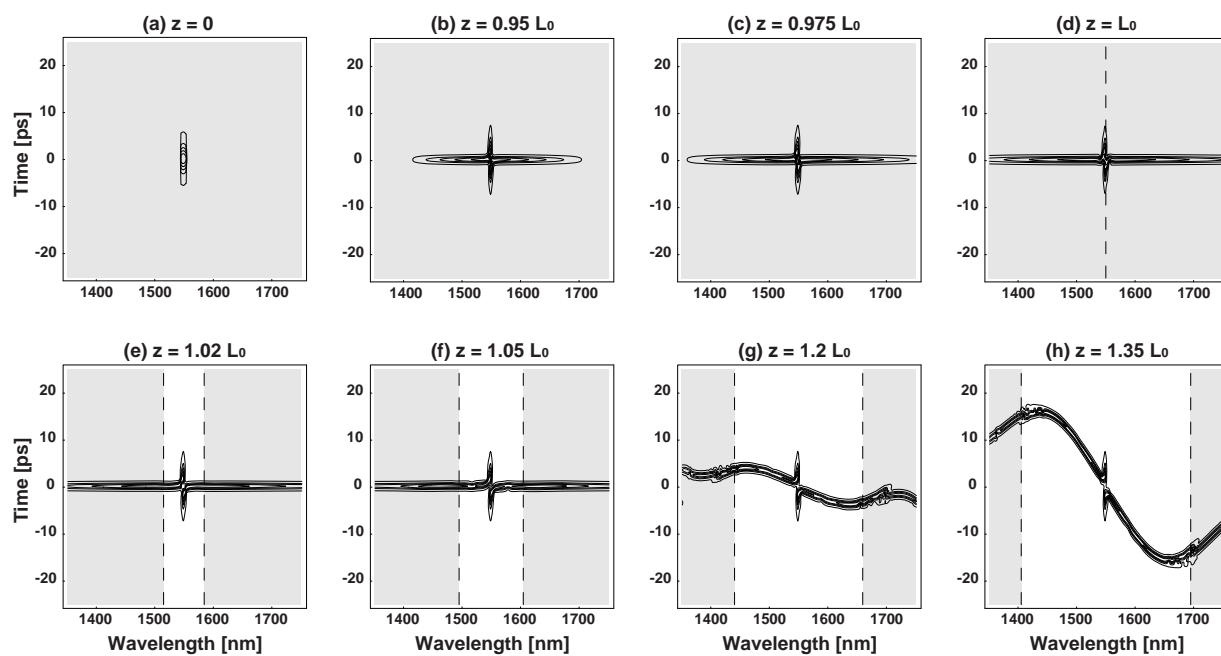


図 3.16: 分散減少・凹型分散ファイバにおける SC 光のスペクトログラムの発達過程。SC 光発生 の条件は図 3.14 と同一。時間分解能および波長分解能は図 3.4 と同一。破線は零分散波長を表す。影の領域は異常分散領域、それ以外は正常分散領域を表す。

3.2.3 分散一定・分散シフトファイバ

本節および次節では、分散一定ファイバ、すなわち伝搬方向につれて $\lambda - D$ 特性が変化しない単一モード光ファイバを種光パルスで励起する場合について議論する。この方式は断熱ソリトン圧縮効果を利用しないため、分散減少ファイバを用いる方式と比較して高いピーク強度の種光パルスを必要とする。そのため入力種光エネルギーを低減するために、分散減少ファイバを用いる場合より小さい時間幅の種光パルスを利用することが一般的である。本節および次節では分散シフトファイバの零分散波長付近で励起したときの出力光を調査して SC 光発生に関わる光学的現象について整理する。

光通信システムで広く用いられる単一モードシリカファイバ（標準分散ファイバ ITU-T G.652 [155]）および分散シフトファイバ ITU-T G.653 [15]）は、正の分散スロープ D_1 および単一の零分散波長を有する典型的な単一モード光ファイバである。これらのファイバを用いた SC 光発生は理論的および実験的に広く調査されてきた [47, 53, 56, 116, 136]。この種の単一モード光ファイバは SC 光発生用には必ずしも理想的とはいえない [83, 132] が、このファイバにおいて起きる現象を理解することは SC 光発生条件の理解および SC 光源の設計指針について多くの示唆を与える。本節では、上述の波長分散特性を有し、これが長手方向で一定である単一モード光ファイバを励起した場合について議論する。

波長分散特性が

$$D(\lambda, z) = D_0 + D_1(\lambda - \lambda_{ZD}) \quad (3.5)$$

で表される分散シフトファイバ⁴ を種光パルスで励起する場合について考える。式 (3.5) で表される波長分散特性は単一の零分散波長

$$\lambda_{ZD} = \lambda_0 - \frac{D_0}{D_1} \quad (3.6)$$

をもつ。種光波長 λ_0 には前節までと同様の 1550 nm を用いるため、本ファイバは分散シフトファイバに該当する。

以下で述べるように、出力光の性質は種光波長 λ_0 における分散値 D_0 の符号の違い、すなわち異常分散領域における励起か正常分散領域における励起かによって大きく異なる [53]。

異常分散励起

まず種光波長における分散値 D_0 が正、すなわち異常分散励起の場合 [47, 53, 56, 116, 136] について考えよう。式 (3.7) の種光波長における分散値が $D_0 = 1.4 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ である分散シフトファイバに入射された種光パルスの強度スペクトル、強度波形およびスペクトログラムの発達過程を各々図 3.17、3.18 および 3.19 に示す。分散スロープ D_1 は零分散波長付近における分散シフトファイバの典型値 $0.07 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ [15] を用いた。式 (3.6) より零分散波長は 1530 nm である。種光パルスは実効ピーク強度 260 km^{-1} および時間幅は 1 ps の sech 波形である。分散スロープ D_1 を無視した場合は高次ソリトンの伝搬と等価で、種光パルスとファイバのパラメータから得られるソリトン次数は 6.85、ソリトン長は 283 m である [108]。

⁴ 実際の分散シフトファイバの $\lambda - D$ 特性は直線的 ($D_2 = 0$) ではなく上に凸 ($D_2 < 0$) となる。

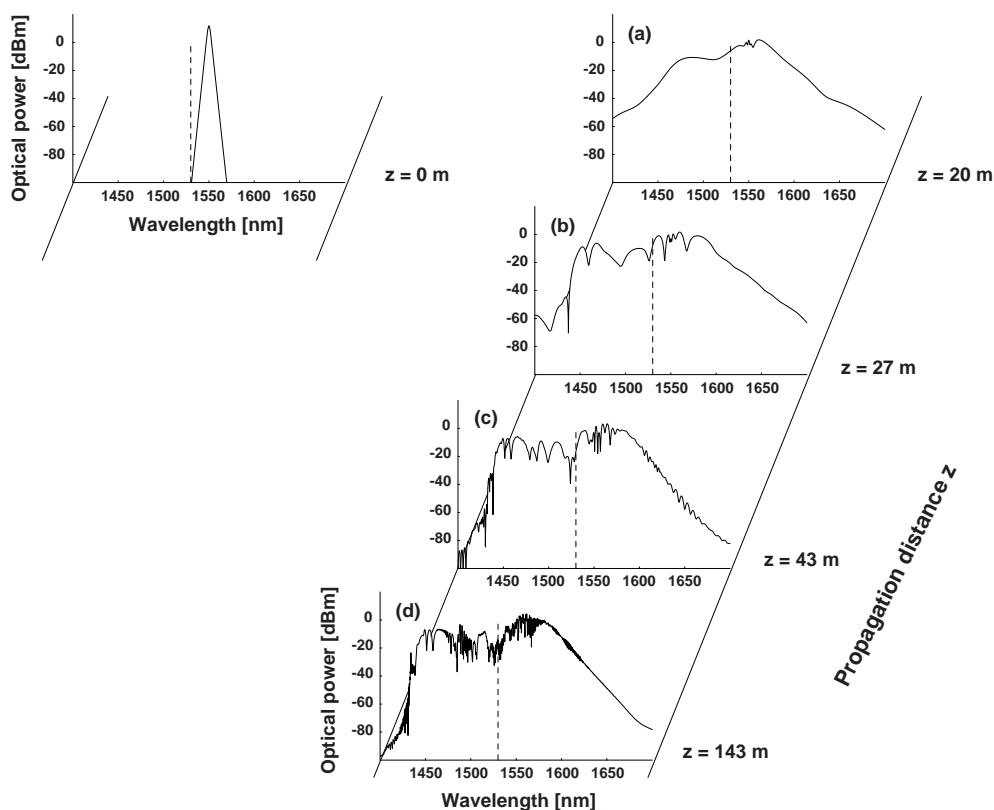


図 3.17: 異常分散励起時(式 (3.5) の分散値 D_0 が正) の分散一定・分散シフトファイバにおける SC 光強度スペクトルの発達過程。 $D_0 = 1.4 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、 $D_1 = 0.07 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ 、種光パルスの実効ピーク強度および時間幅は $\gamma P_0 = 260 \text{ km}^{-1}$ および 1 ps 。ファイバの伝搬損失、高次非線形因子および Raman 効果は含まない。破線は零分散波長を表す。

異常分散励起時の特徴は伝搬初期における強度波形の狭窄化およびそれに伴う強度スペクトルの拡大である。伝搬距離 20 m において、強度スペクトル(図 3.17(a)) の -27 dB 波長全幅⁵ は 157 nm に達した。これは入射時の種光パルスの -27 dB 波長全幅 10.8 nm の 15 倍に相当する。このとき、強度波形(図 3.18(a)) の実効ピーク強度は 1.37 m^{-1} 、時間幅は 73.2 fs であった。同様なファイバを励起した時の図 1.1(a) の実験結果とよく似た強度スペクトルが得られていることに注意されたい。短波長側の正常分散領域では非線形波動から分散性波動への遷移、それに伴うスペクトルの矩形化が起きていることがスペクトログラム(図 3.19(a)) およびスペクトル(図 3.17(a)) から示される。一方、長波長側の異常分散領域では矩形化は起きない。これは § 3.2.1 の分散減少・分散シフトファイバで観測された現象と似ている。伝搬距離 20 m 以降では、強度スペクトル(図 3.17(b)~(d)) はリップルが顕著になり、強度波形上ではパルスの分裂が起きる(図 3.18(b)~(d))。スペクトログラム(図 3.19(b)~(d)) によれば、パルスの分裂は正常分散領域と異常分散領域とで異なる様相を示す。すなわち、正常分散領域では時間チャープ(ブルーシフトチャープ)と自己位相変調による周波数チャープが

⁵ § 4.1 に述べる理由によって、-27 dB 波長全幅、すなわち強度スペクトルのピーク値から 27 dB 下のレベルを超える波長範囲の上限から下限の差をスペクトル幅の指標とする。

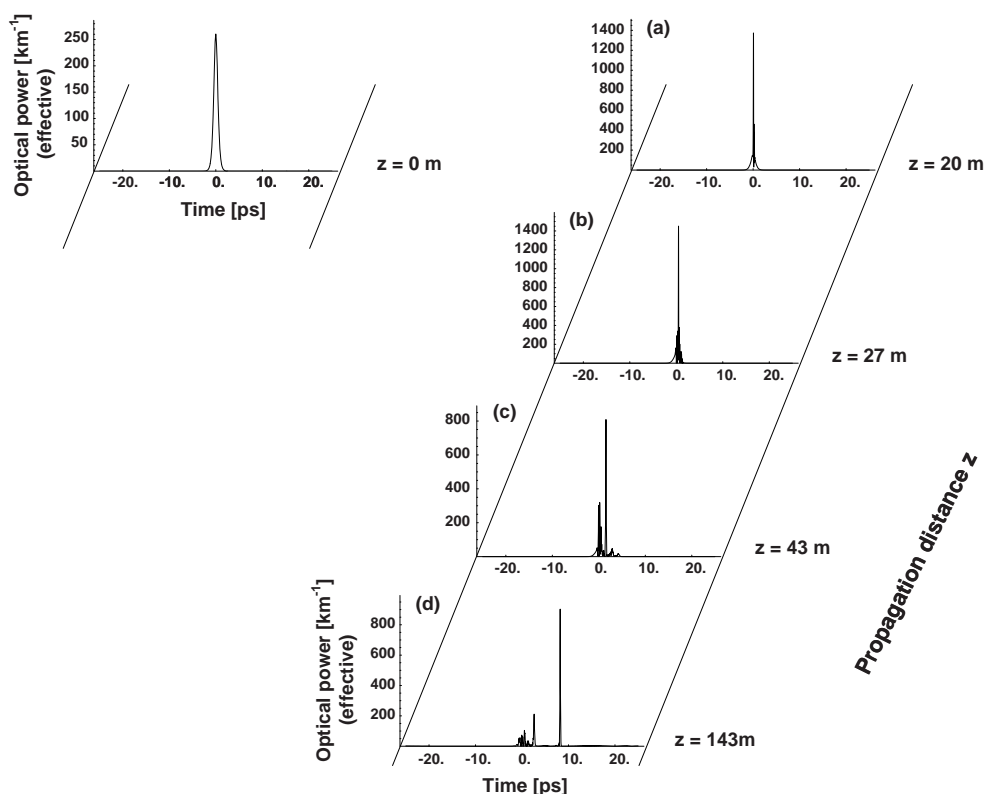


図 3.18: 異常分散励起時 (式 (3.5) の分散値 D_0 が正) の分散一定・分散シフトファイバにおける SC 光強度波形の発達過程。SC 光発生 の条件は図 3.17 と同一。

ほとんど独立に進行しているのに対し、異常分散領域ではパルスの一部がトランスフォームリミット状態でパルス本体から遊離する。遊離したパルスの実効ピーク強度は 903 km^{-1} 、時間幅は 0.15 ps 、中心波長は 1577 nm 、周波数幅 (半値全幅) は 2.03 THz となる。時間・周波数幅積は 0.305 で、表 2.2 の sech パルスの最小時間・周波数幅積 0.315 とほぼ等しい。遊離パルスの中心波長 1577 nm における分散値は $3.3 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ で、これらから見積もられるソリトン次数は 1.25 となる。従って、遊離したパルスはほぼ基本ソリトンに近いトランスフォームリミットパルスで、いわゆるソリトン分裂 [156] が起きていることがわかる。図 3.19(d) のスペクトログラムから、遊離したソリトンが引き起こす相互位相変調によって伝搬光の短波長成分 (正常分散側) が過剰な周波数チャープを被っていることが観測される。スペクトルの平滑性の劣化の原因はこの相互位相変調による伝搬光の周波数チャープの単調性の破壊によるものと考えられる。

このように、スペクトルおよびスペクトログラムとの対比により、分散一定ファイバの場合においても正常分散領域における非線形波動から分散性波動への遷移がスペクトルの矩形化の鍵であることが明らかになった。

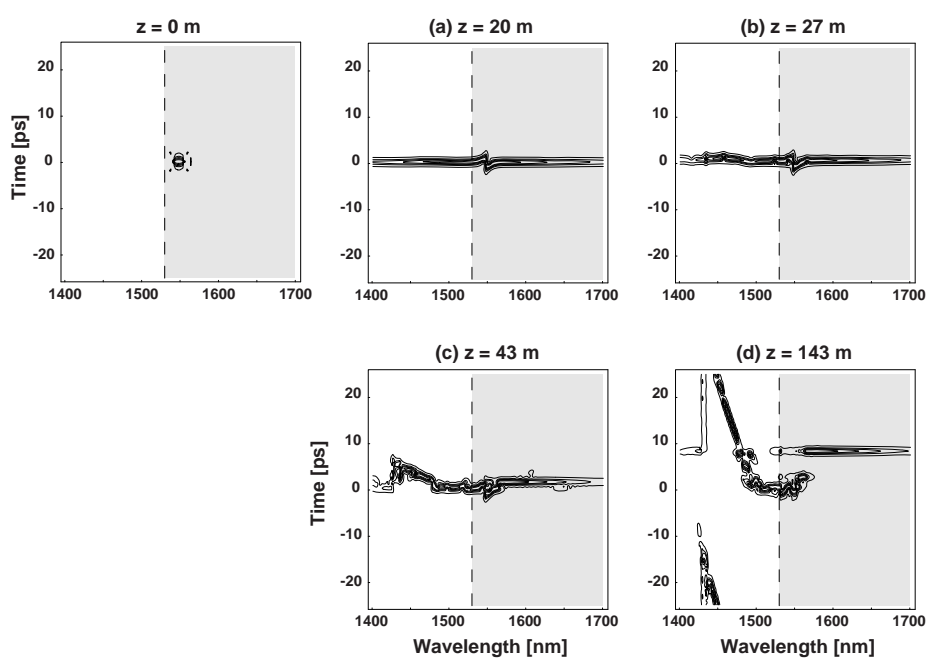


図 3.19: 異常分散励起時 (式 (3.5) の分散値 D_0 が正) の分散一定・分散シフトファイバにおける SC 光スペクトログラムの発達過程。SC 光発生 の条件は図 3.17 と同一。時間分解能および波長分解能は図 3.4 と同一。破線は零分散波長を表す。影の領域は異常分散領域、それ以外は正常分散領域を表す。

正常分散励起

式 (3.5) の分散値 D_0 が負の場合、すなわち正常分散領域での励起時は異常分散領域の励起時とは全く異なる様相を示す。

式 (3.7) の種光波長における分散値が $D_0 = -1.4 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ である分散シフトファイバに入射された種光パルスの強度スペクトル、強度波形およびスペクトログラムの発達過程を各々図 3.20、3.21 および 3.22 に示す。零分散波長は 1570 nm である。異常分散励起の場合と同じ種光パルスが用いられた。スペクトルは異常分散励起時のような急激な広がりを見せず、伝搬距離 20 m において -27 dB 波長全幅はたかだか 34 nm である (図 3.20(a))。これは正常分散領域での伝搬のため高次ソリトン伝搬で起きるパルス圧縮効果 [108] を発現しないからである。逆に強度波形は伝搬距離につれて時間幅が増え続ける方向に変化し、図 3.21(b) に示すように波形の前後縁が急峻になっていく。これは自己位相変調と正常分散の複合効果による強度波形の矩形化 [157, 158] が起きていることを示している。伝搬距離 57 m における強度波形 (図 3.21(b)) のピーク強度は 132 km^{-1} であった。伝搬距離 118 m では、スペクトログラム (図 3.22(c)) の正常分散領域に含まれる部分は時間チャー

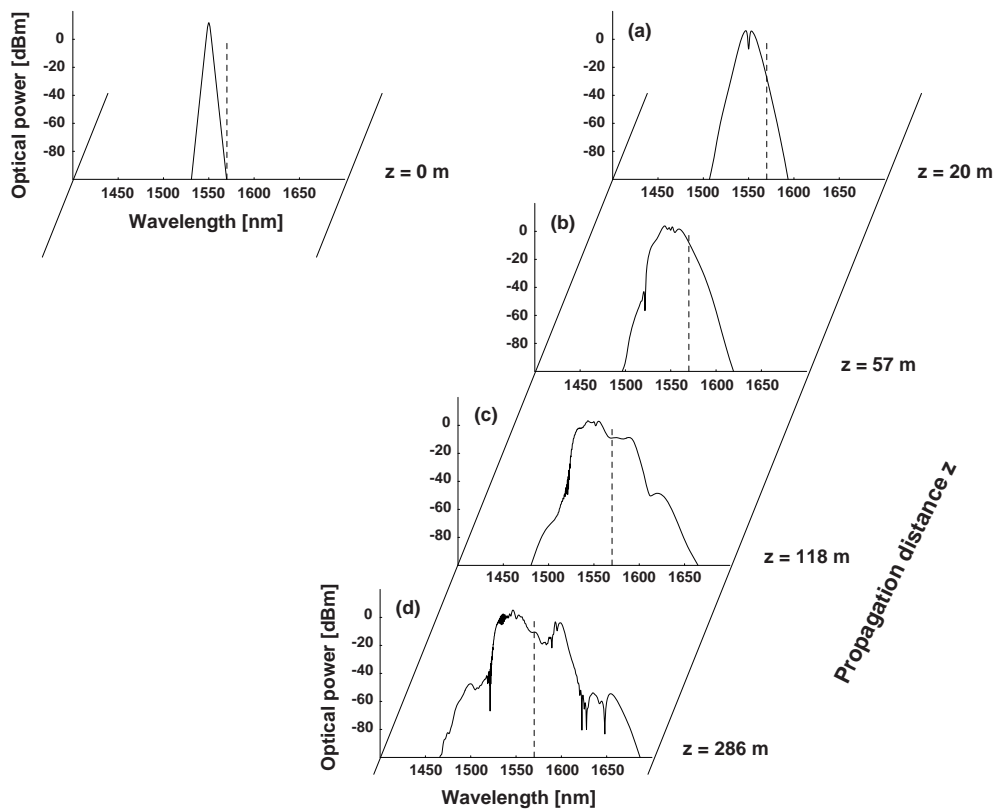


図 3.20: 正常分散励起時 (式 (3.5) の分散値 D_0 が負) の分散一定・分散シフトファイバにおける SC 光強度スペクトルの発達過程。 $D_0 = -1.4 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、 $D_1 = 0.07 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ 、種光パルスは図 3.17 と同じ。ファイバの伝搬損失、高次非線形因子および Raman 効果は含まない。破線は零分散波長を表す。

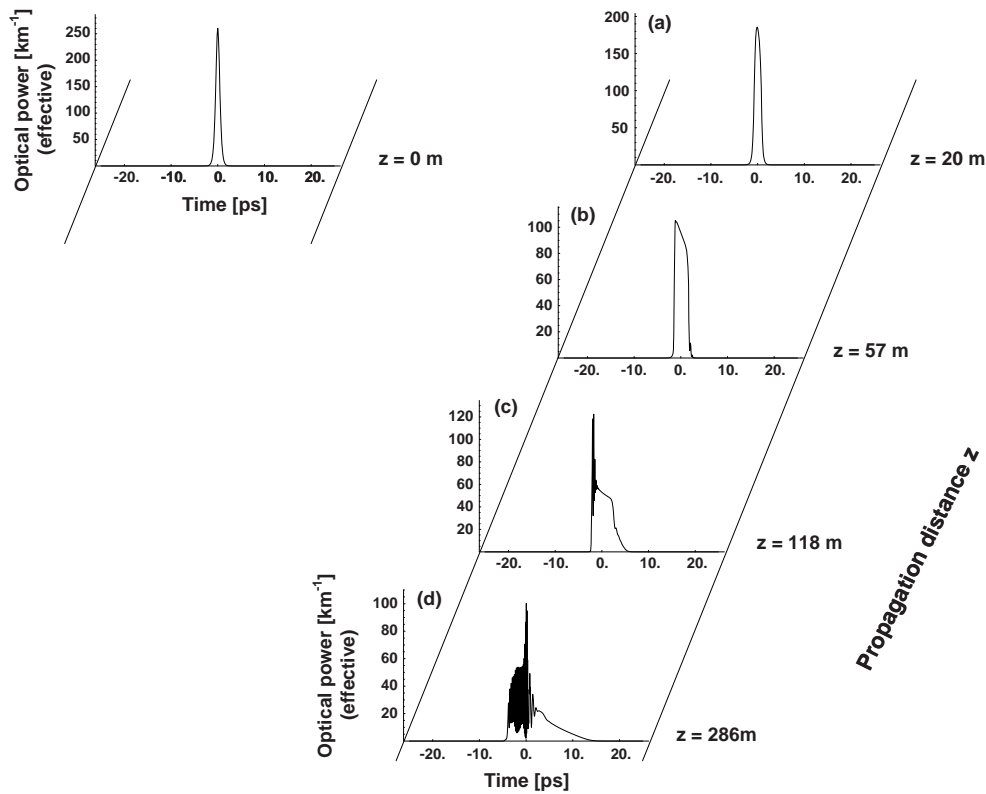


図 3.21: 正常分散励起時 (式 (3.5) の分散値 D_0 が負) の分散一定・分散シフトファイバにおける SC 光強度波形の発達過程。SC 光発生 の条件は図 3.20 と同一。

プを被るが、異常分散領域に含まれる部分は依然としてほとんどチャープの影響を受けずトランスフォームリミット状態を呈する。異常分散励起時とは逆に、種光波長に対して長波長側の波長 1600 nm でエネルギーの蓄積が起きる (図 3.20(c)、(d))。伝搬距離 286 m における強度波形 (図 3.21(d)) にはビートが現れるが、これは図 2.5(b) の場合と同様の現象で、単調でない時間チャープに起因する瞬時周波数の多価化が原因である。

このように、分散一定・分散シフトファイバにおける正常分散領域での励起は、出力光のスペクトル広がりにおいて効率的ではないことが示される。

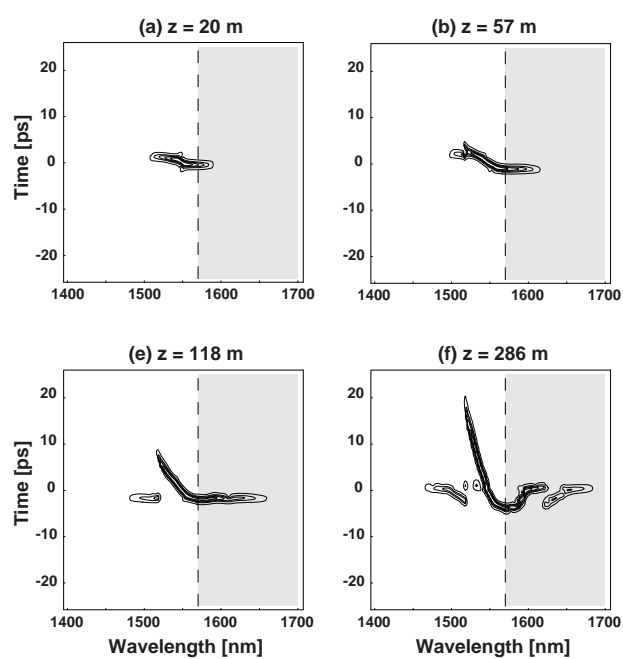


図 3.22: 正常分散励起時 (式 (3.5) の分散値 D_0 が負) の分散一定・分散シフトファイバにおける SC 光スペクトログラムの発達過程。SC 光発生の条件は図 3.20 と同一。時間分解能および波長分解能は図 3.4 と同一。破線は零分散波長を表す。影の領域は異常分散領域、それ以外は正常分散領域を表す。

3.2.4 分散一定・分散フラットファイバ

本節では、波長分散の長手分布が一定かつ種光波長近傍において $\lambda - D$ 特性が平坦な単一モード光ファイバを種光パルスで励起する場合について議論する。スペクトルの平坦性・平滑性において優れた SC 光を発生する波長分散特性 [154] が紹介される。

構造分散の設計により分散スロープ D_1 を極小化した単一モード光ファイバは分散フラットファイバと呼ばれ、SC 光発生用のファイバとして注目されてきた [55, 56]。(フォトニック結晶ファイバではない) 通常のシリカファイバの場合、 D_1 の極小化は2重クラッド [159, 160] あるいは4重クラッド [161] 構造の屈折率プロファイルによって実現され、 $\lambda - D$ 特性は上に凸の凸型分散ファイバとなる。すなわち、分散フラットファイバの波長分散特性 $D(\lambda, z)$ は分散スロープが0かつ分散値が最大となる波長 λ_{peak} の周りで

$$D(\lambda, z) = D_0 + \frac{D_2}{2}(\lambda - \lambda_{\text{peak}})^2 \quad (3.7)$$

として良好に近似される。分散湾曲係数 D_2 は負である。種光波長 λ_0 は λ_{peak} に設定する。

分散一定・分散シフトファイバの場合と同様に、分散フラットファイバの場合も式 (3.7) の分散値 D_0 の符号に依存して、すなわち励起波長において異常分散であるか正常分散であるかに依存して出力光の特性が著しく異なる。

異常分散励起

式 (3.7) における D_0 が正值である分散フラットファイバ (図 3.23) 中における強度スペクトル、強度波形およびスペクトログラムの発達過程を各々図 3.24、3.25 および 3.26 に示す。分散値および分散湾曲係数は各々 $D_0 = 0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ である。種光パルスの実効ピーク強度および時間幅は各々 $\gamma P_0 = 310 \text{ km}^{-1}$ および $T_{\text{FWHM}} = 1 \text{ ps}$ である。分散湾曲係数 D_2 が0、すなわち分散値が波長に対

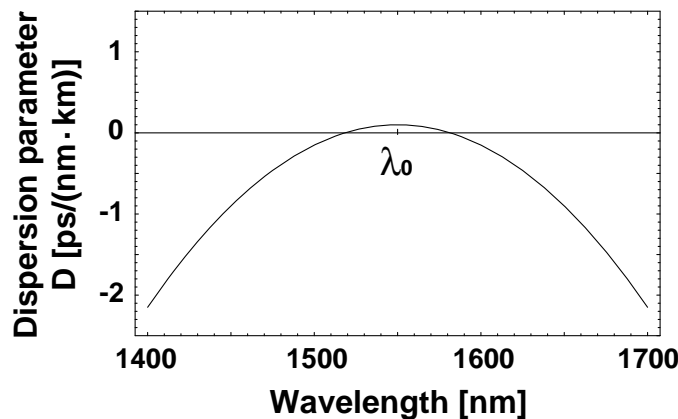


図 3.23: 異常分散励起時 (式 (3.7) の分散値 D_0 が正) の分散フラットファイバの波長分散特性。

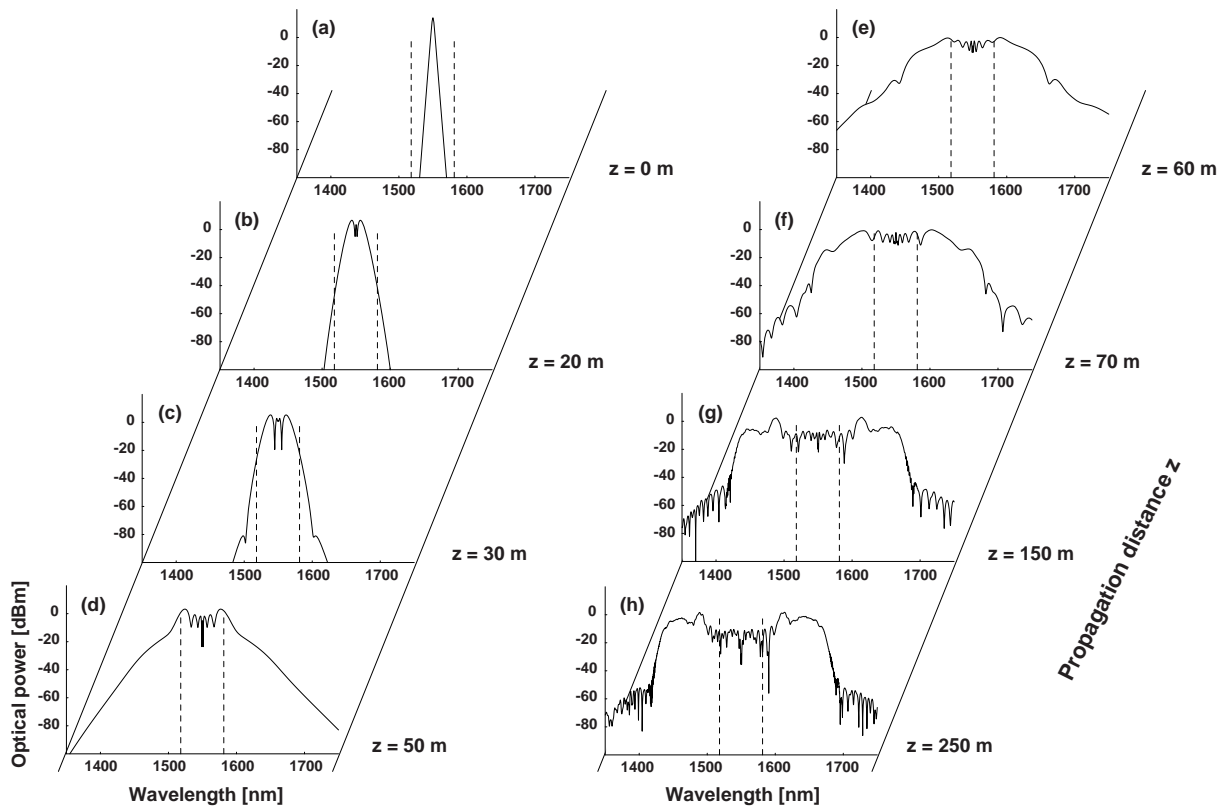


図 3.24: 異常分散励起時 (式 (3.7) の分散値 D_0 が正) の分散フラットファイバにおける SC 光スペクトルの発達過程。SC ファイバのパラメータは $D_0 = 0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、 $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 。種光パルスの実効ピーク強度および時間幅は各々 $\gamma P_0 = 310 \text{ km}^{-1}$ および $T_{\text{FWHM}} = 1 \text{ ps}$ 。ファイバの伝搬損失、高次非線形因子および Raman 効果は含まない。破線は零分散波長を表す。

し一定の場合は高次ソリトン伝搬と等価で、このときのソリトン次数およびソリトン周期 [108] は各々 28.0 および 3.96 km である。

伝搬初期におけるスペクトルはパルスの自己位相変調時のような広がり呈する (図 3.24(b))。伝搬距離 30 m に達するとスペクトルの両縁が隆起し始める (図 3.24(c))。伝搬距離 50 m になると、スペクトルの隆起は広がりを伴ってさらに成長する (図 3.24(d))。一方、スペクトログラムはトランスフォームリミット状態を維持している (図 3.26(d))。その結果、強度波形は狭窄化され、実効ピーク強度は 547 km^{-1} 、時間幅は 0.256 ps に達する (図 3.25(d))。伝搬距離 60 m に達すると、非線形波動から分散性波動への遷移に特徴的な折れがスペクトログラム (図 3.26(e)) に現れ、同時にスペクトルの矩形化が顕著 (図 3.24(e)) になる。スペクトルの矩形化は、実効ピーク強度が 214 km^{-1} になる伝搬距離 150 m までに発達を終え、最終的には帯域幅 (-10 dB 波長全幅⁶) 226 nm に達する。一方スペクトルの中心部では帯域幅 110 nm にわたって強度の凹凸を伴う大きな落ち込みが起き、これは成長が終了した後も残る。 $D_0 = 0 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ の場合も同様で、広帯域な出

⁶ 文献 79 に従って、スペクトルピークのない SC 光の場合は -10 dB 波長全幅をスペクトル幅の指標として用いることとする。

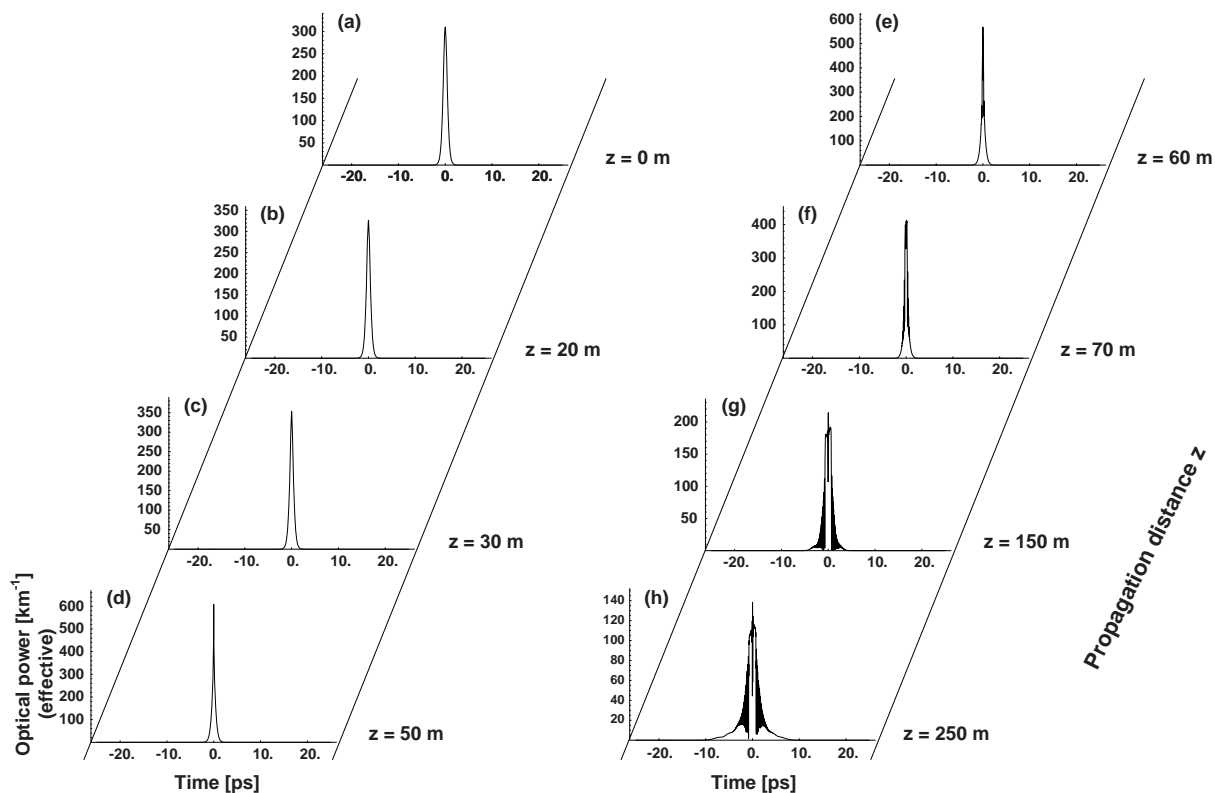


図 3.25: 異常分散励起時 (式 (3.7) の分散値 D_0 が正) の分散フラットファイバにおける SC 光強度波形の発達過程。SC 光発生 の条件は図 3.24 に対応する。

カスペクトルが得られるが、平坦性・平滑性において不良である。

以上のように D_0 が零以上の場合、短い伝搬距離でスペクトルが大きく広がるが、スペクトルの中央部で凹凸を伴う大きな落ち込みが起き平坦性および平滑性において良好な特性は得られない。

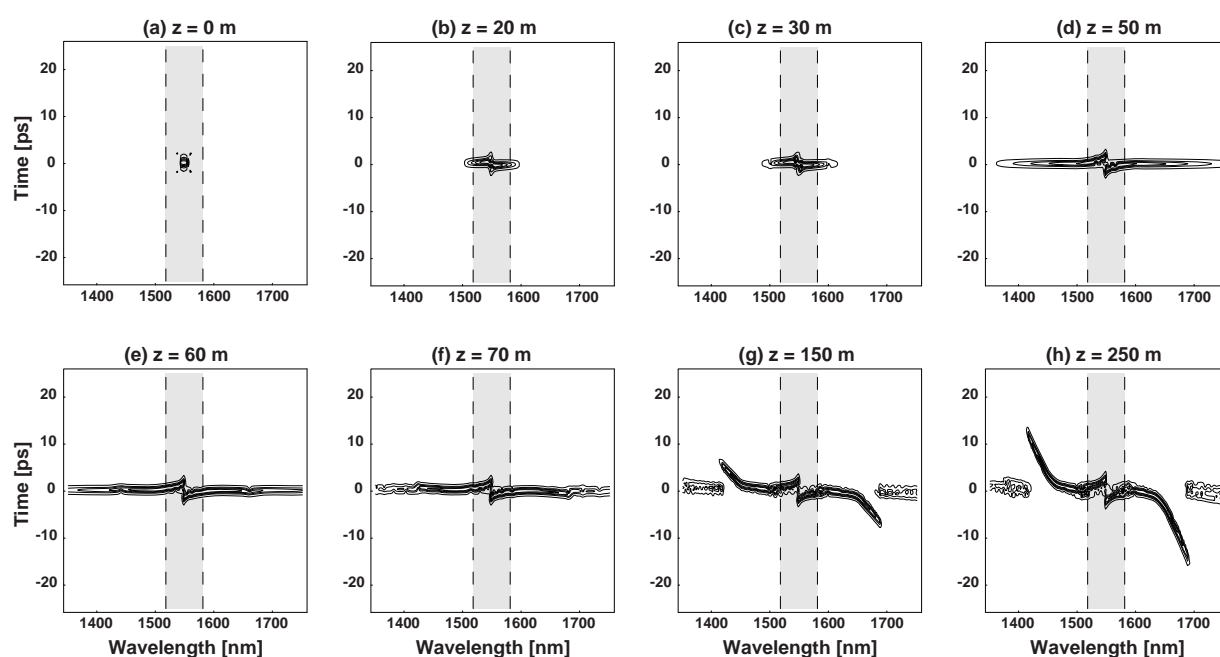


図 3.26: 異常分散励起時 (式 (3.7) の分散値 D_0 が正) の分散フラットファイバにおける SC 光スペクトログラムの発達過程。SC 光発生条件は図 3.24 に対応する。SC ファイバおよび種光パルスのパラメータは図 3.24 に対応する。時間分解能および波長分解能は図 3.4 と同一。破線は零分散波長を表す。影の領域は異常分散領域、それ以外は正常分散領域を表す。

正常分散励起

式 (3.7) における分散値 D_0 が負の分散フラットファイバ (図 3.27) は正の場合と異なり、平坦性・平滑性の高いスペクトルの SC 光が発生可能である。この方式による SC 光発生は 1997 年に多久島と菊池によって提案され [154]、1998 年に実験的に確認された [50, 51]。以降、複数のグループによって、この波長分散特性のファイバが発生する SC 光およびその応用が広く調査された [50, 51, 75–79, 81–93, 116]。本論文ではこの設計のファイバを用いた SC 光発生について既報の知見に関しては上記文献に譲り、本節では特にスペクトログラムを活用して SC 光発生を解析し発生機構および発生条件に関して有益な知見を得る。

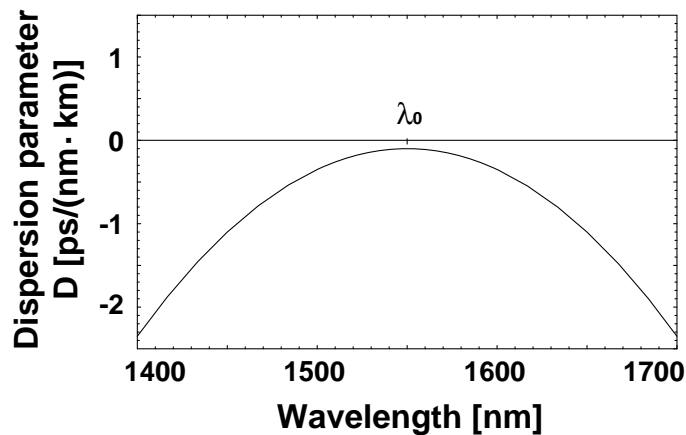


図 3.27: 正常分散励起時 (式 (3.7) の分散値 D_0 が負) の分散フラットファイバの波長分散特性。

式 (3.7) における分散値 D_0 が負である分散フラットファイバに種光パルスを入射したときの強度スペクトル、強度波形およびスペクトログラムの発達過程を各々図 3.28、3.29 および 3.30 に示す。分散値および分散湾曲係数は各々 $D_0 = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ である。種光パルスの実効ピーク強度および時間幅は分散一定・分散フラットファイバの異常分散励起時と同一で、各々 $\gamma P_0 = 310 \text{ km}^{-1}$ および $T_{\text{FWHM}} = 1 \text{ ps}$ である。伝搬距離 60 m のスペクトル (図 3.28(c)) は光パルスが自己位相変調を被った場合 [162] のような広がり方を呈する。スペクトル中央部のリップルは図 2.6(e) で示したように、パルスを中心部と裾の部分との干渉であることが拡大されたスペクトログラム (図 3.31) から理解される。伝搬距離 100 m に達すると、強度波形 (図 3.29(d)) の前後縁が急峻になり始める。これは分散一定・分散シフトファイバの正常分散励起時 (図 3.21(b)) と同様の現象で、自己位相変調と正常分散の複合効果による強度波形の矩形化である。波形の急峻化とともに、スペクトル (図 3.28(d)) は両縁で拡大し始める。拡大したスペクトログラム (図 3.31(a)) は、急峻になった波形の前後縁で自己位相変調による周波数チャープが顕著になったことを示している。すなわち、伝搬初期における時間波形中心部の自己位相変調の発達に引き続き、急峻化した時間波形の前後縁で自己位相変調が発達する 2 段階の過程が起きていることが示される。伝搬距離 150 m に達すると、強度波形は最も急峻になる (図 3.29(e)) 一方で、スペクトログラム上では長短両波長の端から曲がり始める。これは分散減少・凸型分散ファイバの場合 (図 3.4(e)) においても観測された非線形波動から分散性波動への

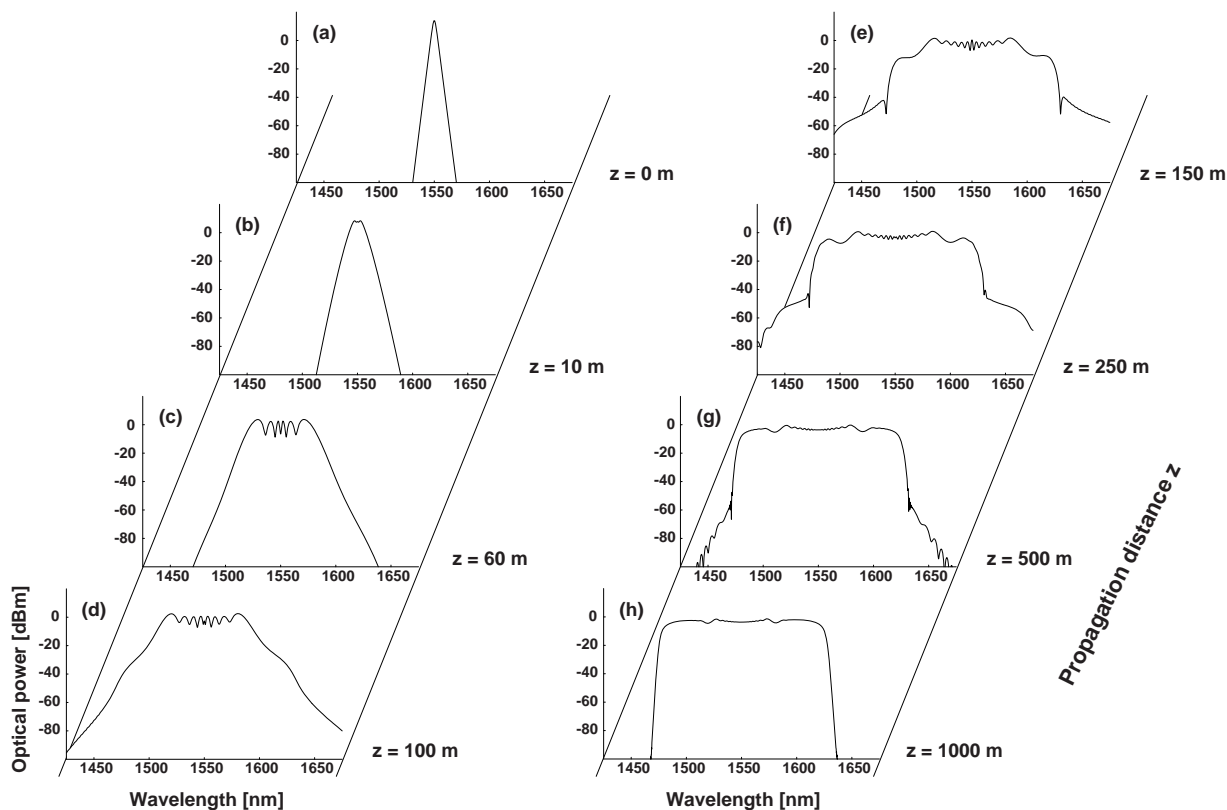


図 3.28: 正常分散励起時 (式 (3.7) の分散値 D_0 が負) の分散フラットファイバにおける SC 光スペクトルの発達過程。SC ファイバのパラメータは $D_0 = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、 $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 。種光パルスの実効ピーク強度および時間幅は各々 $\gamma P_0 = 310 \text{ km}^{-1}$ および $T_{\text{FWHM}} = 1 \text{ ps}$ 。ファイバの伝搬損失、高次非線形因子および Raman 効果は含まない。

遷移である (図 3.30(e))。これに伴いスペクトルは矩形化し始める (図 3.28(e))。伝搬距離 250 m における強度波形 (図 3.29(f)) とスペクトログラム (図 3.30(f)) の比較により、強度波形の裾はスペクトログラム中の時間チャープを受けた部分に対応することが示される。伝搬初期に観られたスペクトルのリップルは、伝搬距離 500 m (図 3.28(g)) 以降は消失しスペクトルはほぼ平坦となる。これは強度波形が矩形化する過程でパルスの中心部と干渉していた種光パルスの裾が消失したためであることが、図 3.31 の拡大されたスペクトログラムによって示される。種光パルスの裾の消失の原因は、急峻化した強度波形の前後縁部における自己位相変調により裾の部分が周波数シフトしたためと考えられる。スペクトログラムを用いない方法、例えばパルス内の瞬時周波数や群遅延特性のみに頼る方法では、時間と周波数に関する 2 次元的な強度分布の情報が失われているためこのような分析は困難である。

以後本論文では、この設計の SC ファイバを分散一定・正常分散ファイバと呼ぶ。

分散一定・正常分散ファイバを用いる SC 光発生方法では、正常分散領域の伝搬により強度波形は広がりピーク強度は減少し続けるため、分散減少・凸型分散ファイバの場合と比較して高いピーク強度の種光パルス在必

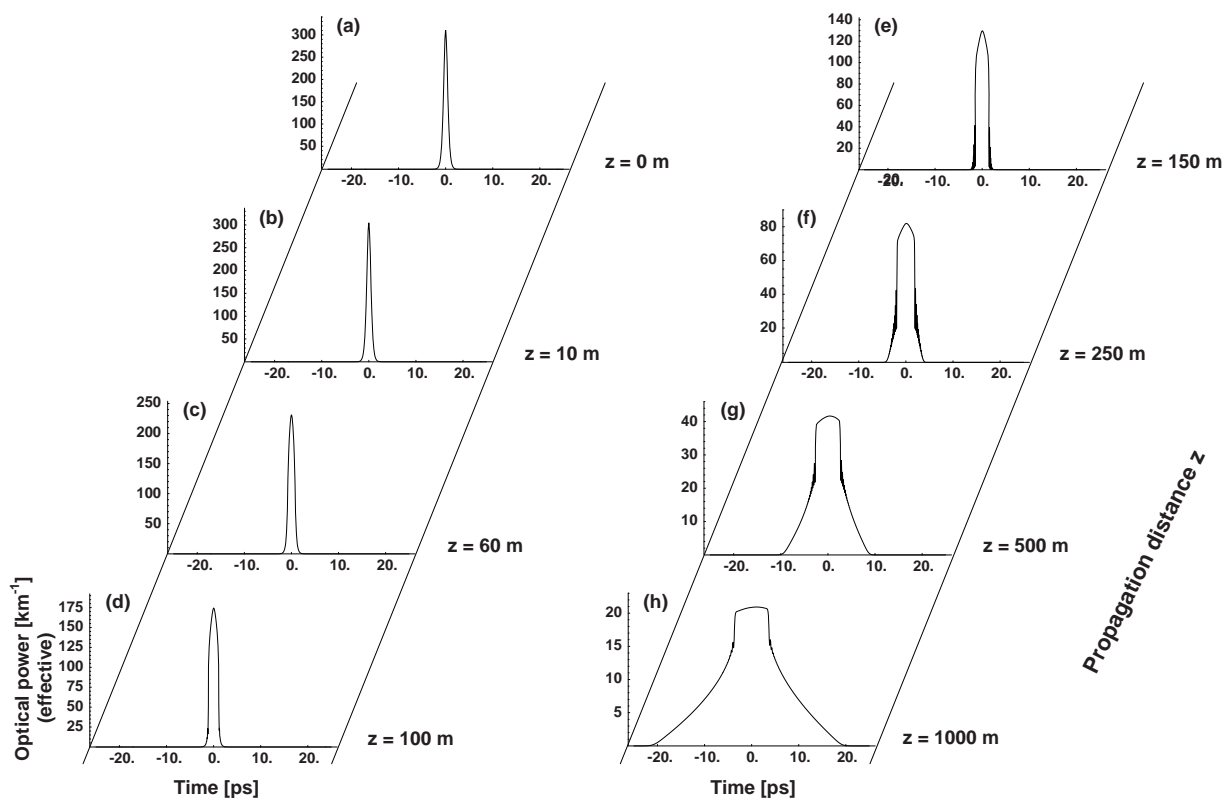


図 3.29: 正常分散励起時 (式 (3.7) の分散値 D_0 が負) の分散フラットファイバにおける SC 光強度波形の発達過程。SC 光発生 の条件は図 3.28 と同一。

要とする [132]。しかし、この分散一定・正常分散ファイバは分散減少・凸型分散ファイバとともに非常に有用性が高いため、第 4 章および第 5 章にて詳細に議論する。

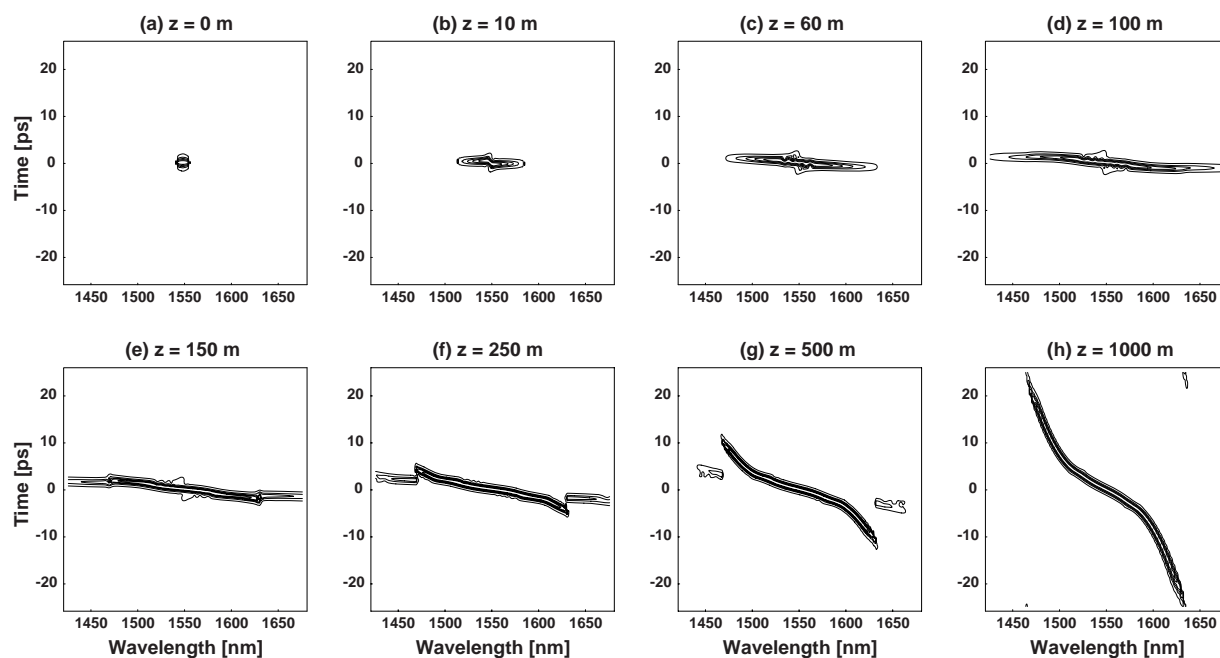


図 3.30: 正常分散励起時 (式 (3.7) の分散値 D_0 が負) の分散フラットファイバにおける SC 光スペクトログラムの発達過程。SC 光発生条件は図 3.28 と同一。横軸は波長、縦軸は時間を表す。時間分解能および波長分解能は図 3.4 と同一。

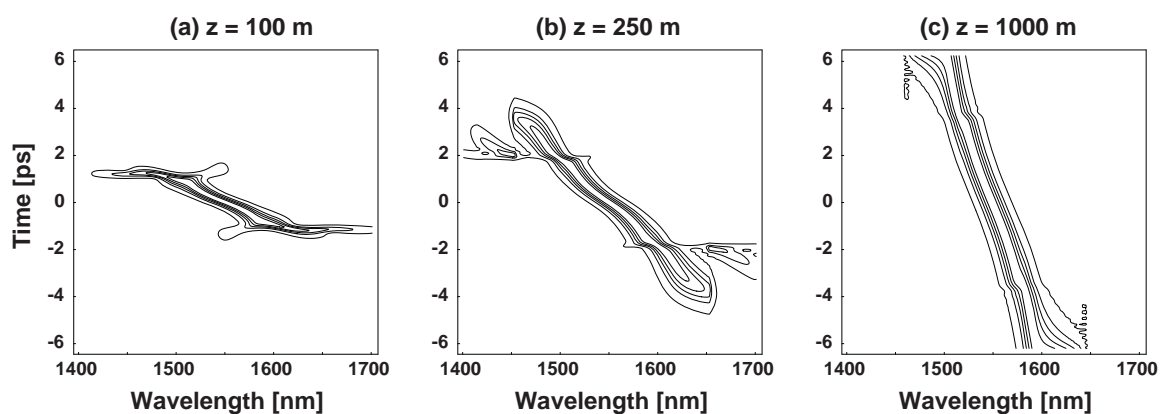


図 3.31: 図 3.30 の SC 光スペクトログラムの拡大図。時間分解能および周波数分解能は各々 0.2 ps および 2.3 THz 。伝搬距離につれて種光パルスの裾が消失していくことに注意。

3.3 SC光発生のメカニズムと発生条件

前節までの結果から SC 光発生のメカニズムおよび広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルを得るための定性的な条件が明らかになった。これを以下にまとめる。

1. 非線形波動から分散性波動への遷移：

スペクトルの矩形化をもたらす非線形波動から分散性波動への遷移は、平坦な SC 光スペクトルの発生に必須のプロセスである。光波のエネルギーは非線形波動の状態では波長（周波数）軸方向に移動し、分散性波動の状態では時間軸方向に移動する。非線形波動から分散性波動への遷移が起きると、スペクトル上では遷移が発生した波長にエネルギーが集積する。非線形波動の状態を維持したままではエネルギーの集積は起きない。分散減少ファイバの場合は、伝搬距離につれて零分散波長が種光波長に接近するように波長分散特性を設計することで、スペクトル上でエネルギーの集積を均一化し平坦なスペクトルを発生することが可能となる。これは $\lambda - D$ 特性が上に凸の関数、すなわち分散湾曲係数が負値となるように設計することで実現される。分散性波動への遷移は正常分散領域で起きるようにする。異常分散領域での遷移の場合はソリトン効果が平坦化を阻害する。

2. チャープの単調性：

平滑なスペクトルの発生にはチャープの単調性、特に周波数チャープが単調であることが不可欠である。単調でない周波数チャープは群遅延の多価化による波長軸（周波数軸）上での干渉を引き起こし、スペクトルの平坦性および平滑性を劣化させる。単調でない時間チャープは瞬時周波数の多価化による時間波形のビートを発生させる。時間チャープの非単調性の影響はビート波形の強度が小さい場合は無視し得るが、強度が大きい場合は自己位相変調の影響によりパルスの分裂を引き起こす。このため、高い入射光強度を用いる分散一定ファイバの場合は特に注意が必要である。

3. 断熱ソリトン圧縮効果（分散減少ファイバ）[138,152]：

伝搬距離に伴う分散値の減少は断熱ソリトン圧縮効果をもたらし、比較的厳しくない種光パルスの条件、すなわちピーク強度が過大でなく時間幅が過小でない種光パルスを用いても広帯域の SC 光を発生させることができる。さらに、断熱ソリトン圧縮効果は自己位相変調による周波数チャープを抑制しながら進行するため、スペクトルの平坦性・平滑性を向上させる。分散値 $D(\lambda_0, z)$ は正值から負値に向かって減少させる [152]。分散値 $D(\lambda_0, z)$ の減少を負値に達する前で打ち切ると、分散性波動への遷移が途中で止まるためスペクトルの平坦性が最適化されない。

3.4 まとめ

本章では SC 光発生原理を明らかにし、広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルを発生する単一モード光ファイバの特性を示した。分散減少・凸型分散ファイバが広帯域かつ平坦なスペクトルの SC 光を発生する単一モード光ファイバの設計の一つであることを明らかにし、1994 年に盛岡らが報告した SC 光 [49] はこの波長分散特性を有するファイバによって発生されたことをシミュレーションを用いて解析・推定した。上記分散減少・凸型分散ファイバ中における SC 光の発達過程を強度波形、強度スペクトルおよびスペクトログラムを活用して解析し、以下の発生メカニズム、すなわち

- 発生前半では断熱ソリトン圧縮効果によってスペクトルがチャープなしに拡大する非線形波動の状態、発生後半のスペクトルの矩形化・平坦化は非線形波動から分散性波動への遷移によって起きること、
- SC 光の発生には分散減少・凸型分散の波長分散特性と光 Kerr 効果のみが本質的で、Raman 効果および高次の非線形効果は必須ではないこと、

を明らかにした。

さらに、

- スペクトル中央のピークは SC 光に変換されなかった種光パルスの裾部分であること、
- SC 光スペクトルの長短波長の両翼はピーク部分によって分断されているのではなく、スペクトルの中央部で連続していること、

をスペクトログラムを用いて明らかにした。

続いて、種々の波長分散特性を有するファイバを励起したときの出力光の特性を調査し、広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルを発生するための定性的条件について明らかにした。特に、スペクトルの平坦性および平滑性に優れた SC 光を発生する分散一定・正常分散ファイバについては発達過程とそのメカニズムをスペクトログラムを用いて解析し、

- 2 段階の自己位相変調過程、すなわち伝搬初期における時間波形中心部で起きる第 1 の自己位相変調に引き続き、急峻化した時間波形の前後縁で第 2 の自己位相変調が起きていること、
- スペクトルの平滑性を劣化させる原因となる種光パルスの裾部分は、第 2 の自己位相変調の過程で周波数シフトを受け消失すること、

を明らかにした。

第4章 スーパーコンティニウム光源の設計

前章では、ある特定の SC ファイバおよび種光パルスのパラメータの組み合わせによって、平坦かつ平滑なスペクトル形状の SC 光が発生可能なことを示した。このとき2つの工学上の問いが提起される：

1. ある SC ファイバおよび種光パルスのパラメータの組合せにより特性の優れた SC 光が得られたとき、これと等価な特性の SC 光を異なる値のパラメータセットを用いて発生することができるだろうか？
2. 1 が可能な場合、等価な特性の出力光を与えるパラメータセットのクラスはどのようなルールに基づいて特徴づけられるか？

本章では上記設問に対して答えを与える。まず、第3章で導いた伝搬方程式から規格化されたパラメータセットを導出することによって、SC 光発生に関するパラメータの相互関係を導く。SC 光スペクトルの特性はこの規格化パラメータセットによって一意に決定されるという重要な性質が明らかになる。さらにこの規格化パラメータを用いて、2種類の代表的な波長分散特性の SC ファイバ、すなわち分散減少・凸型分散ファイバおよび分散一定・正常分散ファイバについて SC 光発生の一般的条件および SC 光源の設計指針を定量的に示す。すなわち、種光パルスが所与のとき、SC ファイバの波長分散特性はいかに設計されるべきか、あるいは、SC ファイバが所与のとき、種光パルスのパラメータはいかに与えられるべきか、が明らかにされる。分散減少・凸型分散ファイバに関しては、実際に SC ファイバを設計・試作し広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルを発生する。

4.1 分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光源の設計

本節では SC ファイバとして分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光源の設計指針について述べる。最初に、第3章で導入した規格化伝搬方程式 (2.77) を用いて、SC 光発生に関する SC ファイバおよび種光パルスの実パラメータから、より少数かつ SC 光発生にとって本質的な規格化パラメータを導出する。この規格化パラメータから、SC ファイバ出力光の特性と実パラメータとを結びつける重要なスケーリング則が導かれる。さらに、この規格化パラメータを用いて SC 光の定量的かつ一般化された発生条件について網羅的に調査する。最後に、実際に分散減少・凸型分散ファイバを試作し、これが設計通りの SC 光スペクトルを発生することを示す。

4.1.1 規格化パラメータの導入

分散減少・凸型分散型の SC ファイバを用いた SC 光発生に関わる代表的なパラメータとしては、波長分散特性の式 (3.1) における特性ファイバ長 L_0 、入力端分散値 D_0 、分散湾曲係数 D_2 、そのほか伝搬方程式 (2.73) における損失係数 $\alpha(\omega, z)$ 、非線形係数 γ および Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega)$ が代表的である。SC ファイバに入射される種光パルスに関しては、入射電界波形 $S(T, 0)$ 、そのピーク強度 P_0 、時間幅（半値全幅） T_{FWHM} およびチャープパラメータが挙げられる。SC 光の定量的な発生条件を調べることは、上記パラメータに対する SC ファイバ出力光の依存性を調べることに等しい。しかし、いきなりすべての実パラメータと SC ファイバ出力との関係を網羅的に調査するのは賢明なアプローチとはいえない。まず本節では、これらの実パラメータから、より少数でかつ SC 光発生において本質的な規格化パラメータを導出する。

式 (3.1) に示す理想化された波長分散特性を有する SC ファイバについて考える。理論の見通しを良くするために、種光パルス波形はチャープがなく、SC ファイバは伝搬損失、Raman 効果および高次非線形因子を含まないものとする。§ 2.4.2 で示したように、この場合 SC ファイバおよび種光パルスのパラメータは規格化された線形項 $B(\phi, \zeta)$ (式 (2.79)) に集約される。すなわち、伝搬方程式 (2.77) は $B(\phi, \zeta)$ によって特徴づけることになる。この $B(\phi, \zeta)$ を角周波数 $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ のまわりで規格化周波数 ϕ について展開すると

$$B(\phi, \zeta) = \frac{1}{\gamma P_0} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(\Omega_0 \phi)^n}{n!} \beta_n \left(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0} \right) \quad (4.1)$$

と表される。ただし、 $\beta_n(\omega_0, z)$ は $\frac{dB(\omega, z)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}$ を意味する。ここで式 (3.1) の理想化された SC ファイバの波長分散特性の場合、式 (4.1) における 2 次から 5 次までの伝搬係数 $\beta_n(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0})$ は

$$\begin{aligned} \beta_2(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0}) &= -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} D_0 \left(1 - \frac{\zeta}{\gamma P_0 L_0} \right) \\ \beta_3(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0}) &= \frac{2\lambda_0^3}{(2\pi c)^2} D_0 \left(1 - \frac{\zeta}{\gamma P_0 L_0} \right) \\ \beta_4(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0}) &= -\frac{\lambda_0^4}{(2\pi c)^3} \left[6D_0 \left(1 - \frac{\zeta}{\gamma P_0 L_0} \right) + \lambda_0^2 D_2 \right] \\ \beta_5(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0}) &= \frac{12\lambda_0^5}{(2\pi c)^4} \left[2D_0 \left(1 - \frac{\zeta}{\gamma P_0 L_0} \right) + \lambda_0^2 D_2 \right] \end{aligned} \quad (4.2)$$

となる。

式 (4.2) より、入射端近傍、すなわち規格化伝搬距離 $\zeta \approx 0$ のとき、式 (4.1) は $\Omega_0 \phi$ の 2 次の項

$$-\frac{1}{2} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{D_0}{\gamma P_0 T_0^2} \phi^2 \quad (4.3)$$

が支配的である。これに対し、伝搬距離 z が特性ファイバ長 L_0 に近い、すなわち $\zeta \approx \gamma P_0 L_0$ のとき、式 (4.1) は $\Omega_0 \phi$ の 4 次の項

$$-\frac{1}{24} \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \right)^3 \frac{D_2}{\gamma P_0 T_0^4} \phi^4 \quad (4.4)$$

が支配的となる。これは入力端分散値 D_0 および $z = L_0$ における分散湾曲係数 D_2 が分散減少・凸型分散 SC ファイバの出力光を特徴づける量であることを意味する。

以上の議論より、SC 光発生に関わる実パラメータは以下の3つの無次元パラメータ

$$\zeta_0 = \gamma P_0 L_0 \quad (4.5)$$

$$\Delta_0 = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{D_0}{\gamma P_0 T_0^2} \quad (4.6)$$

$$\Delta_2 = \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \right)^3 \frac{D_2}{\gamma P_0 T_0^4} \quad (4.7)$$

に集約されることが結論づけられる。上記規格化パラメータ ζ_0 、 Δ_0 および Δ_2 は、物理的にはSCファイバの3つの実パラメータ、すなわち特性ファイバ長 L_0 、入射端分散値 D_0 および分散湾曲係数 D_2 に各々対応する。以後、 ζ_0 、 Δ_0 および Δ_2 を各々規格化特性ファイバ長、規格化入射端分散値、および規格化分散湾曲係数と呼ぶ。ちなみに、§3.1.2 で述べたSC光の場合は $\zeta_0 = 3.51$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ および $\Delta_2 = -2.68 \times 10^{-6}$ の場合に対応する。

実際の分散減少・凸型分散ファイバの場合、すなわち波長分散のピーク波長が長手方向に関して変化するSCファイバの場合は、上述の式(4.6)および(4.7)における D_0 および D_2 を各々 $D_0 = D(\lambda_0, 0)$ および $D_2 = \frac{\partial^2 D}{\partial \lambda^2} |_{\lambda=\lambda_0, z=L_0}$ で置き換えればよい。

SCファイバの場合と同様に、種光パルスについても規格化パラメータを導入しよう。

式(4.5)および(4.6)から ζ_0 と Δ_0 の関係を表す恒等式

$$\zeta_0 = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{D_0 L_0}{T_0^2} \frac{1}{\Delta_0} \quad (4.8)$$

が導かれる。この式を変形することにより得られる

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{1}{D_0 L_0}} T_0 = \frac{1}{\sqrt{\Delta_0 \zeta_0}} \quad (4.9)$$

を種光パルスの規格化パルス幅と定義する [163]。表2.2より、種光パルスの電界波形が $\text{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right)$ の場合、 T_0 は $\frac{T_{\text{FWHM}}}{2 \ln(\sqrt{2}+1)}$ である。

一方、規格化ピーク強度 ρ_0 には規格化特性ファイバ長 ζ_0 と同一の定義を用いる。すなわち

$$\rho_0 = \gamma P_0 L_0 \quad (4.10)$$

と定義する。

ρ_0 と ζ_0 が同一の定義で、また τ_0 が Δ_0 および ζ_0 から導かれることから、上記5つの規格化パラメータのうち独立なものは3つである。つまり、SC光を特徴づける5つの実パラメータ L_0 、 D_0 、 D_2 および γP_0 、 T_{FWHM} は3つの規格化パラメータに集約される。

上述の議論より、SCファイバの出力光は3つの規格化パラメータの組合せ、すなわち ζ_0 、 Δ_0 および Δ_2 、あるいは ρ_0 、 τ_0 および Δ_2 によって特徴づけられることが結論される。前者のパラメータセット ζ_0 、 Δ_0 および Δ_2 と後者のパラメータセット ρ_0 、 τ_0 および Δ_2 が等価であることは定義より明らかである。

波長-分散特性として式(3.1)で与えられる $D_0(\lambda, z)$ の代わりに、角周波数 ω に対する $\omega - \beta_2$ 特性

$$\beta_2(\omega, z) = \beta_2 \left(1 - \frac{z}{L_0} \right) + \frac{\beta_4}{2} (\omega - \omega_{\min})^2 \quad (4.11)$$

に対する規格化パラメータを考えることができる。ここで ω_{min} は $\omega - \beta_2$ 特性が極小となる角周波数で $\omega_{min} = \frac{2\pi c}{\lambda_{peak}}$ である。このとき規格化特性ファイバ長 ζ_0 は式 (4.5) と同一で、規格化入射端分散値 Δ_0 および規格化分散湾曲係数 Δ_2 は

$$\Delta_0 = -\frac{\beta_2}{\gamma P_0 T_0^2} \quad (4.12)$$

$$\Delta_2 = \frac{\beta_4}{\gamma P_0 T_0^4} \quad (4.13)$$

と表される。

規格化ピーク強度 ρ_0 には規格化特性ファイバ長 ζ_0 と同一の定義を用いる。規格化パルス幅 τ_0 は、式 (4.9) に式 (4.12) を適用することによって、

$$\tau_0 = \frac{T_0}{\sqrt{-\beta_2 L_0}} \quad (4.14)$$

と導かれる。

式 (3.1) で表される波長分散特性 $D(\lambda, z)$ は ω の無限級数として展開されるため、式 (4.6) および (4.7) で得られる規格化パラメータ Δ_0 および Δ_2 は、式 (4.11) の $\omega - \beta_2$ 特性 $\beta_2(\omega, z)$ から導出される Δ_0 (式 (4.12)) および Δ_2 (式 (4.13)) を近似したパラメータであることに注意しなければならない。したがって、特に次節で述べるスケージング則に波長分散特性 $D(\lambda, z)$ から導出される規格化パラメータを適用する際には、その有効性および適用限界を確認する必要がある。

式 (4.6) または (4.12) の形式から類推されるように、規格化パラメータと時間領域の伝搬方程式で導入されたソリトン次数 N [108] は

$$N = \frac{1}{\sqrt{|\Delta_0|}} = \tau_0 \sqrt{\zeta_0} \quad (4.15)$$

を通して対応づけられる。同じく、ソリトン長 z_0 [108] は特性ファイバ長 L_0 を用いて

$$z_0 = \frac{\pi}{2} \frac{L_0}{|\Delta_0| \zeta_0} = \frac{\pi}{2} \tau_0^2 L_0 \quad (4.16)$$

と対応づけられる¹。

4.1.2 スケージング則

本節では、前節で導入した規格化パラメータと SC ファイバ出力光との関係について調査する。規格化パラメータの重要かつ有用な性質であるスケージング則、すなわち、SC ファイバの出力光スペクトルの形状等の特性は規格化パラメータセットにより一意に決定されるという性質が明らかにされる。本節ではさらに、Raman 効果や高次非線形効果の影響下におけるスケージング則の有効範囲を調査する。規格化された伝搬方程式 (2.77) に示されるように、Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega_0 \phi)$ および高次非線形因子 $\frac{\Omega_0}{\omega_0} \phi$ においては、周波数スケール Ω_0 が陽に現れるため、Raman 効果や高次非線形効果が含まれる場合は伝搬方程式の解、すなわち SC ファイバ出力は

¹ 分散減少ファイバのパラメータとの形式的な対応関係を表し、ソリトン解を与えるパラメータではないことに注意。

Ω_0 または時間スケール $T_0 = \frac{1}{\Omega_0}$ に関して厳密にはスケールしない。このため、一般の場合についてスケールリング則を適用するにあたっては、その有効範囲を確認する必要がある。

本節のすべてのシミュレーションについて、SC ファイバは伝搬損失を含まず、種光パルスの電界波形はチャープのない sech で、中心波長は 1550 nm とする。

Raman 効果を含めない場合

最初に Raman 効果を含めない場合、すなわち Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega) = 0$ の場合のスケールリング則の有効性を高次非線形因子 $\frac{\Omega}{\omega_0}$ の影響とともに調査する。

まず種光パルスの時間幅 (半値全幅) T_{FWHM} が一定で、ピーク強度が異なる場合について調べる。図 4.1 は、表 4.1 に示される実パラメータセットを用いて計算された SC 光の強度スペクトルを示す。これらはすべて同一の規格化パラメータセット $\zeta_0 = 3.51$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ および $\Delta_2 = -2.68 \times 10^{-6}$ に対応する。 ζ_0 および Δ_0 から求まる種光パルスの規格化パルス幅 τ_0 は 1.06 である。用いられた規格化パラメータセットは SC 光スペクトルが最も平坦となる条件の一つに該当する。§ 4.1.4 で述べるように、SC 光スペクトルが最も平坦となる条件ではパラメータの変化に対しスペクトルが大きく変化するため、スペクトルに対するパラメータの影響を観測するのに好適である。すべての計算結果は、強度スペクトルがほとんど変化しなくなる伝搬距離 $z = 1.05L_0$ (§ 3.1.2 参照) において観測された。以後特に断らない限り、分散減少・凸型分散型の SC ファイバにおける出力光のシミュレーションはこの伝搬距離 $z = 1.05L_0$ において観測するものとする。図に示されるように、強度スペクトルのレベルは種光パルスのピーク強度に比例する。高次非線形因子は強度スペクトルの形状に影響を与えず、測定された -27 dB 波長全幅² $B_{-27\text{dB}}$ は表 4.1 に示すようにすべて 229 nm であった。

続いて、図 4.1 の場合と同一の規格化パラメータセットを用い、ピーク強度が等しくかつ半値全幅 T_{FWHM} が異なる実パラメータを用いた場合の SC 光の強度スペクトルを図 4.2 に示す。グラフの横軸は T_{FWHM} に反比例する波長範囲で描かれている。シミュレーションで用いた実パラメータおよび得られた強度スペクトルの -27

表 4.1: 図 4.1 のシミュレーションに用いた実パラメータ。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} を一定とした。すべて同一の規格化パラメータ ($\zeta_0 = 3.51$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ 、 $\Delta_2 = -2.68 \times 10^{-6}$) に対応。Raman 効果および SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

	γP_0 [km ⁻¹]	T_{FWHM} [ps]	L_0 [m]	D_0 [ps/(nm·km)]	D_2 [ps/(nm ³ ·km)]	$B_{-27\text{dB}}$ ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ あり) [nm]	$B_{-27\text{dB}}$ ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ なし) [nm]
(a)	2.92	4	1200	3.0	-0.0001	229	229
(b)	5.84	4	600	6.0	-0.0002	229	229
(c)	11.7	4	300	12.0	-0.0004	229	229

² § 3.1 で述べたように、分散減少・凸型分散ファイバで発生された SC 光スペクトルの特徴として、一般に種光パルスの残留成分によるピークがスペクトルの中央部に現れる。このため、多くの場合にスペクトル幅の指標として用いられる半値全幅はスペクトルの平坦部の帯域を規定するには不適當である。§ 3.2 で調査した種々の単一モード光ファイバを励起して得られる SC 光について、強度に関するヒストグラムを調査した結果、この種の SC 光スペクトルの帯域を表す指標として、強度スペクトルのピーク値から 27 dB 下のレベルを超える波長範囲の上限から下限の差が好適であることが示された。従って本研究では、強度スペクトルに残留種光ピークを有する SC 光のスペクトル幅として -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ を用いることとする。

表 4.2: 図 4.2 のシミュレーションに用いた実パラメータ。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 を一定とした。すべて同一の規格化パラメータ ($\zeta_0 = 3.51$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ 、 $\Delta_2 = -2.68 \times 10^{-6}$) に対応。Raman 効果および SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

	γP_0 [km ⁻¹]	T_{FWHM} [ps]	L_0 [m]	D_0 [ps/(nm · km)]	D_2 [ps/(nm ³ · km)]	$B_{-27\text{dB}}$ ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ あり) [nm]	$B_{-27\text{dB}}$ ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ なし) [nm]
(a)	5.84	8	600	24.0	-0.003	115	115
(b)	5.84	4	600	6.0	-0.0002	229	229
(c)	5.84	2	600	1.5	-1.25×10^{-5}	458	457
(d)	5.84	1.33	600	0.667	-2.47×10^{-6}	686	683
(e)	5.84	1	600	0.375	-7.81×10^{-7}	913	908

dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ を表 4.2 に示す。 $B_{-27\text{dB}}$ は半値全幅 T_{FWHM} に対して反比例の傾向を示した。これは種光パルスの時間幅に比例する時間スケール T_0 に対して、グラフの横軸に対応する周波数スケール Ω_0 が反比例するためである。

高次非線形因子がスペクトルの平坦性および対称性に与える影響について考えよう。高次非線形因子が含まれる場合、伝搬方程式 (2.73) 中の非線形係数 γ は等価的に $\gamma(1 + \frac{\Omega}{\omega_0})$ と表され周波数に依存する量となる。この非線形係数は短波長側ほど大きくなるため、光 Kerr 効果も短波長側ほど顕著になる。このため高次非線形因子が含まれる場合は、強度スペクトルは長波長側より短波長側の方が大きく成長し、対称性が劣化すると予想される。ところが、図 4.2 で示したように、高次非線形因子が含まれる場合より含まれない場合の方が T_{FWHM} が小さくなるにつれて強度スペクトルの重心 (平均波長) は長波長方向へシフトし平坦性も劣化した。この理由は、波長分散特性が (角) 周波数ではなく波長に関して対称な関数形であることに起因する。すなわち、波長分散特性が式 (4.11) のように角周波数の 2 次関数で表される場合、高次非線形因子がない場合のスペクトルの方が図 4.3 に示されるように平坦かつ対称となる。一方、式 (3.1) のように波長分散特性が波長の 2 次関数で表される場合、これと等価な $\omega - \beta_2$ 特性 $\beta_2(\omega, z)$ は高周波側 (短波長側) が圧縮され低周波側 (長波長側) が膨らむ非対称形になる。つまり、強度スペクトルの対称性・平坦性が向上する理由は、上記 $\omega - \beta_2$ 特性の非対称性の影響と高次非線形因子の効果が相殺されるためと考えられる。このように、スペクトルの非対称性の原因と考えられる高次非線形因子が、むしろ対称性の向上に寄与していることは興味深い。

以上述べたように、同一の規格化パラメータセット ζ_0 、 Δ_0 および Δ_2 を用いて発生された SC ファイバ出力光の強度スペクトルは実パラメータの違いによらずすべて同じ形状となり、スペクトル幅は種光パルスの時間幅に反比例することが示された。すなわち、SC ファイバが損失を含まず、種光パルスがチャープを含まない波形の場合、SC ファイバに関する規格化パラメータの組 ζ_0 、 Δ_0 および Δ_2 が定まれば SC ファイバ出力光の強度スペクトルの形状が一意に決定される。前節 § 4.1.1 の結論より、他の規格化パラメータセット ρ_0 、 τ_0 および Δ_2 を用いても強度スペクトルの形状が一意に決定されることは明らかである。つまり、SC ファイバ出力光のスペクトル形状はただか 3 つのパラメータによって決定されることが結論される。これは規格化パラメータの導入によってもたらされた重要な帰結である。

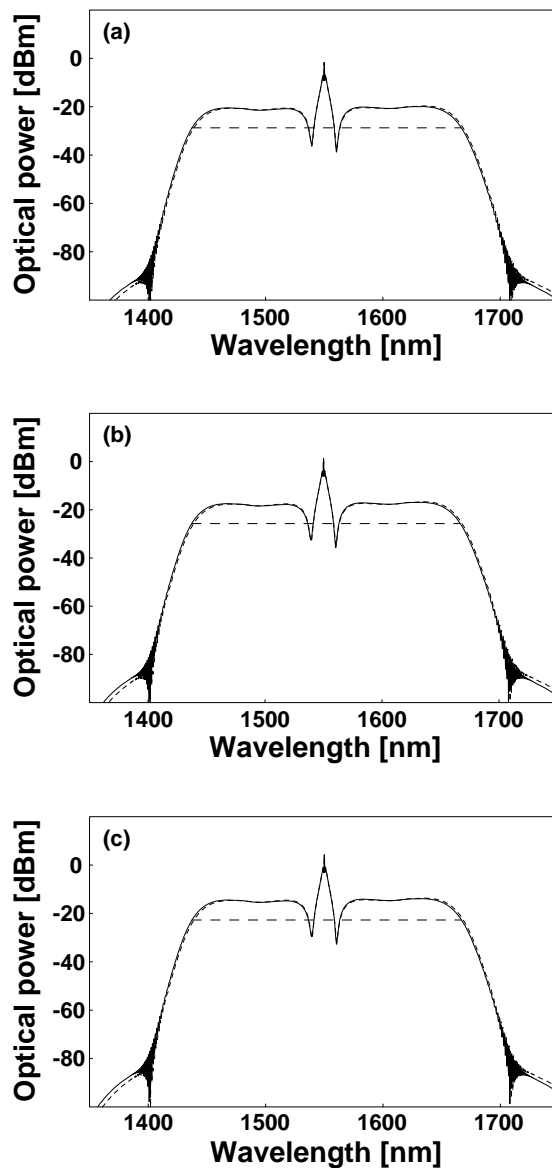


図 4.1: Raman 効果を含めない場合の、同一の規格化パラメータ ($\zeta_0 = 3.51$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ 、 $\Delta_2 = -2.68 \times 10^{-6}$) に対応する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの計算結果。表 4.1 の実パラメータに対応。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子を含む場合および含まない場合に対応する。強度スペクトルは伝搬距離 $z = 1.05L_0$ において観測された。種光パルスの電界波形はチャープのない sech。SC ファイバは伝搬損失を含まない。図中の破直線はスペクトル幅の指標のためのピーク値から 27 dB 下の強度レベルを表す。

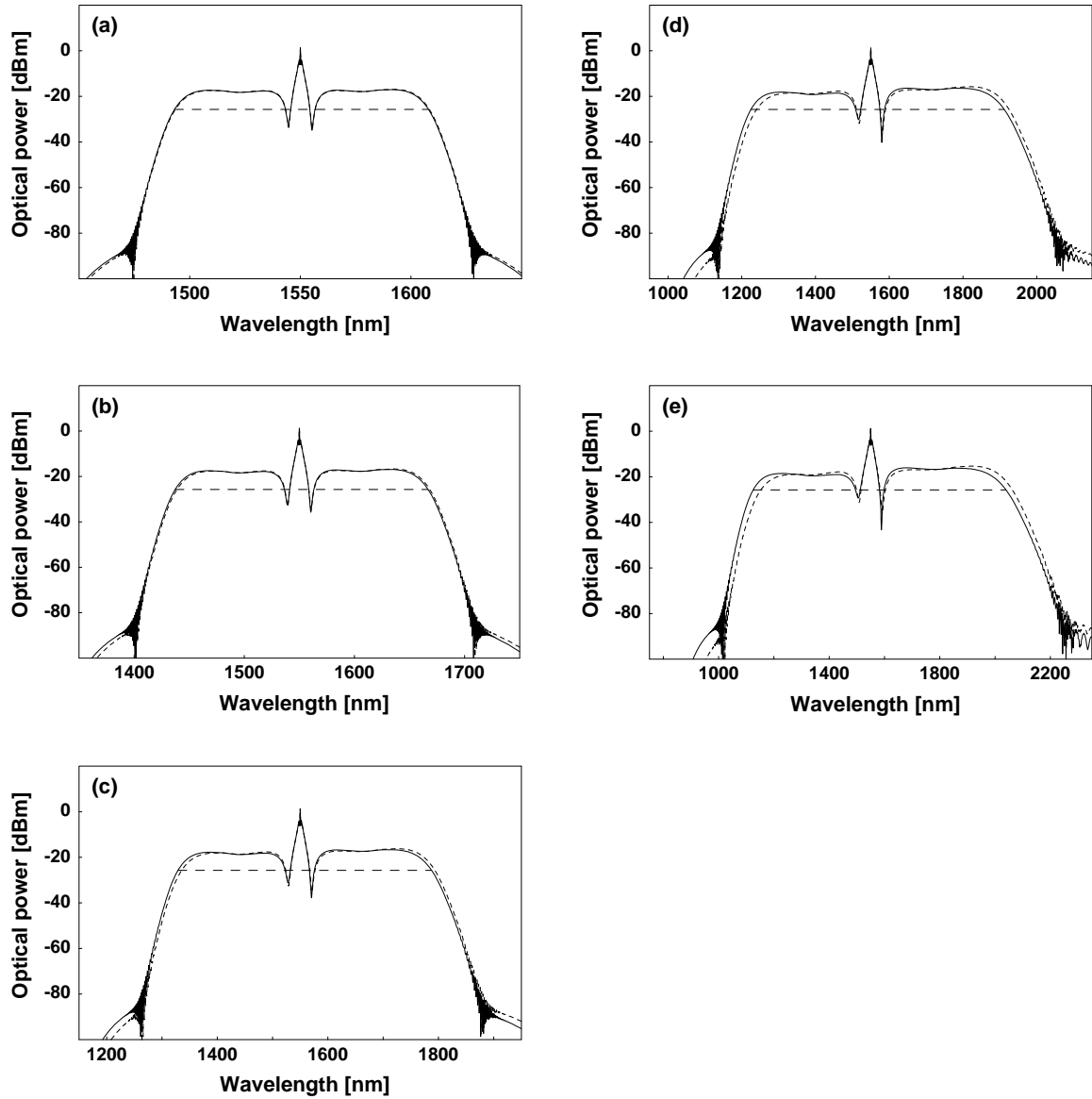


図 4.2: Raman 効果を含めない場合の、同一の規格化パラメータ ($\zeta_0 = 3.51$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ 、 $\Delta_2 = -2.68 \times 10^{-6}$) に対応する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの計算結果。表 4.2 の実パラメータに対応。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子を含む場合および含まない場合に対応する。強度スペクトルは伝搬距離 $z = 1.05L_0$ において観測された。種光パルスの電界波形はチャープのない sech。SC ファイバは伝搬損失を含まない。図中の破線はスペクトル幅の指標のためのピーク値から 27 dB 下の強度レベルを表す。グラフの横軸の範囲は各々対応する T_{FWHM} に反比例していることに注意。

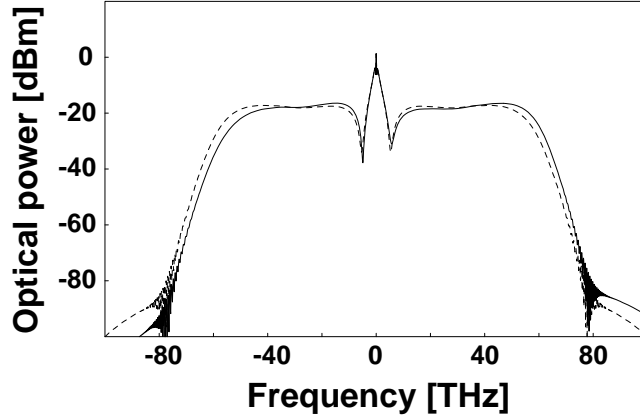


図 4.3: 式 (4.11) で表される波長分散特性 $\beta_2(\omega, z)$ を用いて計算された SC ファイバの出力強度スペクトル。横軸が周波数であることに注意。規格化パラメータは $\zeta_0 = 3.51$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ 、 $\Delta_2 = -2.68 \times 10^{-6}$ 。実パラメータは $L_0 = 600$ m、 $\beta_2 = -0.478$ ps²/km、 $\beta_4 = 1.56 \times 10^{-6}$ ps⁴/km、 $\gamma P_0 = 5.84$ km⁻¹、 $T_{\text{FWHM}} = 1$ ps。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子を含む場合および含まない場合に対応する。強度スペクトルは伝搬距離 $z = 1.05L_0$ において観測された。種光パルスの電界波形はチャープのない sech。SC ファイバは Raman 効果および伝搬損失を含まない。

Raman 効果を含む場合

Raman 効果の存在下におけるスケーリング則の有効性を調べよう。

Raman 効果を含めない場合と同様に、まず種光パルスの時間幅（半値全幅） T_{FWHM} が一定で、実効ピーク強度 γP_0 が異なる場合について調べる。計算には式 (2.43) で与えられる Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega)$ を用いた。図 4.4 は、同一の規格化パラメータ $\zeta_0 = 2.82$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ および $\Delta_2 = -2.67 \times 10^{-6}$ に対応する表 4.3 の実パラメータを用いて計算された SC ファイバ出力光の強度スペクトルを示す。Raman 利得領域との対比のために、

表 4.3: 図 4.4 のシミュレーションに用いた実パラメータ。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} を一定とした。すべて同一の規格化パラメータセット ($\zeta_0 = 2.82$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ 、 $\Delta_2 = -2.67 \times 10^{-6}$) に対応。SC ファイバは Raman 効果を含み、伝搬損失を含まない。

	γP_0	T_{FWHM}	L_0	D_0	D_2	$B_{-27\text{dB}}$	$B_{-27\text{dB}}$
	[km ⁻¹]	[ps]	[m]	[ps/(nm · km)]	[ps/(nm ³ · km)]	($\frac{\Omega}{\omega_0}$ あり) [nm]	($\frac{\Omega}{\omega_0}$ なし) [nm]
(a)	2.92	4	964	3.0	-0.0001	232	233
(b)	5.84	4	482	6.0	-0.0002	232	233
(c)	11.7	4	241	12.0	-0.0004	232	233

各 SC 光スペクトルの上方に複素 Raman 感受率 $\tilde{R}(\frac{2\pi c}{\lambda})$ の虚部を表示した。規格化特性ファイバ長 ζ_0 の値が Raman 効果なしの場合と比べて 81% と短くなったことに注意されたい。これは Raman 効果の存在下においては、平坦なスペクトルの発生に必要な特性ファイバ長は低減されることを意味する。SC 光発生に必要な特性ファイバ長および Raman 効果の影響については § 4.1.4 において詳細に議論される。

Raman 効果がない場合のシミュレーション結果と同様に、規格化パラメータ ζ_0 、 Δ_0 および Δ_2 および種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} が同じであれば、ピーク強度の変化に対し SC 光スペクトルの形状および帯域幅は変わらない。高次非線形因子の影響は非常に小さく、-27 dB 波長全幅 B_{-27dB} の差は 0.4% 未満であった。Raman 効果を含む場合、強度スペクトルの平坦部のレベルは長波長側の方が短波長側よりも約 3 dB 高い。これは Raman 効果がスペクトルの長波長側を増幅する自己増幅効果として作用したためである。すなわち Raman 効果により、強度スペクトルの重心は長波長方向にシフトする。これは SC ファイバが無損失の場合、すなわち入射光の光子数が保存される場合においても、伝搬光とフォノンとの非弾性散乱により SC ファイバ前後で光波のエネルギーが減少することを意味する。

次に、図 4.4 の場合と同一の規格化パラメータセットを用い、ピーク強度が等しくかつ半値全幅 T_{FWHM} が異なる実パラメータ (表 4.4) を用いた場合の SC ファイバ出力光の強度スペクトルを図 4.5 に示す。図 4.2 の場合と同様に、グラフの横軸の範囲は T_{FWHM} に反比例するように描かれている。シミュレーション結果が示すように、SC 光スペクトルが Raman 利得スペクトルのピークの範囲内 (シリカファイバでは約 ± 13 THz) に含まれる条件 (図 4.5(a) および (b)) ではスケーリング則が有効で、強度スペクトルの形状はほぼ維持される。しかし、半値全幅 T_{FWHM} が小さくなり SC 光スペクトルが Raman 利得の範囲を超えると、強度スペクトルの平坦性は劣化する。スペクトル幅も Raman 効果を含めない場合とは異なり、 T_{FWHM} に対して反比例の傾向を示さない。これは、SC 光のスペクトルが Raman 利得領域を超えて広がる場合、スペクトルの成長における Raman 効果の寄与が小さくなり、結果として平坦な SC 光スペクトルを発生するために必要な特性ファイバ長または実効ピーク強度が増大するためと考えられる。図 4.4 の場合と同様に、高次非線形効果の影響は Raman 効果と比べて問題にならない程度に小さい。

以上の結果より、Raman 効果の存在下においても、種光パルスの時間幅が一定の場合に対してはスケーリン

表 4.4: 図 4.5 のシミュレーションに用いた実パラメータ。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 を一定とした。すべて同一の規格化パラメータセット ($\zeta_0 = 2.82$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ 、 $\Delta_2 = -2.67 \times 10^{-6}$) に対応。SC ファイバは Raman 効果を含み、伝搬損失を含まない。

	γP_0 [km ⁻¹]	T_{FWHM} [ps]	L_0 [m]	D_0	D_2 [ps/(nm ³ · km)]	B_{-27dB} ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ あり) [nm]	B_{-27dB} ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ なし) [nm]
(a)	5.84	8	482	24.0	-0.003	118	118
(b)	5.84	4	482	6.0	-0.0002	232	233
(c)	5.84	2	482	1.5	-1.25×10^{-5}	434	457
(d)	5.84	1.33	482	0.667	-2.47×10^{-6}	606	683
(e)	5.84	1	482	0.375	-7.81×10^{-7}	755	768

グ則は有効で、時間幅が変わる場合に対しては SC 光スペクトルが Raman 利得スペクトルのピークの範囲内に含まれる条件下では十分有効である。

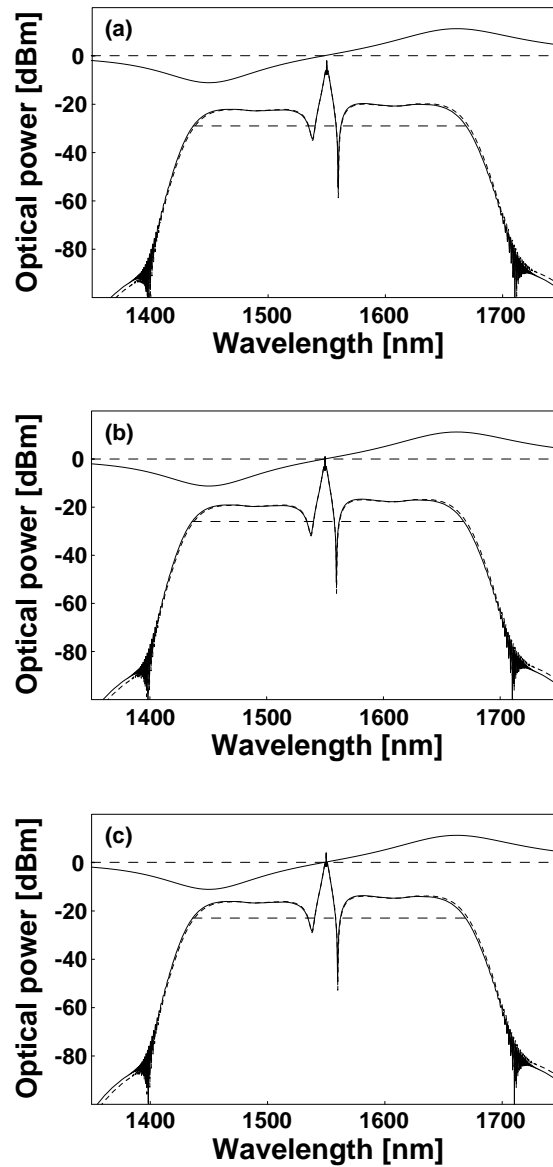


図 4.4: Raman 効果を含む場合の、同一の規格化パラメータ ($\zeta_0 = 2.82$ 、 $\Delta_0 = 0.254$ 、 $\Delta_2 = -2.67 \times 10^{-6}$) に対応する SC ファイバの出力光の強度スペクトルの計算結果。表 4.3 の実パラメータを使用。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子を含む場合および含まない場合に対応する。強度スペクトルは伝搬距離 $z = 1.05L_0$ において観測された。種光パルスの電界波形はチャープのない sech。SC ファイバは伝搬損失を含まない。図中の破線はスペクトル幅の指標のためのピーク値から 27 dB 下の強度レベルを表す。各スペクトルの上方に複素 Raman 感受率の虚部を表示した。

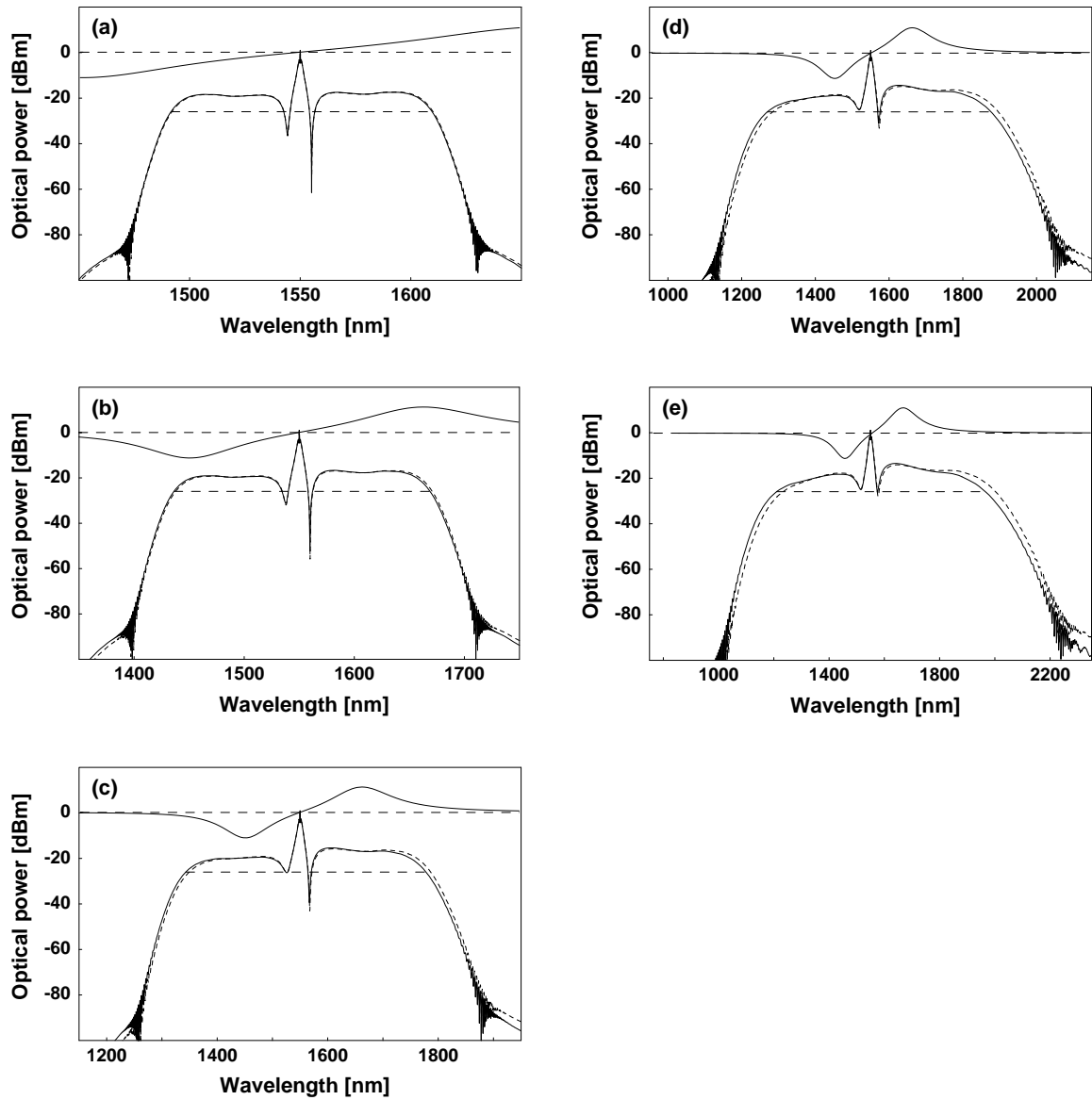


図 4.5: Raman 効果を含む場合の、同一の規格化パラメータ ($\zeta_0 = 2.82$, $\Delta_0 = 0.254$, $\Delta_2 = -2.67 \times 10^{-6}$) に対応する SC ファイバの出力光の強度スペクトルの計算結果。表 4.4 の実パラメータを使用。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子を含む場合および含まない場合に対応する。強度スペクトルは伝搬距離 $z = 1.05L_0$ において観測された。種光パルスの電界波形はチャープのない sech。SC ファイバは伝搬損失を含まない。図中の破線はスペクトル幅の指標のためのピーク値から 27 dB 下の強度レベルを表す。各スペクトルの上方に複素 Raman 感受率の虚部を表示した。グラフの横軸の範囲は各々 T_{FWHM} に反比例していることに注意。

4.1.3 分散湾曲係数の影響

本節から §4.1.1 で導入した規格化パラメータを用いて SC 光を発生するための条件についてシミュレーションを用いて定量的に調査する。Raman 効果を含む場合のみならず Raman 効果を含めない場合についても調べる。これは §4.1.2 で述べたように、Raman 効果を含めない場合は広い範囲の条件にわたってスケージング則が成り立つため、SC 光発生の本質を理解するのに役立つという理由による。高次非線形因子は、すべてのシミュレーションについて含める。

最初に分散湾曲係数が SC 光スペクトルに与える影響について調べる。図 4.6 に、分散湾曲係数に対する SC 光スペクトルの依存性を示す。(a) および (b) は各々 Raman 効果を含めない場合および含む場合に対応する。種光パルスの実効ピーク強度は $\gamma P_0 = 5.84 \text{ km}^{-1}$ で、半値全幅および規格化パルス幅は各々 $T_{\text{FWHM}} = 4 \text{ ps}$ および $\tau_0 = 1.06$ である。SC ファイバは損失を含まず、入力端分散値および規格化入力端分散値は各々 $D_0 = 6 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および $\Delta_0 = 0.254$ である。SC ファイバの特性ファイバ長 L_0 および規格化特性ファイバ長 ζ_0 は上記実効ピーク強度に対して出力スペクトルが最も平坦となるように設定された。すなわち、Raman 効果を含めない場合は各々 $L_0 = 600 \text{ m}$ および $\zeta_0 = 3.51$ で、Raman 効果を含む場合は $L_0 = 482 \text{ m}$ および $\zeta_0 = 2.82$ とした。各スペクトルに対応する分散湾曲係数 D_2 、規格化分散湾曲係数 Δ_2 およびスペクトル幅を表 4.5 に示す。

表 4.5: 図 4.6 のシミュレーションに用いた分散湾曲係数および SC 光のスペクトル幅 (-27 dB 波長全幅) $B_{-27\text{dB}}$ 。その他の実パラメータは以下の通り: SC ファイバの特性ファイバ長 $L_0 = 600 \text{ m}$ 、入力端分散値 $D_0 = 6 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 。種光パルスの実効ピーク強度 $\gamma P_0 = 5.83 \text{ km}^{-1}$ 、半値全幅 $T_{\text{FWHM}} = 4 \text{ ps}$ 。規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.06$ 。SC ファイバの伝搬損失は含まれていない。

	D_2 [ps/(nm ³ · km)]	Δ_2	$B_{-27\text{dB}}$ [nm] (Raman 効果なし)	$B_{-27\text{dB}}$ [nm] (Raman 効果あり)
(a)	-5×10^{-5}	-6.71×10^{-7}	344	338
(b)	-2×10^{-4}	-2.69×10^{-6}	226	232
(c)	-1×10^{-3}	-1.34×10^{-5}	135	139
(d)	-5×10^{-3}	-6.71×10^{-5}	78.5	80.1

図より、分散湾曲係数 D_2 の増加につれてスペクトル幅は減少するが、スペクトルの形状およびその平坦性にはほとんど変化がみられない、すなわち平坦な SC 光スペクトルを発生させるための条件は分散湾曲係数にはほとんど依存しないことが示される。 D_2 が小さい場合、Raman 効果を含めない場合より含む場合の方がスペクトル幅が小さくなる傾向がある。これは Raman 効果がスケージングに与える影響と同様の理由、すなわち SC 光スペクトルが Raman 利得の範囲を超えると、SC 光の発生に要するピーク強度あるいは特性ファイバ長が大きくなるためと考えられる。 D_2 が -5×10^{-5} から $-5 \times 10^{-3} \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ までの 2 桁の増加に対して、SC 光スペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ は 344 から 78.5 nm と 4 分の 1 以下に減少する。

以上明らかにしたように、分散減少・凸型分散ファイバで発生された SC 光スペクトルの平坦性に対する分散湾曲係数の影響は非常に小さい。これは SC ファイバの出力光の特性はたかだか 2 つの規格化パラメータで

特徴づけられることを意味する。この事実は、次節以降で導入される $\Delta_0 - \zeta_0$ マップおよび $\tau_0 - \rho_0$ マップを用いた SC 光源設計の基礎となる。

スペクトル幅の分散湾曲係数に対する依存性について定量的に調べよう。

図 4.7 および 4.8 に、 D_2 に対する SC 光の強度スペクトル幅 (-27 dB 帯域幅) $B_{-27\text{dB}}$ と種光パルスの間幅 (半値全幅) T_{FWHM} の積をプロットしたグラフを示す。図 4.7 は Raman 効果を含めない場合、図 4.8 に Raman 効果を含む場合を表す。SC 光は平坦なスペクトルを発生する条件で励起された。§ 4.1.2 で述べたよう

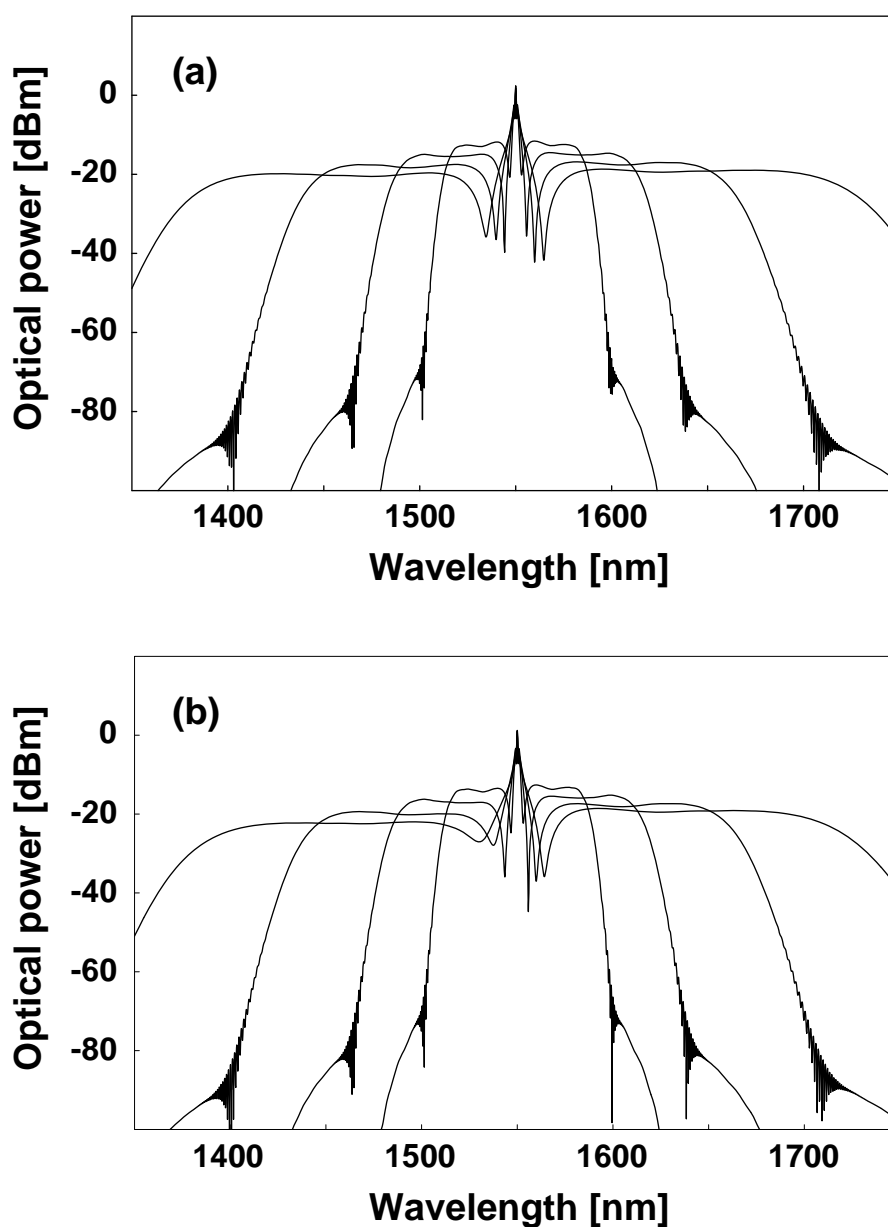


図 4.6: SC 光スペクトルの分散湾曲係数 D_2 依存性。(a) Raman 効果を含めない場合、(b) Raman 効果を含む場合。分散湾曲係数およびスペクトル幅は表 4.5 の通り。

に、規格化パラメータセットが同一の場合は、種光パルスのスペクトル幅は時間幅に反比例するので、スペクトル幅・時間幅積 $B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ は SC ファイバ入出力における強度スペクトル幅の拡大率 [83] に相当する指標となる。実線はグラフの近似曲線で、 $B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ は $D_2 = -5 \times 10^{-5} \sim -5 \times 10^{-3} \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ の範囲で $|D_2|^x$ にほぼ比例することが示される。ここで、 x は両対数グラフ上の直線の傾きに相当する。

スペクトル幅・時間幅積 $B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ を $BW_0 |D_2|^x$ で線形近似 (BW_0 は比例定数) したときの、図 4.7 および図 4.8 から得られる x の T_{FWHM} に対する依存性を図 4.9 に示す。 T_{FWHM} が 2~7 ps の範囲において x は、Raman 効果を含めない場合では -0.32 ~ -0.35 の値を、Raman 効果を含む場合では -0.31 ~ -0.34 の値をとり、これらは各々の場合の中心値から $\pm 4.6\%$ の範囲に含まれる。したがって、上記 T_{FWHM} の範囲においては x は近似的に約 0.33 と考えてよい。

上述の結果を用いた SC 光のスペクトル幅を算出する方法は § 4.1.4 において開示される。

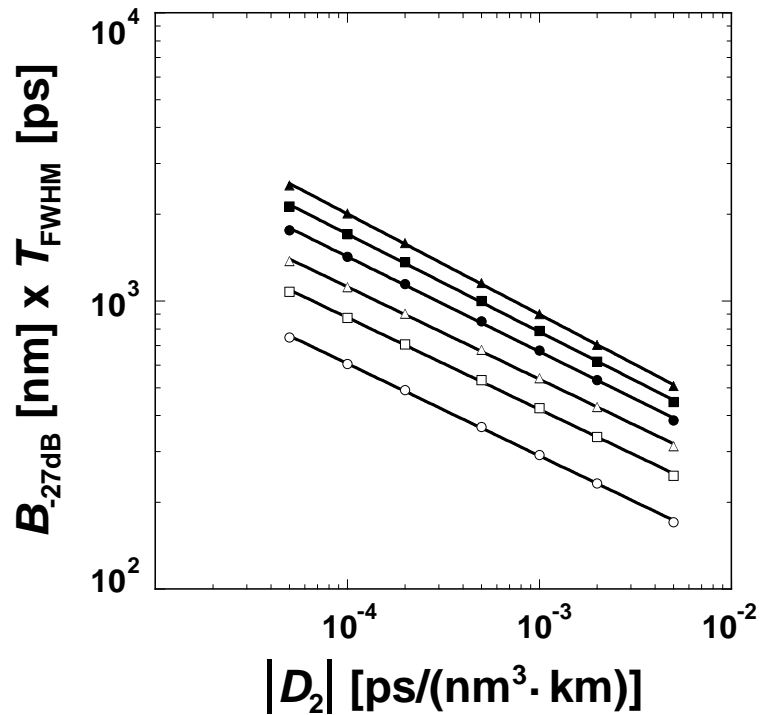


図 4.7: Raman 効果を含めない場合の、SC 光の強度スペクトル幅 (-27 dB 波長全幅) $B_{-27\text{dB}}$ と種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} の積の $|D_2|$ 依存性。白丸: $T_{\text{FWHM}} = 2 \text{ ps}$ 、白四角: 3 ps、白三角: 4 ps、黒丸: 5 ps、黒四角: 6 ps、黒三角: 7 ps。実線は $|D_2|^x$ に比例する近似曲線。SC ファイバの伝搬損失は含まれていない。

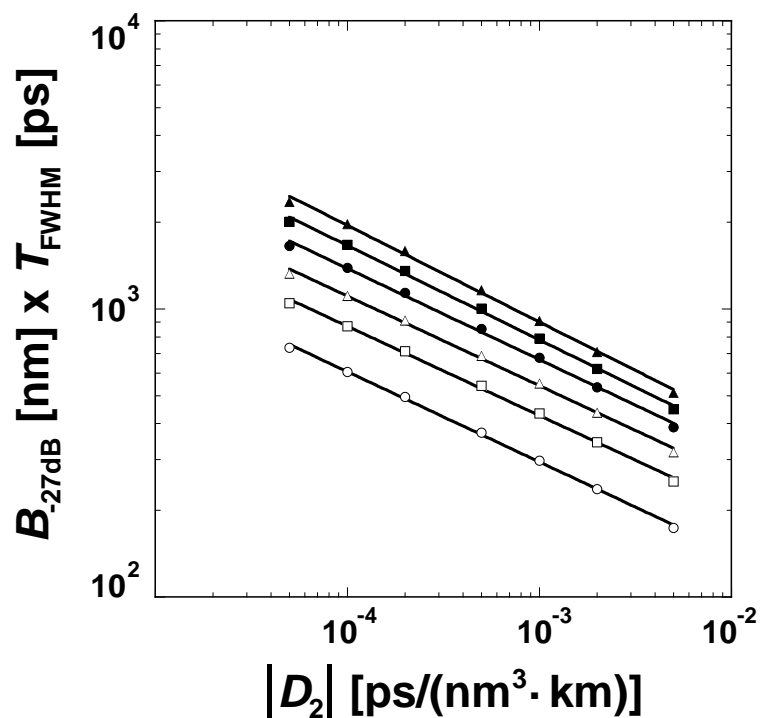


図 4.8: Raman 効果を含む場合の、SC 光の強度スペクトル幅 (-27 dB 波長全幅) $B_{-27\text{dB}}$ と種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} の積の $|D_2|$ 依存性。白丸: $T_{\text{FWHM}}=2$ ps、白四角: 3 ps、白三角: 4 ps、黒丸: 5 ps、黒四角: 6 ps、黒三角: 7 ps。実線は $|D_2|^x$ に比例する近似曲線。SC ファイバの伝搬損失は含まれていない。

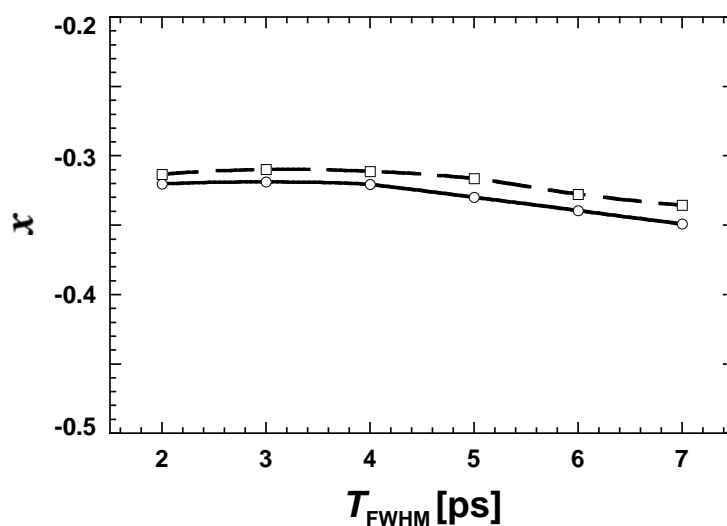


図 4.9: SC 光のスペクトル幅を $BW_0|\Delta_2|^x$ で近似 (BW_0 は比例定数) したときの、 x の T_{FWHM} に対する依存性。白丸 (実線): Raman 効果を含む場合。白四角 (破線): Raman 効果を含めない場合。

4.1.4 $\Delta_0 - \zeta_0$ マップ

前節で、SC ファイバの出力光を特徴づける3つのパラメータのうち、スペクトルの平坦性に対する分散湾曲係数の影響は非常に小さいことが明らかになった。これは、SC ファイバ出力光に対するパラメータの依存性の調査は、分散湾曲係数 D_2 または規格化分散湾曲係数 Δ_2 が一定の場合について実施すれば十分であることを意味する。本節では、規格化入力端分散値 Δ_0 および規格化特性ファイバ長 ζ_0 に対し SC ファイバ出力光の強度スペクトル幅を与える2次元マップ ($\Delta_0 - \zeta_0$ マップ) を導入し、これを用いて平坦な SC 光スペクトルを発生させるための定量的条件を開示する。シミュレーションでは、種光パルスの電界波形はチャープのない sech パルスとし、SC ファイバは損失を含まないものとする。

Raman 効果を含めない場合

最初に、Raman 効果を含めない場合について調べる。

図 4.10 に SC ファイバの規格化入射端分散値 Δ_0 および規格化特性ファイバ長 ζ_0 に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトル幅 (-27 dB 波長全幅) $B_{-27\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を与える等高線図、 $\Delta_0 - \zeta_0$ マップを示す。シミュレーションでは種光パルスは中心波長 1550 nm のチャープのない sech 関数 (電界波形) で、実効ピーク強度 γP_0 は 5.84 km^{-1} 、半値全幅 T_{FWHM} は 4 ps の一定値とした。分散湾曲係数 D_2 は $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ で、規格化分散湾曲係数 Δ_2 は -2.68×10^{-6} である。§ 4.1.2 で述べたように、規格化パラメータセットが同一の場合は種光パルスのスペクトル幅は半値全幅に反比例するので、この等高線図の値は SC ファイバ入出力における強度スペクトル幅の拡大率 [83] に対応する指標を表す。 $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ の場合、SC ファイバ出力光の -27 dB 波長全幅 [nm] は等高線図の値を種光パルスの半値全幅で割ることによって算出することができる。任意の分散湾曲係数 D_2 の場合、すなわち D_2 が $D_{20} = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ と必ずしも等しくない場合のスペクトル幅は以下のように算定される。 $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ として図 4.10 の $\Delta_0 - \zeta_0$ マップを用いて得られるスペクトル幅・時間幅積を $[B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}]_{D_{20}}$ とする。任意の D_2 を与えた場合のスペクトル幅・時間幅積を $[B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}]_{D_2}$ とすると、§ 4.1.3 の図 4.7 あるいは図 4.8 における2つの座標 ($D_{20}, [B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}]_{D_{20}}$) および ($D_2, [B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}]_{D_2}$) は同一の近似曲線に含まれる。したがって、与えられた実パラメータに対するスペクトル幅 (-27 dB 波長幅) $B_{-27\text{dB}}$ は

$$B_{-27\text{dB}} = \frac{[B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}]_{D_{20}}}{T_{\text{FWHM}}} \left(\frac{D_2}{D_{20}} \right)^x \quad (4.17)$$

として算出される。ここで、 x は図 4.9 で導入した定数である。

図 4.10 における破線は強度スペクトルが最も平坦になる条件、すなわち図 4.1 に示すようにスペクトルのピークの両側に広がる領域が最も平坦になる条件を表す。以後この曲線を SC ファイバに関する SC 光発生の閾値曲線と呼ぶ。この閾値曲線は、表 4.6 に示す規格化入射端分散値 Δ_0 と規格化特性ファイバ長閾値 ζ_{0th} の関係を補間する関数 $\zeta_{0th} = \zeta_{0th}(\Delta_0)$ として与えられる。マップの等高線の密度が示すように、SC ファイバ出力光のスペクトル幅は閾値曲線近傍で急激に増大する。したがって、平坦な SC 光スペクトルが発生する条件は、特性ファイバ長の変化に対して SC 光スペクトルが最も大きく変化する、まさに「閾値」近傍にあることがわかる。規格化特性ファイバ長の閾値関数 $\zeta_{0th}(\Delta_0)$ には最小値が存在し、規格化入射端分散値 $\Delta_0 = 0.306$

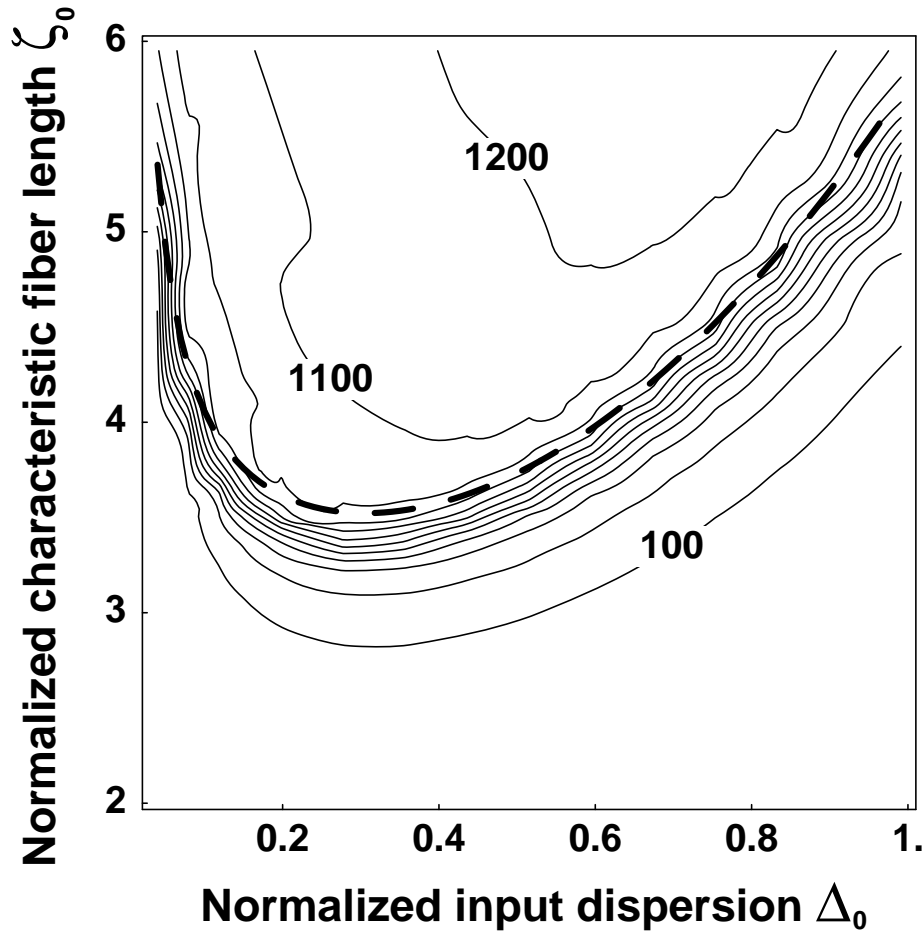


図 4.10: Raman 効果を含めない場合の規格化入射端分散値 Δ_0 (横軸) および規格化特性ファイバ長 ζ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力光スペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を与える等高線マップ ($\Delta_0 - \zeta_0$ マップ)。破線は SC 光発生の閾値曲線 $\zeta_0 = \zeta_{0th}(\Delta_0)$ を表す。種光パルスの電界波形はチャープのない sech パルスで、実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} は各々 5.84 km^{-1} および 4 ps 。分散湾曲に関するパラメータ D_2 および Δ_2 は一定で、各々 $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ および -2.68×10^{-6} 。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は $100 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。

のとき $\zeta_{0th}(\Delta_0) = 3.48$ で最小となる。したがって、与えられた種光パルスのパラメータに対し規格化入射端分散値 Δ_0 が 0.306 となるように設計することによって、SC ファイバの長さを最短にすることが可能となる。言い換えると、規格化特性ファイバ長 ζ_0 が 3.48 未満となる条件では平坦なスペクトルは得られないということになる。ちなみに、ソリトン次数 [108] は Δ_0 の平方根の逆数で与えられ、上記の最小の ζ_{0th} に対応するソリトン次数は 1.81 である。

規格化特性ファイバ長の閾値関数 $\zeta_{0th}(\Delta_0)$ が図 4.10 のような変化を示す理由は、ソリトン圧縮の性質によって説明することができる。すなわち入射端分散値 $D_0 = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \beta_2$ が小さくなると、式 (4.16) で定義されるソリ

表 4.6: 規格化入射端分散値 Δ_0 に対する規格化特性ファイバ長閾値 ζ_{0th} の関係。種光パルスの電界波形はチャープを含まない sech 関数。SC ファイバは Raman 効果および伝搬損失を含まない。

Δ_0	0.029	0.035	0.051	0.063	0.070	0.077	0.086	0.096	0.108	0.121	0.136	0.153
ζ_{0th}	6.05	5.66	4.96	4.65	4.50	4.37	4.24	4.11	4.00	3.90	3.80	3.72
	0.197	0.255	0.306	0.333	0.437	0.505	0.584	0.673	0.783	0.878	0.999	1.062
	3.57	3.50	3.48	3.50	3.63	3.74	3.91	4.19	4.56	5.01	5.58	5.97

トン長 [108] が増大する。種光パルスの圧縮に必要な伝搬長はソリトン長に比例するため、結果として SC 光への成長には長い伝搬長が必要となる。逆に、入射端分散値が大きくなると、SC ファイバ入射端におけるソリトン次数 (式 (4.15)) が小さくなる。その結果、SC 光発生初期における種光パルスの圧縮効果が低減されるため、結果として長い伝搬長が必要となる。

Raman 効果を含む場合

図 4.11 は Raman 効果を含めた場合の $\Delta_0 - \zeta_0$ マップを示す。式 (2.43) の複素 Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega)$ を含めたことを除けば、計算条件は Raman 効果を含めない場合と同じである。図 4.10 の場合と同様に、破線は SC ファイバに関する SC 光発生の閾値曲線を表し、表 4.7 に示される規格化入射端分散値 Δ_0 と規格化特性ファイバ長閾値 ζ_{0th} の計算結果を補間する関数 $\zeta_{0th} = \zeta_{0thR}(\Delta_0)$ として与えられる。Raman 効果がない場合と比較して、SC 光発生における規格化特性ファイバ長の閾値 $\zeta_{0thR}(\Delta_0)$ は Δ_0 の全領域にわたって低減される。規格化入射端分散値 Δ_0 が 0.375 のとき、規格化特性ファイバ長は $\zeta_0 = 2.767$ で最小となる。Raman 効果がない場合と同様に、SC 光発生閾値はスペクトル幅が急激に増大する条件に対応する。

閾値関数 $\zeta_{0thR}(\Delta_0)$ を用いることにより、SC ファイバの特性ファイバ長 L_0 を推定することが可能となる。例えば、文献 49 で用いられた SC ファイバの特性ファイバ長 L_0 は、種光パルスがトランスフォームリミットの sech 波形と仮定すると $L_0 = 515$ m と推定される。

Raman 感受率はファイバ材料によって異なる。したがって石英以外のファイバ材料を用いる場合、式 (2.73)

表 4.7: Raman 効果を含む場合の、規格化入射端分散値 Δ_0 に対する規格化特性ファイバ長閾値 ζ_{0thR} の関係。種光パルスの電界波形はチャープを含まない sech 関数。SC ファイバは伝搬損失を含まない。

Δ_0	0.044	0.053	0.059	0.065	0.072	0.079	0.088	0.098	0.109	0.122	0.153	0.194
ζ_{0thR}	4.46	4.19	4.05	3.92	3.79	3.67	3.55	3.44	3.35	3.25	3.08	2.94
	0.249	0.322	0.375	0.420	0.550	0.634	0.735	0.842	0.983	1.101	1.248	1.337
	2.83	2.77	2.76	2.77	2.88	2.98	3.11	3.35	3.63	4.00	4.46	4.74

における $\tilde{R}(\Omega)$ を所与のファイバ材料の複素 Raman 感受率で置き換えて算出した $\Delta_0 - \zeta_0$ マップおよび閾値関数 $\zeta_{0th,R}(\Delta_0)$ を SC 光源の設計に用いることになる。

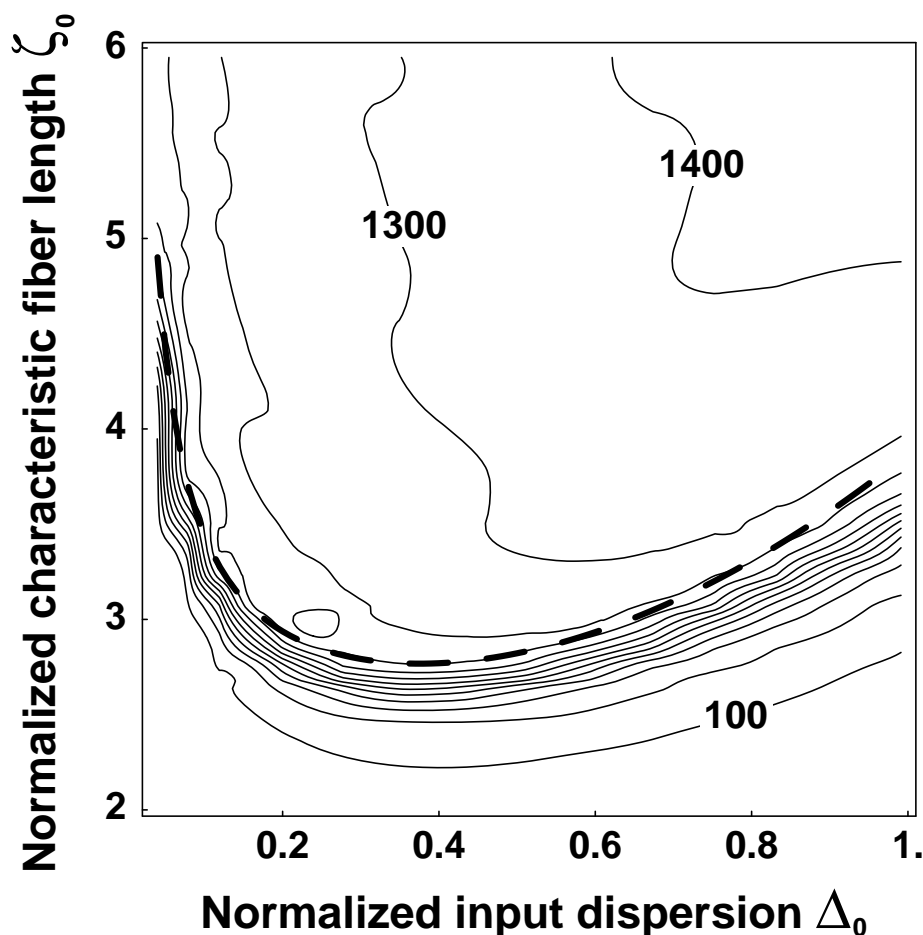


図 4.11: Raman 効果を含む場合の種光パルスの規格化入射端分散値 Δ_0 (横軸) および規格化特性ファイバ長 ζ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -27 dB 波長全幅 B_{-27dB} [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を与える等高線マップ。破線は SC 光発生の閾値曲線 (SC 光スペクトルが最も平坦になる条件) $\zeta_0 = \zeta_{0th,R}(\Delta_0)$ を表す。種光パルスの電界波形はチャープのない sech パルスで、実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} は各々 5.84 km^{-1} および 4 ps。分散湾曲に関するパラメータ D_2 および Δ_2 は一定で、各々 $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ および -2.68×10^{-6} 。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は 100 nm·ps。

4.1.5 $\tau_0 - \rho_0$ マップ

本節では与えられた SC ファイバに対する SC 光発生のための種光パルスの条件について調べる。種光パルスに関する規格化パラメータ τ_0 および ρ_0 に対するスペクトル幅の関係を表す $\tau_0 - \rho_0$ マップ、および平坦な出力スペクトルを得るための種光パルスの条件が開示される。 $\Delta_0 - \zeta_0$ マップの場合と同様に、Raman 効果を含めない場合および含める場合について調べる。

Raman 効果を含めない場合

最初に Raman 効果を含めない場合について調べる。

図 4.12 に、規格化パルス幅 τ_0 および規格化ピーク強度 ρ_0 に対するスペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ [nm] と種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を与える等高線図、 $\tau_0 - \rho_0$ マップを示す。シミュレーションでは、SC ファイバの実パラメータとして特性ファイバ長 $L_0 = 600$ m、入力端分散値 $D_0 = 6$ ps/(nm \cdot km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm $^3 \cdot$ km) を用いた。したがって、横軸の規格化パルス幅 τ_0 は半値全幅 T_{FWHM} のみに依存して比例的に変化するパラメータとなる。これは $\tau_0 - \rho_0$ マップの場合は、周波数スケールが横軸 τ_0 の値に反比例して変化することを意味する。このため以下の例に示すように、 $B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ の $\tau_0 - \rho_0$ マップと、スペクトル幅 $B_{-27\text{dB}}$ に換算された $\tau_0 - \rho_0$ マップとは大きく異なるものとなる。与えられた SC ファイバ出力光のスペクトル幅は、 τ_0 と当該ファイバの実パラメータ L_0 および D_0 から求まる半値全幅 T_{FWHM} [ps] でこの $\tau_0 - \rho_0$ マップの値 $B_{-27\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ を割ることによって算出することができる。

例として、図 4.13 に特性ファイバ長 $L_0 = 600$ m、入力端分散値 $D_0 = 6.0$ ps/(nm \cdot km) および分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm $^3 \cdot$ km) を有する SC ファイバに対して -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ [nm] を与える $\tau_0 - \rho_0$ マップを 4.12 に示す。SC ファイバの実パラメータが確定されたため、縦軸および横軸に各々種光パルスの実パラメータ γP_0 および T_{FWHM} が対応づけられる。分散湾曲係数 D_2 が -0.0002 ps/(nm $^3 \cdot$ km) と異なる場合のスペクトル幅 $B_{-27\text{dB}}$ は § 4.1.4 で述べた方法を用いて算出可能である。

図 4.12 および図 4.13 上の破線はスペクトルが最も平坦になるときの条件を表す。以後この破線を種光パルスに関する SC 光発生の閾値曲線と呼ぶ。図 4.13 に示すスペクトル幅を値とする $\tau_0 - \rho_0$ マップの方が、SC 光発生の閾値的特性がより明瞭に表される。閾値曲線は表 4.8 で示される規格化パルス幅 τ_0 と規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} の計算結果を補間する関数 $\rho_0 = \rho_{0th}(\tau_0)$ で表される。図および表に示すように、規格化パルス幅 τ_0 が 0.99 のとき、規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th}(\tau_0)$ は 3.48 で最小となる。すなわち、与えられた SC ファイバのパラメータに対し、規格化パルス幅 τ_0 が 0.99 となる種光パルスを用いることによりピーク強度閾値を最小とすることが可能となる。言い換えると、規格化ピーク強度 ρ_0 が 3.48 未満の場合では平坦な領域をもつスペクトルは得られないということになる。 $\Delta_0 - \zeta_0$ マップの場合と同様に、SC 光発生の閾値、すなわち最も平坦なスペクトルが得られる条件は、図 4.13 の $\tau_0 - \rho_0$ マップにおける等高線の密度が最も高い領域に沿って現れる。この結果より、平坦な SC 光スペクトルが得られる条件は種光パルスの強度揺らぎに対して SC 光スペクトルが最も大きく変動する領域にあることが示される。SC 光発生に対する種光パルスの強度揺らぎの影響については第 5 章で詳述する。

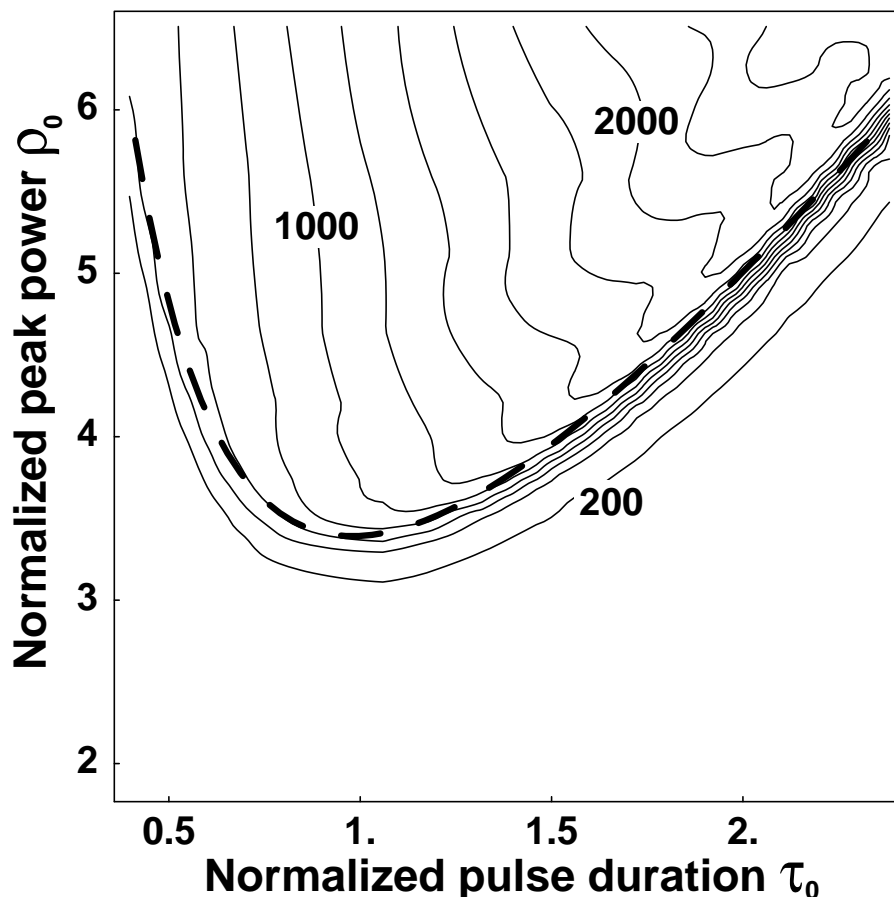


図 4.12: Raman 効果を含めない場合の種光パルスの規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積の関係を表す $\tau_0 - \rho_0$ マップ。SC ファイバの分散湾曲係数は $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 。破線は SC 光発生の閾値曲線 $\rho_0 = \rho_{0th}(\tau_0)$ を表す。等高線の間隔は $200 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。種光パルスのチャープはない (トランスフォームリミット)。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

表 4.8: Raman 効果を含めない場合の、規格化パルス幅 τ_0 に対する規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} の関係。種光パルスはチャープを含まない sech 波形。SC ファイバは損失を含まない。

τ_0	0.397	0.424	0.477	0.529	0.596	0.662	0.728	0.794	0.927	0.990	1.059	1.191
ρ_{0th}	5.97	5.58	5.01	4.56	4.19	3.91	3.74	3.63	3.50	3.48	3.50	3.57
	1.324	1.390	1.456	1.522	1.588	1.655	1.721	1.787	1.853	1.986	2.250	2.383
	3.72	3.80	3.90	4.00	4.11	4.24	4.37	4.50	4.65	4.96	5.66	6.05

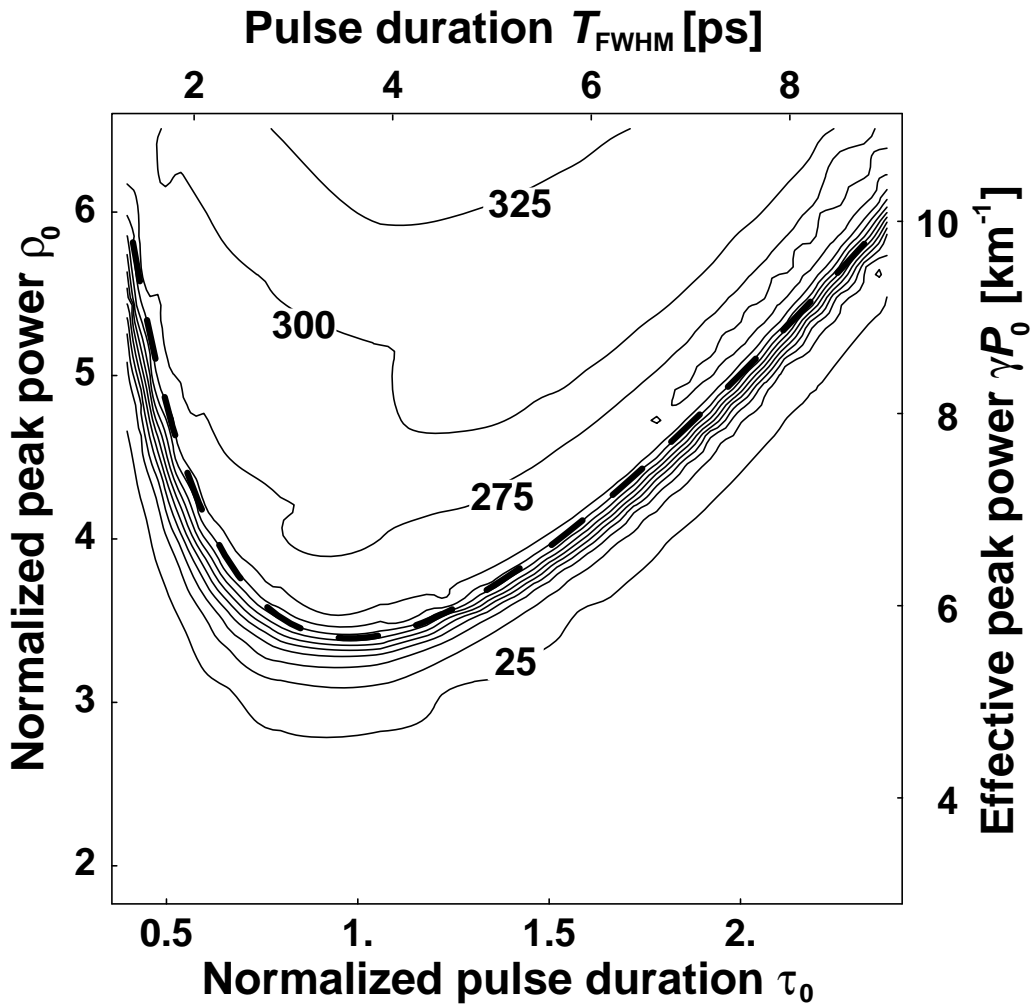


図 4.13: Raman 効果を含めない場合の種光パルスの規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ [nm] を与える $\tau_0 - \rho_0$ マップ。図 4.12 の $\tau_0 - \rho_0$ に、SC ファイバの実パラメータ $L_0 = 600$ m、 $D_0 = 6.0$ ps/(nm · km) および $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km) を適用した。破線は SC 光発生の閾値曲線 $\rho_0 = \rho_{0th}(\tau_0)$ を表す。等高線の間隔は 25 nm。種光パルスの電界波形はチャープを含まない sech 関数。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

ここで、上記種光パルスに関する閾値関数 $\rho_0 = \rho_{0th}(\tau_0)$ と § 4.1.4 で述べた SC ファイバに関する閾値関数 $\zeta_0 = \zeta_{0th}(\Delta_0)$ との関係を整理しよう。

式 (4.9) および $\zeta_0 = \rho_0$ より、規格化入力端分散値 Δ_0 と規格化パルス幅 τ_0 は恒等的に

$$\Delta_0 = \frac{1}{\rho_0 \tau_0^2} \quad (4.18)$$

の関係で結ばれる。これを SC ファイバに関する閾値関数 $\zeta_0 = \zeta_{0th}(\Delta_0)$ に代入して得られる式

$$\rho_0 = \zeta_{0th} \left(\frac{1}{\rho_0 \tau_0^2} \right) \quad (4.19)$$

を ρ_0 について陽に解くと、種光パルスに関する閾値条件 $\rho_0 = \rho_{0th}(\tau_0)$ が得られる。この関係は Raman 効果が存在する場合も同様に成り立つ。

規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th}(\tau_0)$ が図 4.13 のように変化する理由はソリトン圧縮の性質 [108] によって説明することができる。種光パルス幅 T_{FWHM} に比例する時間スケール T_0 が大きい場合、自己位相変調によるスペクトル拡大に大きなピーク強度 P_0 が必要となり、結果として SC 光発生に必要なピーク強度が増大する。 T_0 が小さい場合、SC ファイバ伝搬初期におけるソリトン次数 $N = |\Delta_0|^{-\frac{1}{2}}$ (式 (4.15)) が小さくなる、すなわち種光パルスの圧縮効果が低減し、結果として SC 光発生に必要なピーク強度が増加する。

Raman 効果を含む場合

次に、Raman 効果を含めた場合の $\tau_0 - \rho_0$ マップについて調べる。

図 4.14 にスペクトルの -27 dB 波長全幅と種光パルスの半値全幅の積 $B_{-27dB} \cdot T_{FWHM}$ [nm·ps] を等高線図の値とした $\tau_0 - \rho_0$ マップを示す。シミュレーション条件は、式 (2.43) の複素 Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega)$ を含めたことを除けば Raman 効果を含めない場合と同じである。Raman 効果を含めない場合の図 4.12 の場合と同様に、当該ファイバの実パラメータと規格化パルス幅 τ_0 から得られる種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} でこの等高線図の値 $B_{-27dB} \cdot T_{FWHM}$ を割ることによって、与えられた SC ファイバの出力光のスペクトル幅が算定される。

例として、特性ファイバ長 $L_0 = 600$ m および入力端分散値 $D_0 = 6.0$ ps/(nm·km) を有する SC ファイバを用いた場合の、出力光スペクトルの -27 dB 波長全幅 B_{-27dB} [nm] を与える $\tau_0 - \rho_0$ マップを図 4.15 に示す。Raman 効果を含めない場合の図 4.13 と同じく、縦軸および横軸が各々種光パルスの実パラメータ γP_0 および T_{FWHM} と対応づけられる。図 4.14 および 4.15 のマップの中央から右上にかけて等高線が乱れている領域は、Raman 効果の影響でスペクトルの平坦性が劣化する励起条件に対応する。種光パルスの時間幅が大きい領域で Raman 効果の影響がより顕著になる理由は、当該領域の方が伝搬波形に対する波長分散の効果が相対的に小さくなり、Raman 効果による自己増幅が促進されるためと考えられる。

図 4.14 および 4.15 における破線は種光パルスに関する SC 光発生の閾値曲線、すなわちスペクトルが最も平坦になるときの条件で、表 4.9 で示される規格化パルス幅 τ_0 と規格化ピーク強度 ρ_0 の計算結果を補間する関数 $\rho_0 = \rho_{0thR}(\tau_0)$ で表される。Raman 効果がない場合と同様に、SC 光発生の閾値曲線は等高線の密度が最も高い領域に沿って現れる。 $\Delta_0 - \zeta_0$ マップにおける閾値曲線の場合と同様に、Raman 効果は τ_0 の全領域にわたって規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} を低減する。規格化パルス幅 τ_0 が 0.99 のとき、規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0thR}(\tau_0)$ は 2.76 で最小となる。これは Raman 効果が含まれない場合の最小の規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th}(\tau_0)$ を与える τ_0 の値とほぼ等しい。

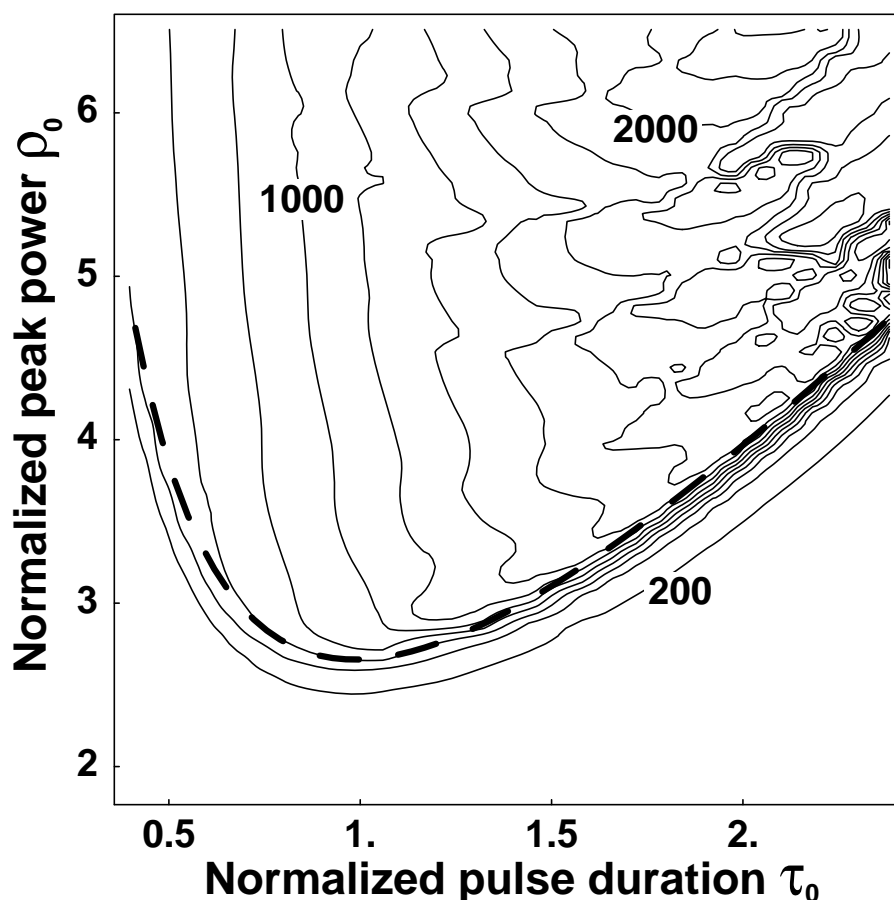


図 4.14: Raman 効果を含む場合の種光パルスの規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を与える等高線マップ。SC ファイバの分散湾曲係数は $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 。破線は SC 光発生 の 閾値曲線 $\rho_0 = \rho_{0thR}(\tau_0)$ を表す。等高線の間隔は $200 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。種光パルスの電界波形はチャープを含まない sech 関数。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

表 4.9: Raman 効果を含む場合の、規格化パルス幅 τ_0 に対する規格化ピーク強度閾値 ρ_{0thR} の関係。種光パルスの電界波形はチャープを含まない sech 関数。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

τ_0	0.397	0.424	0.477	0.529	0.596	0.662	0.728	0.794	0.927	0.990	1.059	1.191
ρ_{0thR}	4.74	4.46	4.00	3.63	3.35	3.11	2.98	2.88	2.77	2.76	2.77	2.83
	1.324	1.456	1.588	1.655	1.721	1.787	1.853	1.919	1.986	2.052	2.118	2.250
	2.94	3.08	3.25	3.35	3.44	3.55	3.67	3.79	3.92	4.05	4.19	4.46

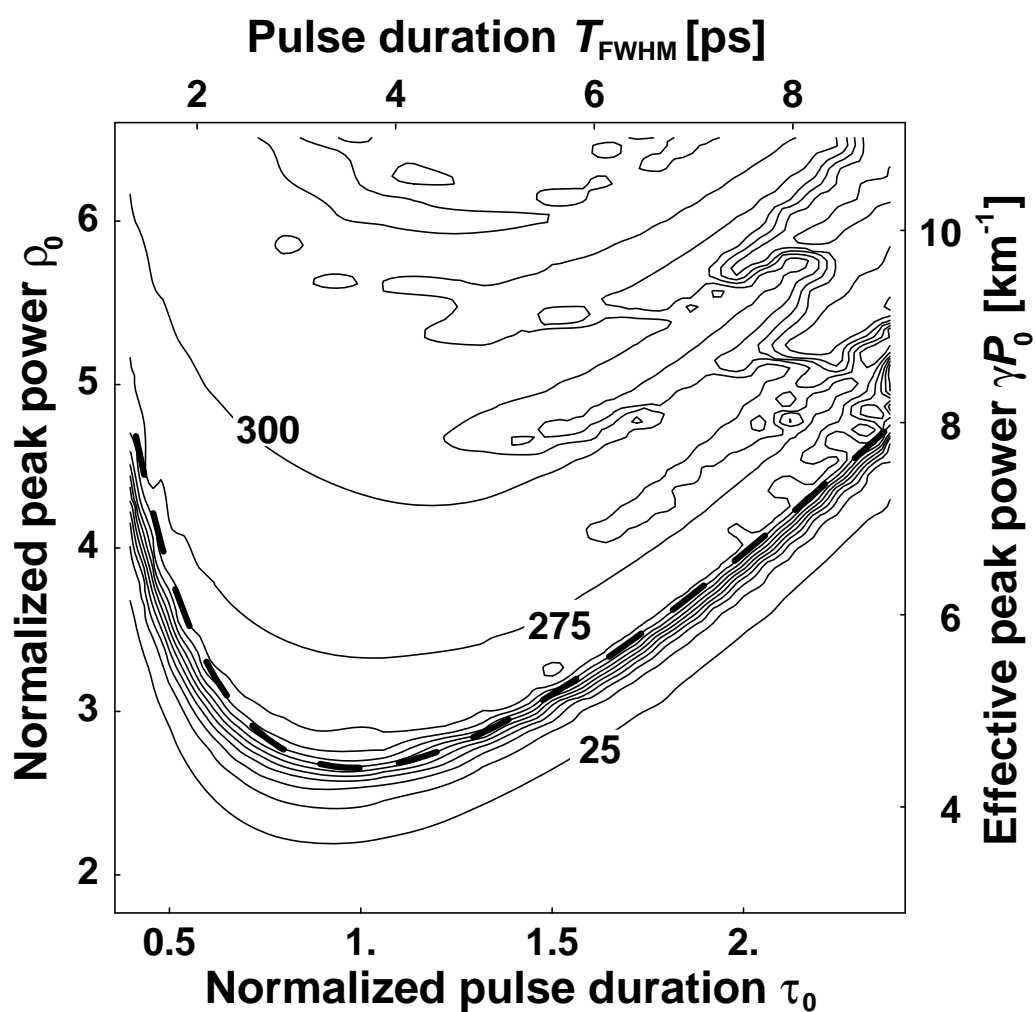


図 4.15: Raman 効果を含む場合の規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -27 dB 波長全幅 B_{-27dB} [nm] を与える等高線マップ。図 4.14 に、SC ファイバの実パラメータ $L_0 = 600$ m、 $D_0 = 6.0$ ps/(nm · km) および $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km) を適用した。破線は SC 光発生 の 閾 値 曲 線 $\rho_0 = \rho_{0thR}(\tau_0)$ を 表 す。等 高 線 の 間 隔 は 25 nm。

4.1.6 種光パルス波形の影響

§2.4.2 で述べたように、種光パルスの波形が同じ場合、SC ファイバの出力光の特性は式 (2.79) で定義される規格化線形項 $B(\phi, \zeta)$ のみによって決定される。これまでの議論では、種光パルスの電界波形としてすべて sech 関数が用いられたが、他の関数形の種光パルスを用いた場合は SC 光の発生条件が異なってくる可能性がある。本節では、SC 光発生条件の種光パルス波形に対する依存性を調査する。異なる電界波形の種光パルスを用いて、§4.1.5 で導入した $\tau_0 - \rho_0$ マップにおける SC 光発生の閾値曲線に対する影響を比較する。

図 4.16 は、3 種類の電界波形 (sech、Gaussian、Lorentzian) の種光パルスに関する SC 光発生の閾値曲線 ($\rho_0 = \rho_{0th}(\tau_0)$) を示す。シミュレーションでは、SC ファイバの実パラメータは $L_0 = 600$ m、 $D_0 = 6.0$ ps/(nm · km) および $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km) を用いた。種光パルスはチャープを含まない。SC ファイバ中の Raman 効果および伝搬損失は含まれていない。いずれの波形の場合も、規格化パルス幅 τ_0 を定義する式 (4.9) における時間スケール T_0 は、表 2.2 に示した sech 波形に関する換算式 $T_0 = \frac{T_{FWHM}}{2 \ln(\sqrt{2}+1)}$ を用いて求めた。すなわち、どの種類の種光パルスの場合においても、半値全幅 T_{FWHM} が等しければ規格化パルス幅 τ_0 も等しい。図より、いずれの電界波形の場合も規格化パルス幅 τ_0 が約 1.00 で規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} が最小となることが示される。 ρ_{0th} の最小値は sech、Gaussian および Lorentzian の場合に対し各々 3.48、3.35 および 3.57 で、すべて平均値 3.47 に対して $\pm 3.4\%$ 以内の値となった。

Raman 効果を含む場合の種光パルス波形に対する SC 光発生閾値曲線 ($\rho_0 = \rho_{0thR}(\tau_0)$) の依存性を図 4.17 に示す。Raman 効果以外のシミュレーションの条件は図 4.16 と同じである。この場合も、すべての波形において規格化パルス幅 τ_0 が約 0.99 で規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} が最小となる。 ρ_{0th} の最小値は sech、Gaussian および Lorentzian の場合に対し各々 2.76、2.65 および 2.82 と、いずれも Raman 効果がない場合の 79% に低減された。これらの値は平均値 2.76 に対して $\pm 4.2\%$ 以内に含まれる。

規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} の最小値を与える規格化パルス幅 τ_0 が種光パルス波形に依存しないという上記の結果は注目すべきである。本計算では、規格化パルス幅 τ_0 が等しい波形は半値全幅 T_{FWHM} が等しくなることから、規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} は波形に依らず、常に同一の T_{FWHM} で最小となる。一方、表 2.2 に従って半値全幅 T_{FWHM} から時間スケール T_0 を計算した場合、規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} の最小値における規格化パルス幅 τ_0 は sech、Gauss および Lorentzian に対して各々 1.00、1.06 および 1.37 となり、最大で約 37% の差異が生じる。上記の結果は、種光パルス波形として 3 種類の関数形について調査した結果に過ぎないが、SC 光発生にとって本質的な時間指標は T_0 ではなく種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} であることを示唆している。

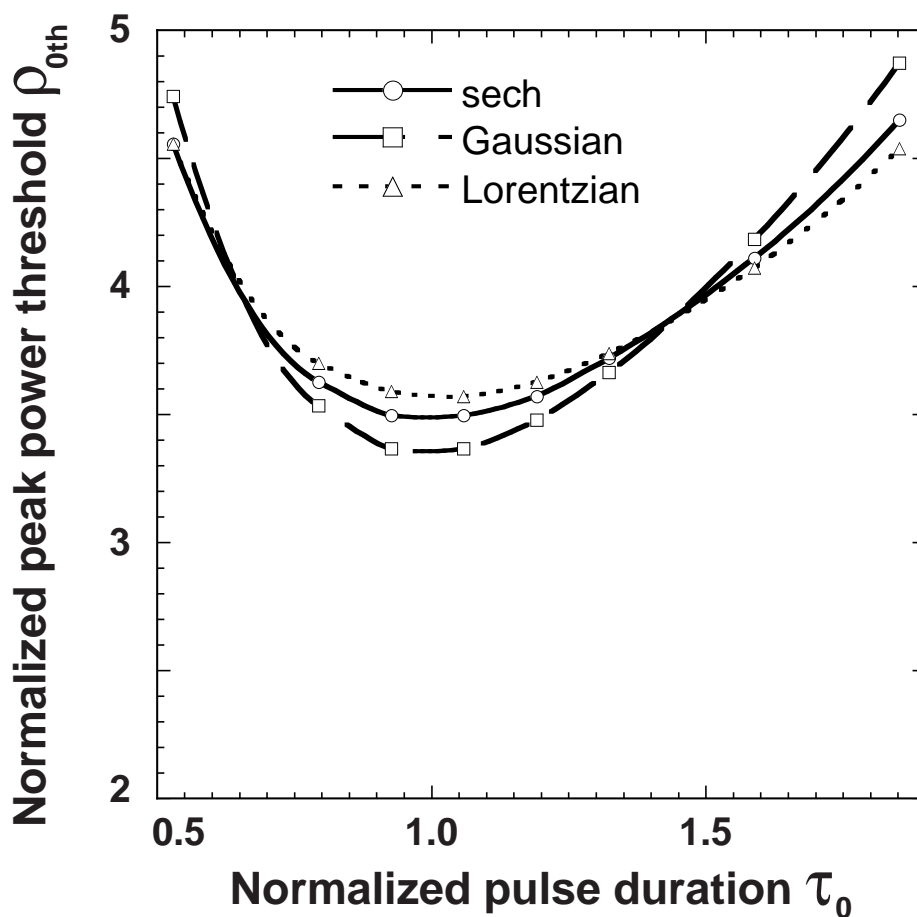


図 4.16: Raman 効果を含めない場合、SC 光発生に関する規格化ピーク強度閾値曲線の種光パルス波形依存性。SC ファイバの実パラメータは $L_0 = 600$ m、 $D_0 = 6.0$ ps/(nm · km) および $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。いずれの波形の場合も、規格化パルス幅 τ_0 を与える式 (4.9) における時間スケールは $T_0 = \frac{T_{FWHM}}{2 \ln(\sqrt{2}+1)}$ で求めた。種光パルスはチャープを含まない。SC ファイバは伝搬損失を含まれない。

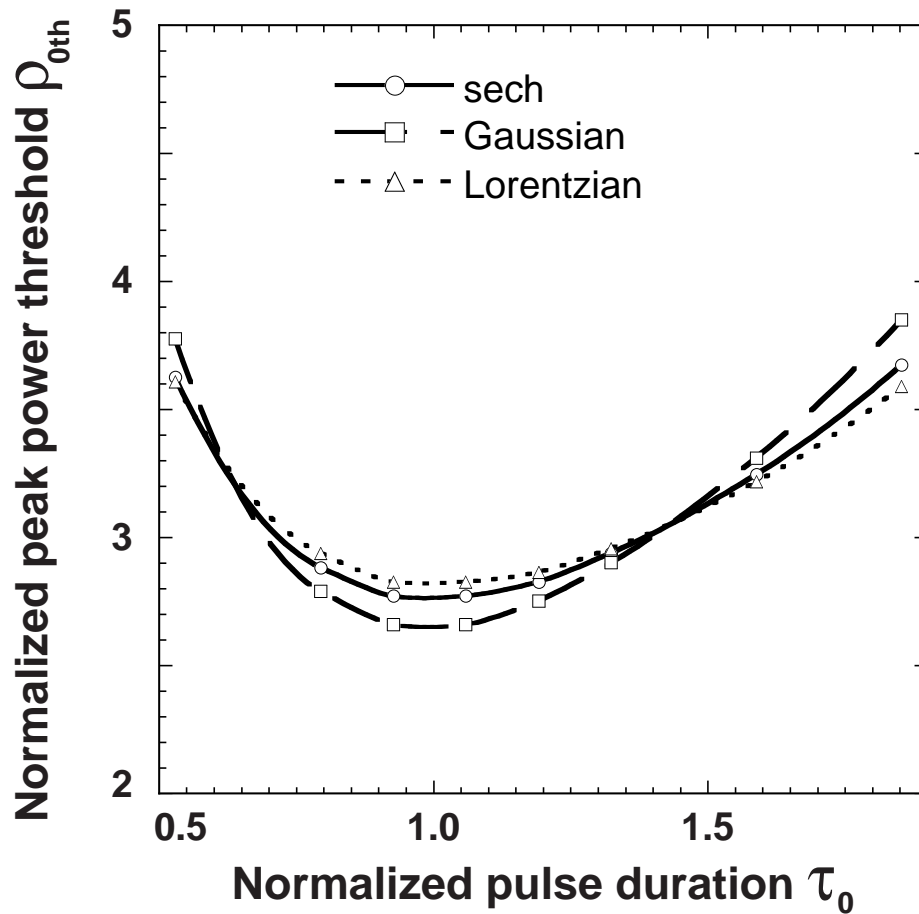


図 4.17: Raman 効果を含む場合の、SC 光発生に関する規格化ピーク強度閾値の種光パルス波形依存性。SC ファイバの実パラメータは $L_0 = 600$ m、 $D_0 = 6.0$ ps/(nm · km) および $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。いずれの波形の場合も、規格化パルス幅 τ_0 を与える式 (4.9) における時間スケールは $T_0 = \frac{T_{FWHM}}{2 \ln(\sqrt{2}+1)}$ で求めた。種光パルスはチャープを含まない。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

4.1.7 ファイバ損失の影響

前節までのシミュレーションでは SC ファイバは無損失と仮定した。本節では SC ファイバの伝搬損失が SC 光発生に与える影響を調べる。

SC ファイバの実パラメータ L_0 、 D_0 および D_2 と同様に、式 (2.73) の損失係数 α も規格化することができる。式 (2.79) の規格化した線形項 $B(\phi, \zeta)$ より、規格化された損失係数 Λ は

$$\Lambda = \frac{\alpha}{\gamma P_0} \quad (4.20)$$

と定義される [132]。規格化損失係数 Λ を含めた規格化パラメータセットが同一の場合、式 (2.79) の規格化された線形項 $B(\phi, \zeta)$ は不変であることから、§ 4.1.1 で定義した規格化パラメータセットに Λ を加えたパラメータセットに対してもスケール則が成り立つ。

図 4.18 は、規格化特性ファイバ長 ζ_0 に対する SC ファイバ出力光スペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ を、異なる規格化損失係数 Λ を有する SC ファイバについて計算した結果を示す [132]。ファイバの損失係数は全波長にわたって一定、かつ SC ファイバの全長にわたって一様とした。種光パルスはチャープのない sech 波形で、実効ピーク強度および半値全幅は各々 5.84 km^{-1} および 4 ps である。規格化入力端分散値 Δ_0 および規格

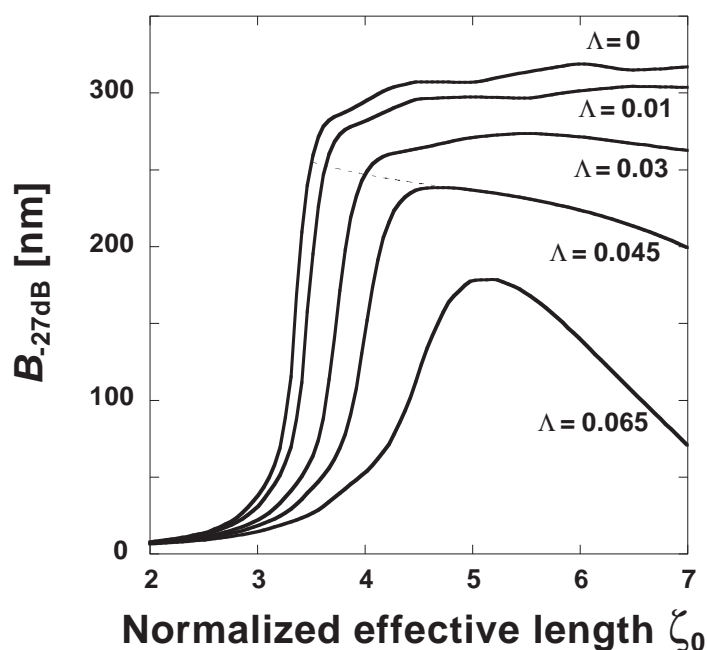


図 4.18: 異なる規格化損失係数 Λ に対する、規格化特性ファイバ長 ζ_0 と SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ の関係 [132] (©2001 OSA)。規格化入力端分散値 Δ_0 および規格化分散湾曲係数 Δ_2 の値は各々 0.28 および -2.0×10^{-6} 。種光パルスはチャープのない sech 波形。実効ピーク強度および半値全幅は各々 5.84 km^{-1} および 4 ps 。破線はスペクトルが平坦となる条件、すなわち SC 光発生の際値に対応する。Raman 効果は含まれていない。

化分散湾曲係数 Δ_2 は各々 0.28 および -2.0×10^{-6} である。Raman 効果は含まれていない。破線はスペクトルが平坦となる条件、すなわち SC 光発生に関する特性ファイバ長の閾値を表す。規格化損失係数 Λ が 0.045 までは、規格化特性ファイバ長 ζ_0 を大きく設定することによって平坦な SC 光スペクトルを発生することが可能である。例えば、実効ピーク強度が $\gamma P_0 = 5.84 \text{ km}^{-1}$ の場合、 $\Lambda = 0.045$ は 2.3 dB/km の伝搬損失に相当する。 Λ が 0.045 を超える条件では、スペクトルが平坦化される前にファイバの伝搬損失によって種光パルスの強度が減衰してしまうため、 ζ_0 をいかに大きくとっても平坦な SC 光スペクトルを発生することはできなくなる。以下この規格化損失係数 Λ の上限値を限界規格化損失係数と呼ぶことにする。

限界規格化損失係数の性質について調べよう。図 4.19 は規格化入力端分散値 Δ_0 に対する限界規格化損失係数 Λ_{lim} の依存性を示す。図の実線および破線は各々 Raman 効果を含めない場合および含めた場合を表す。この結果より、SC ファイバの Δ_0 がより小さい場合、または Raman 効果が存在する場合の方がより大きな Λ_{lim} が許容されることがわかる。

例として、通常の（フォトニック結晶ファイバではない）シリカ系単一モード光ファイバの場合について考えよう。SC ファイバの伝搬損失を 0.25 dB/km 、非線形係数を $\gamma = 3.4 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ 、種光パルスのピーク強度を 1.7 W とすると規格化損失係数 Λ は 0.005 となる。したがって図 4.18 が示すように、この種の SC ファイバの場合はファイバの伝搬損失は SC 光発生にとって問題にならないことがわかる。規格化損失係数 Λ の定義により、ファイバの伝搬損失が大きい場合は種光パルスのピーク強度を増強することにより限界規格化損失係数 Λ_{lim} を低減することが可能である。

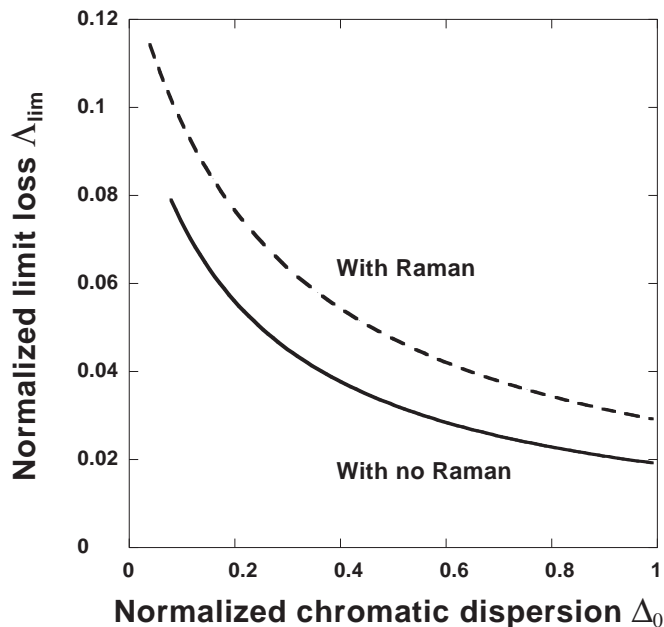


図 4.19: 規格化入力端分散値 Δ_0 に対する限界規格化損失係数 Λ_{lim} の依存性。実線と破線は各々 Raman 効果を含めない場合と含む場合を表す。種光パルスはチャープのない sech 波形。実効ピーク強度および半値全幅は各々 5.84 km^{-1} および 4 ps 。

4.1.8 チャープの影響

Raman 効果とならんで、種光パルスのチャープは SC 光発生に大きな影響を与える要因である [132, 133]。本節では種光パルスの周波数チャープが SC 光発生閾値および出力スペクトルに与える影響について議論する。

§ 2.3.2 より、線形な周波数チャープが付与された光パルスの電界波形は

$$S(T) = S_0 \left(\frac{T}{T_0} \right) \exp \left[i \frac{C_2}{2} \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right] \quad (4.21)$$

と表される。ここで、 $S_0(\frac{T}{T_0})$ はトランスフォームリミットな電界波形を表し、時間 T は時間スケール T_0 で規格化されている。 C_2 は線形チャープパラメータで、 $C_2 > 0$ のときはパルスの前縁から後縁にかけて瞬時周波数が増加し (up-chirp)、 $C_2 < 0$ のときはパルスの前縁から後縁にかけて瞬時周波数が減少する (down-chirp) [108]。

種光パルスとして規格化された時間 $\tau = \frac{T}{T_0}$ の関数 $U(\tau) \propto S(T_0\tau)$ を用いる場合、 $U(\tau)$ は T_0 を陽に含まない、すなわち T_0 に無依存となる。これは従前の規格化パラメータセットにチャープパラメータ C_2 を加えたパラメータセットに対してもスケールリング則が成り立つことを意味する。

図 4.20 に、線形チャープパラメータ C_2 に対する種光パルスの規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} の依存性を示す。種光パルスは式 (4.21) で表される電界波形において $S_0(t) = \text{sech}(\frac{T}{T_0})$ とした。半値全幅 T_{FWHM} は 4 ps であ

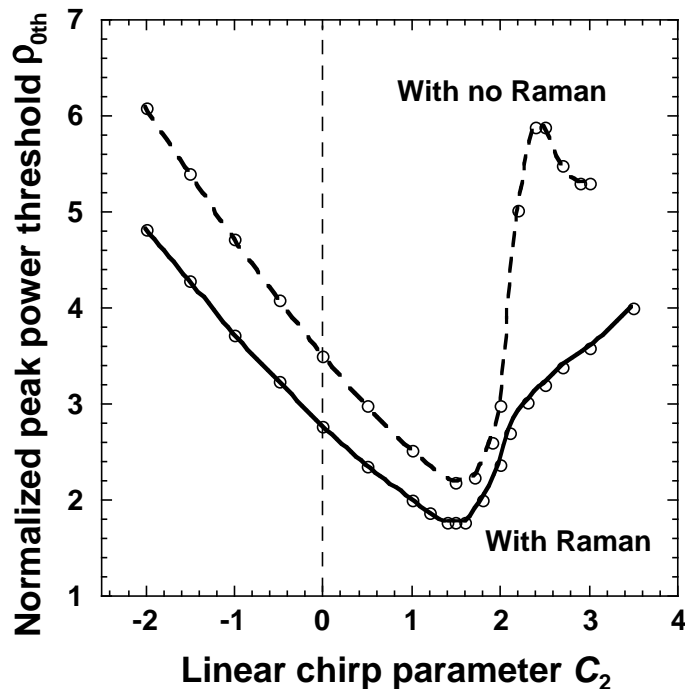


図 4.20: 規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} の線形チャープパラメータ C_2 に対する依存性。破線: Raman 効果なし、実線: Raman 効果あり。種光パルスは半値全幅 $T_{FWHM} = 4$ ps の sech 波形。SC ファイバの特性ファイバ長、入力端分散値、および分散湾曲係数は各々 $L_0 = 600$ m、 $D_0 = 6$ ps/(nm·km)、および $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³·km)。規格化パルス幅 τ_0 は 1.059。SC ファイバは伝搬損失を含まない。

る。SCファイバは損失を含まず、特性ファイバ長、入力端分散値、および分散湾曲係数は各々 $L_0 = 600$ m、 $D_0 = 6$ ps/(nm·km)、および $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³·km) である。規格化パルス幅 τ_0 は 1.059 である。実線および破線は各々 Raman 効果を含む場合および含まない場合に対応する。Raman 効果の有無に依らず、 ρ_{0th} は $C_2 < 1.5$ の範囲で C_2 の増加につれて減少し、 $C_2 = 1.5$ で最小となる。§ 5.5 で述べるように、規格化ピーク強度閾値の最小値を与える線形チャープパラメータ C_2 の値は種光パルスの時間幅に依存する。Raman 効果を含む場合は、 ρ_{0th} の値は $C_2 > 1.5$ の範囲で単調に増加するが、Raman 効果を含めない場合は、 $C_2 = 2.2$ で極大値を示す特異的な振る舞いをみせる。この原因を SC 光スペクトルを用いて以下に説明する。

図 4.21 および図 4.22 に、異なる線形チャープパラメータ C_2 に対する SC 光の強度スペクトルを、各々 Raman 効果を含めない場合および含む場合について示す。シミュレーション条件は図 4.21 と同じである。Raman 効果の有無に依らず、スペクトルのピークの大きさは C_2 につれて変化し、規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} が小さいほどスペクトルピークが小さくなり、 ρ_{0th} の最小値 ($C_2 = 1.5$) において最も小さくなる。これはチャープの最適化によって、種光パルスのほとんどすべてのエネルギーを SC 光に変換することが可能であることを意味する。分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光源においては、残留種光成分によるスペクトルのピークは大きな課題であるため、種光パルスへの周波数チャープの付与によってスペクトルのピークが抑圧可能という結果は著しい知見である。

図 4.20 の Raman 効果を含めない場合における $C_2 = 2.2$ の特異点に対応する図 4.21 の強度スペクトルは他と全く異なり、スペクトル全域にわたってリップルが発生している。波形およびスペクトログラムの観測により、SC ファイバ中の伝搬初期に種光パルスが 2 つに分裂し、各々の光パルスが SC 光として成長し干渉していることが示された。図 4.20 の特異点で規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} が増大したのは、分裂後の 2 つの光パルスが各々 SC 光に成長するためにエネルギーを必要とするためと考えられる。リップルの周期は 2 つの SC 光パルスの時間間隔の逆数に比例する。Raman 効果を含む場合も種光パルスの分裂が起きるが、Raman 効果なしの場合と比べて分裂後のパルスのエネルギー差が大きく、強度が大きいパルスのみが SC 光として成長するため、スペクトルのリップルは生じない。

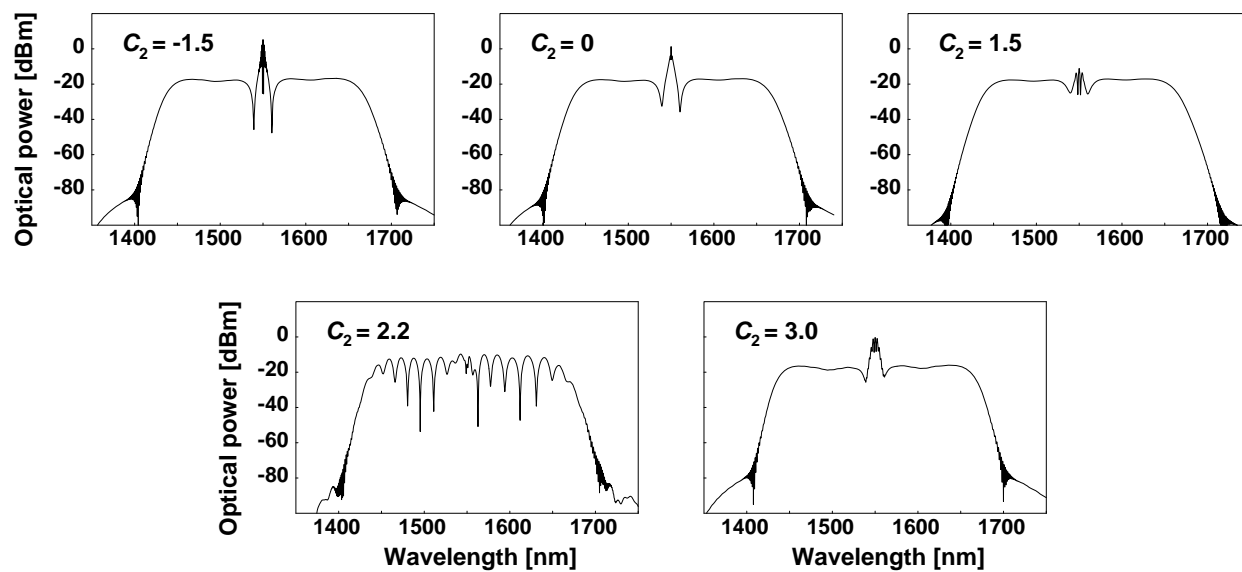


図 4.21: Raman 効果を含めない場合の SC 強度スペクトルのチャープパラメータ依存性。図 4.20 の破線のグラフに対応する。

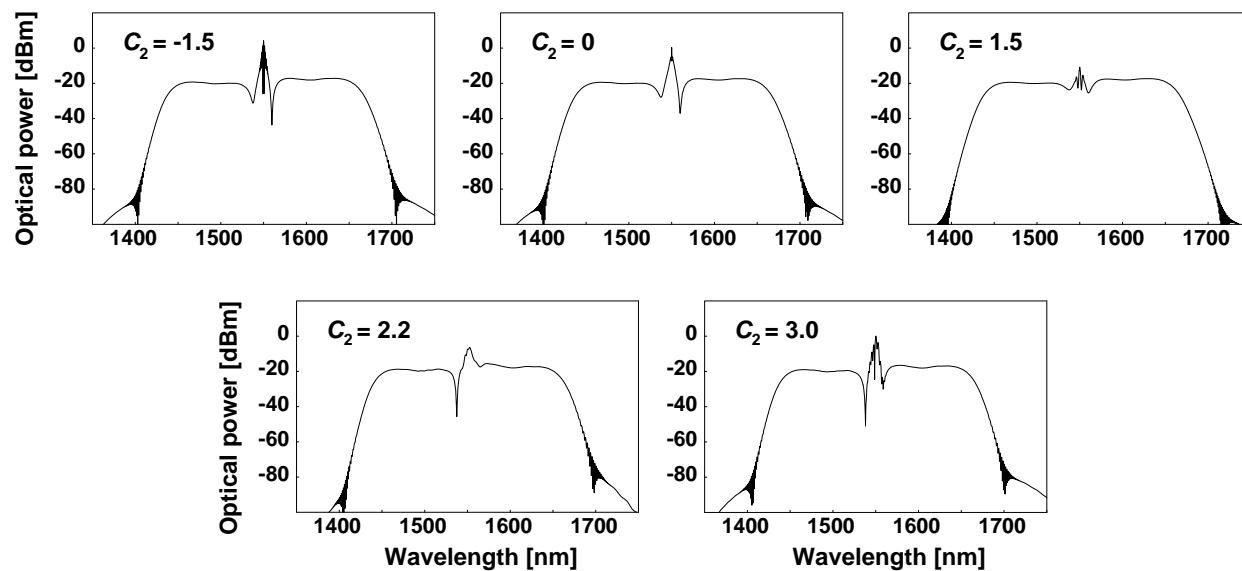


図 4.22: Raman 効果を含む場合の SC 強度スペクトルのチャープパラメータ依存性。図 4.20 の実線のグラフに対応する。

4.1.9 試作および評価

実際に分散減少・凸型分散型の SC ファイバを試作し、SC 光を発生させた [132]。

分散減少・凸型分散特性の波長分散特性は、多重クラッド構造 [159,160] の母材を作成し、これをファイバ径がテーパ状になるように線引き [152] することによって実現される。試作では、W 型の屈折率プロファイルにより凸型の $\lambda - D$ 特性を実現し、種光波長における入力端および出力端の分散値が各々正値および負値となるように線引きすることにより、所要の分散減少特性を有する SC ファイバを製作した。母材は VAD (Vapor phase Axial Deposition) 法により作成した。

図 4.23 は試作した分散減少・凸型分散型 SC ファイバの波長分散特性を表す。実線は入射端および出射端における $\lambda - D$ 特性の実測値を表す。入射端 $z = 0$ m では、波長 1614 nm において分散値の最大値 4.58 ps/(nm · km) を有し、出射端 $z = 630$ m では波長 1504 nm において最大値 -1.88 ps/(nm · km) を有する。破線は、ファイバの長手方向に対して分散値が直線的に変化していると仮定して推定された伝播距離 416 m における $\lambda - D$ 特性を表し、波長 1532 nm においてグラフの横軸と接する。分散湾曲係数 D_2 の値は一定ではなく入射端からの距離 z につれて減少し、 $L_0 = 416$ m における推定値は $D_2 = -2.7 \times 10^{-4}$ ps/(nm³ · km) である。入出力端の $\lambda - D$ 特性から、ピーク波長はピーク分散値 1 ps/(nm · km) の減少あたり平均で 17.8 nm 減少する。このように、試作した分散減少・凸型分散ファイバは理想化された SC ファイバとは異なり、§3.1.3 で示した SC ファイバ [146] のように $\lambda - D$ 特性のピーク波長および分散湾曲係数が長手方向に関して変化する波長分散特性を有する。

§3.1.3 で述べたように、実際の SC ファイバの場合も理想化された SC ファイバと同様の設計指針を適用することが可能である。すなわち、入射端における分散値 $D_0 = D(\lambda_0, 0)$ 、および $D(\lambda_0, L_0) = 0$ となる伝搬距

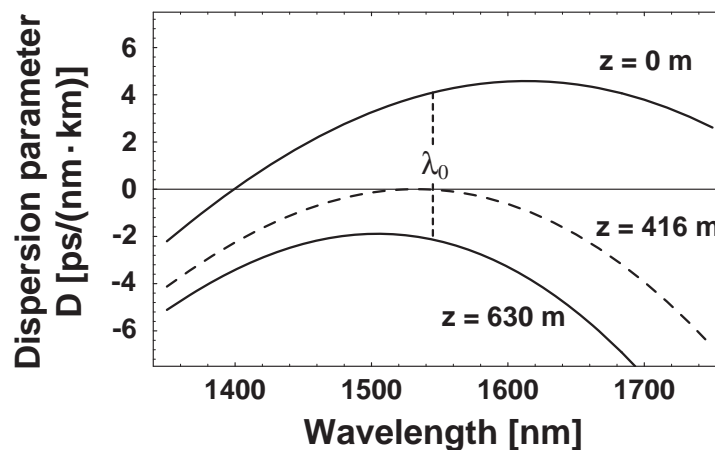


図 4.23: 試作した SC ファイバの $\lambda - D$ 特性。実線は入射端および出射端の実測結果、破線は入射端からの距離 416 m において推定された $\lambda - D$ 特性を表す。種光波長 $\lambda_0 = 1545$ nm において推定される特性ファイバ長 L_0 は 414 m、入射端分散値 D_0 は 4.1 ps/(nm · km)、 $z = L_0$ において推定される分散湾曲係数 D_2 は -2.7×10^{-4} ps/(nm³ · km)。

離 $z = L_0$ における分散湾曲係数 $D_2 = \frac{\partial^2 D}{\partial \lambda^2} |_{\lambda=\lambda_0, z=L_0}$ を用いて、SC 光発生のための条件を見積もることができる。種光波長 λ_0 は、特性ファイバ長における $\lambda - D$ 曲線 $D(\lambda, L_0)$ の推定ピーク波長の近傍の値に設定されることになる。したがって本試作ファイバの場合、 λ_0 は 1532 nm 近傍の値に設定すればよい。

ここで種光波長 λ_0 の設定方法についてもう少し詳しく検討しよう。図 4.24 は $\lambda - D$ 特性の分散値のピーク値が $1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 減少するにつれてピーク波長が 20 nm 小さくなる分散減少・凸型分散タイプ SC ファイバを用いた場合について計算された SC 光スペクトルである。(a) は種光波長 λ_0 が、 $z = L_0$ における $\lambda - D$ 曲線 $D(\lambda, L_0)$ のピーク波長 λ_{peak} と一致する場合、(b) は λ_0 を λ_{peak} に対して相対的に 10 nm 長波長側に設定した場合のスペクトルを示す。この結果が示すように、実際の SC ファイバ、すなわち $\lambda - D$ 特性のピーク波長が伝搬方向につれて短波長側にシフトする波長分散特性をもつ SC ファイバの場合は、種光波長 λ_0 を $z = L_0$ に

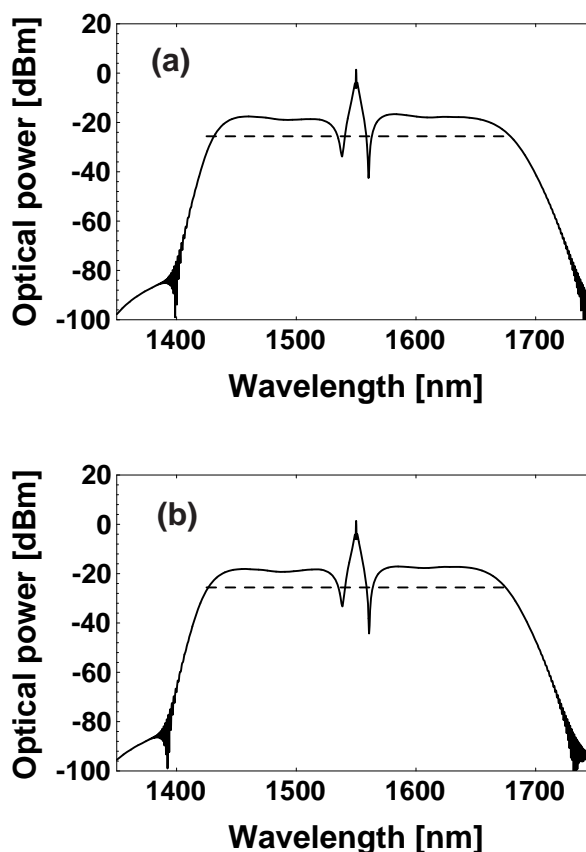


図 4.24: 分散値のピーク値 $1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ の減少に対して分散値のピーク波長が 20 nm 小さくなる SC ファイバを用いた場合について計算された SC 光スペクトル [132] (©2001 OSA)。 (a) $z = L_0$ でのピーク波長 λ_{peak} を種光波長 λ_0 と一致させた場合、すなわち $\lambda_0 = \lambda_{\text{peak}}$ 。 (b) $\lambda_0 = \lambda_{\text{peak}} + 10 \text{ nm}$ の場合。 SC ファイバは Raman 効果および損失を含まない。特性ファイバ長、入射端分散値および分散湾曲係数は各々 $L_0 = 600 \text{ m}$ 、 $D_0 = 6 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および $D_2 = -0.00015 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 。種光パルスの実効ピーク強度および半値全幅は各々 $\gamma P_0 = 5.84 \text{ km}^{-1}$ および $T_{\text{FWHM}} = 4 \text{ ps}$ 。

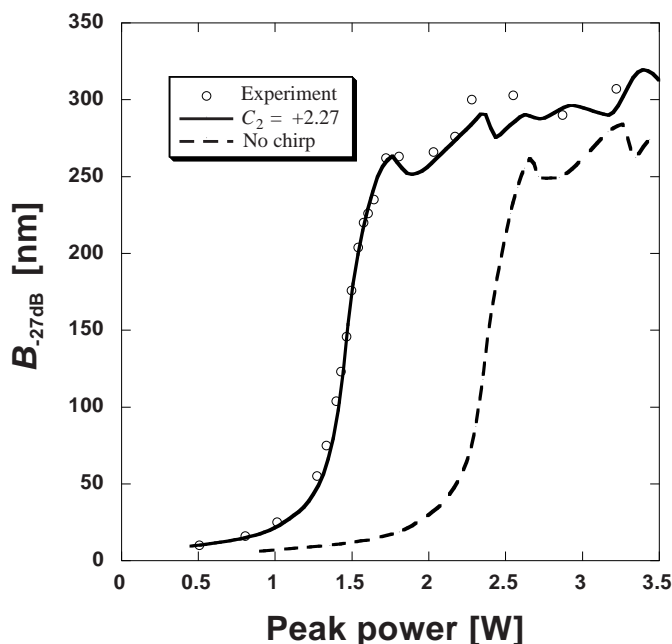


図 4.25: SC ファイバ出力光スペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ の種光パルスピーク強度 P_0 に対する依存性 [132] (©2001 OSA)。○: 実験結果。破線: 種光パルスがトランスフォームリミット (線形チャープパラメータ $C_2 = 0$) の場合の計算結果。実線: 線形チャープパラメータ $C_2 = +2.27$ を含めた場合の計算結果。

おける $\lambda - D$ 特性 $D(\lambda, L_0)$ のピーク波長 (試作ファイバでは 1532 nm) より長波長側に設定した方が SC 光スペクトルの平坦性が向上する。一般的には線引き時の製造誤差等の影響のため、 $z = L_0$ における $\lambda - D$ 曲線のピーク波長を正確に推定することは困難であるため、実際には観測される SC 光スペクトルが最適化されるように種光波長を調整することになる。

実験では、SC 光発生に用いる種光パルスは繰返し周波数 6.3 GHz の波長可変モード同期 Er^{3+} 添加ファイバリングレーザ [58] を用いて生成した。種光波長 λ_0 は 1545 nm で、SC ファイバの出力光スペクトルが対称かつ平坦になるように最適化された。特性ファイバ長 L_0 の推定値は 414 m である。 λ_0 で実測された入射端分散値 D_0 は 4.1 ps/(nm · km) である。入射端および出射端におけるモードフィールド直径は 6.33 μm である。非線形係数 γ は、種光波長およびモードフィールド直径から、3.43 $\text{km}^{-1}\text{W}^{-1}$ と算定される。前記レーザ光源の出力光は Er^{3+} 添加ファイバ増幅器を用いて増幅し、直線偏光状態で SC ファイバに入射された。SC ファイバ入力端における種光パルスの時間波形は、オートコリレータを用いた測定により sech 関数と推定され、半値全幅 T_{FWHM} は 4.5 ps と見積もられた。表 4.9 より、この T_{FWHM} に対応する規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.74$ から規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0\text{th}R} = 3.47$ が得られる。ただし、これは種光パルスがチャープを含まないと仮定した場合の値である。図 4.27 のスペクトログラムによる観測結果から、SC ファイバに入射される種光パルスにはほぼ線形なアップチャープが含まれることがわかる。SC 光発生に必要な種光パルスのピーク強度はこのチャープパラメータを知ることによって正確に見積もられる。表 2.2 に示したように、チャープのない sech パルスの

時間幅・周波数幅積 $T_{\text{FWHM}} \Delta\nu_0$ は 0.315 である。これに対し、種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} および測定された強度スペクトルの半値全幅 $\Delta\nu = 173$ GHz から算定された SC ファイバ入射端における時間幅・周波数幅積 $T_{\text{FWHM}} \Delta\nu$ は 0.781 となった。スペクトル幅 $\Delta\nu_0$ のトランスフォームリミットな Gaussian パルスが線形な周波数チャープを付与された場合、その時間幅・周波数幅積の関係は

$$T_{\text{FWHM}} \cdot \Delta\nu = T_{\text{FWHM}} \cdot \Delta\nu_0 \sqrt{1 + C_2^2} \quad (4.22)$$

で与えられる。この式から見積もられた種光パルスの線形チャープパラメータ C_2 の絶対値は 2.27 である³。

図 4.25 は、種光パルスのピーク強度に対する SC ファイバ出力光スペクトルの -27 dB 波長全幅 $B_{-27\text{dB}}$ を示す。種光パルスに測定された線形チャープパラメータ $C_2 = +2.27$ を付与した場合の計算結果を実線で表す。予想されるピーク強度閾値は 1.57 W である。比較のため、線形チャープパラメータ C_2 を 0 とした場合、すなわち種光パルスがトランスフォームリミットの場合の計算結果を破線で示す。白丸は試作した SC ファイバおよび種光パルスを用いた実験結果で、出力光スペクトルが平坦に広がったときの種光パルスのピーク強度は 1.64 W であった。このように SC 光発生のためのピーク強度の実験値と計算値は 5% 以内の誤差に収まった。

図 4.26 に試作した SC ファイバおよび種光パルスを用いて発生させた SC 光スペクトルを示す。種光パルスのスペクトルも併記した。SC 光スペクトルはスペクトルピーク値から -27 dB 以上のレベルで波長範囲 1429 nm から 1664 nm にわたって広がった。-27 dB 波長全幅は 235 nm である。スペクトルが平坦な領域における強度レベルは短波長側より長波長側の方が約 3 dB 高い。この結果は § 4.1.2 の Raman 効果ありの場合におけるシミュレーション結果と整合している。

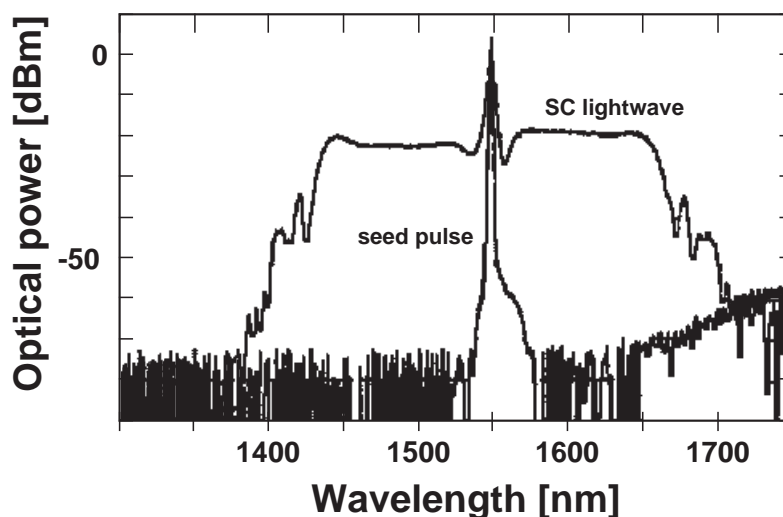


図 4.26: 図 4.23 の SC ファイバを用いて発生させた SC 光および種光パルスのスペクトル [132] (©2001 OSA)。種光パルスのピーク強度は 1.64 W。SC 光スペクトルの -27 dB 波長全幅は 235 nm。光スペクトルアナライザの波長分解能は 0.1 nm。

³ Gaussian パルスの場合の式を用いても十分な精度で近似できる。チャープを含む非 Gaussian パルスの Fourier 変換は一般に困難である [108]。

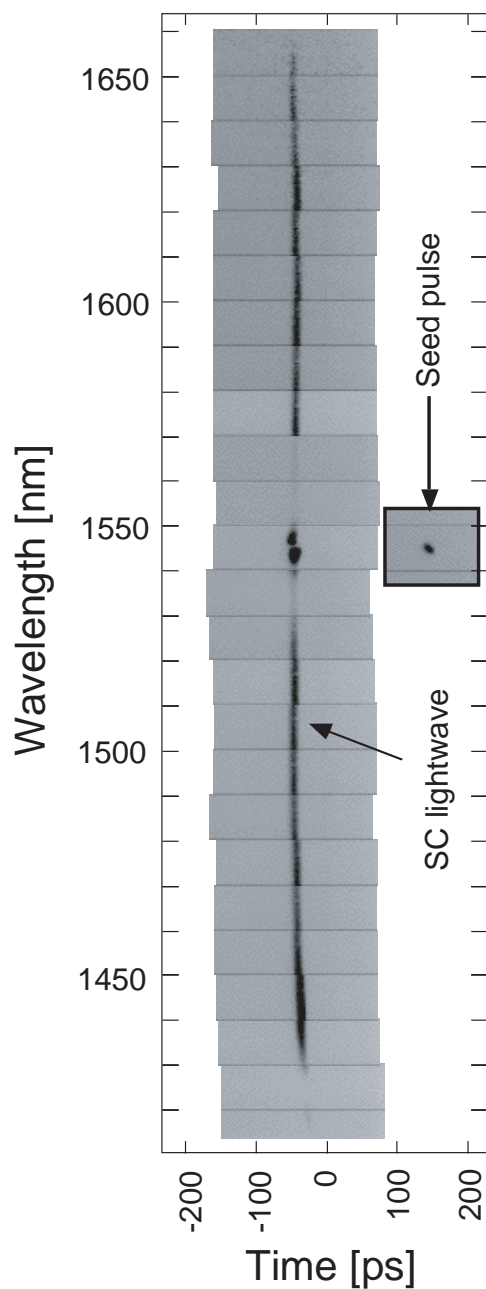


図 4.27: モノクロメータを前置したストリークカメラを用いて観測した図 4.26 のスペクトルに対応する SC 光および種光パルスの特クトログラム [132] (©2001 OSA)。

§3.1.2 で計算された特クトログラムはモノクロメータを前置したストリークカメラを用いて実験的に観測することができる。図 4.26 のスペクトルに対応する特クトログラムを図 4.27 に示す。 $z > L_0$ における伝搬長が過剰でない設計であるため、スペクトル全体にわたって時間チャープが小さい。併記された種光パルスにおいて、パルス前縁から後縁にかけて波長が減少（アップチャープ）していることが確認できる。

4.2 分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光源の設計

§3.2.4 で紹介したように、波長分散特性が分散一定・正常分散型の SC ファイバは、平坦性・平滑性において優れたスペクトルを発生可能である。このタイプのファイバを用いた SC 光発生については、すでに多くの研究結果が報告されている [50, 51, 75–79, 81–93, 154]。

分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光源の設計については Taccheo らがいくつもの検討結果を報告している。彼らは無次元のパラメータ $N = \sqrt{L_D/L_{NL}}$ および $\chi = z/L_D$ を導入し、最大スペクトル幅 B_{max} および B_{max} を得るためのファイバ長 $L_{f,opt}$ が各々 $\sqrt{\frac{\gamma P_0}{D_0}}$ および $\sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{D_0}}$ に比例することを明らかにした [90]。ここで、 L_D および L_{NL} は各々分散長および非線形長である [108]。分散湾曲係数 D_2 の影響については言及していない。さらに彼らは、SC 光スペクトルの種光パルス波形 (sech および Gaussian) に対する依存性について調査し、波形は平坦性に影響を及ぼさないことを示した。この他、彼らは当該ファイバによって発生された SC 光の雑音およびタイミングジッタ特性について考察している。

本節では既報の知見に関しては上記先行文献に譲り、前節での分散減少・凸型分散ファイバ型 SC ファイバの設計において成功を収めた規格化パラメータを分散一定・正常分散型の SC ファイバの場合に適用した場合について調査し、当該ファイバを用いた SC 光源の設計指針を明らかにする。

4.2.1 規格化パラメータ

§4.1.1 の分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様の手法を分散一定・正常分散ファイバに適用して、規格化パラメータを導こう。

波長分散特性が式 (3.7)

$$D(\lambda, z) = D_0 + \frac{D_2}{2}(\lambda - \lambda_{\text{peak}})^2$$

で表される分散一定・正常分散ファイバについて考える。種光波長 λ_0 はピーク分散波長 λ_{peak} と一致するように設定する。SC ファイバに Raman 効果および高次非線形因子を含めない場合、伝搬方程式は式 (2.79) の規格化された線形項 $B(\phi, \zeta)$ によって特徴づけられる。分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に、式 (3.7) を適用した $B(\phi, \zeta)$ を種光パルスの中心角周波数 $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ のまわりで規格化周波数 ϕ について多項式展開 (式 (4.1)) すると、2 次から 5 次までの伝搬係数 $\beta_n(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0})$ は

$$\begin{aligned}\beta_2(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0}) &= -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} D_0 \\ \beta_3(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0}) &= \frac{2\lambda_0^3}{(2\pi c)^2} D_0 \\ \beta_4(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0}) &= -\frac{\lambda_0^4}{(2\pi c)^3} [6D_0 + \lambda_0^2 D_2] \\ \beta_5(\omega_0, \frac{\zeta}{\gamma P_0}) &= \frac{12\lambda_0^5}{(2\pi c)^4} [2D_0 + \lambda_0^2 D_2]\end{aligned}\tag{4.23}$$

で与えられる。SC光スペクトルが種光波長 λ_0 周辺で広がり、かつ $|D_0| \ll |\lambda_0^2 D_2|$ であることから、分散一定・正常分散ファイバの場合の $B(\phi, \zeta)$ における支配的な項は

$$-\frac{1}{2} \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{D_0}{\gamma P_0 T_0^2} \phi^2 \quad (4.24)$$

および

$$-\frac{1}{24} \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \right)^3 \frac{D_2}{\gamma P_0 T_0^4} \phi^4 \quad (4.25)$$

と表され、分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様の式となる。

従って、分散一定・正常分散ファイバの場合の規格化パラメータは

$$\zeta = \gamma P_0 L \quad (4.26)$$

$$\Delta_0 = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{D_0}{\gamma P_0 T_0^2} \quad (4.27)$$

$$\Delta_2 = \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \right)^3 \frac{D_2}{\gamma P_0 T_0^4} \quad (4.28)$$

と表されると考えられる。ここで、 ζ 、 Δ_0 および Δ_2 は各々規格化ファイバ長、規格化分散値、規格化分散湾曲係数である。規格化ファイバ長 ζ の式 (4.26) において、分散減少・凸型分散ファイバの場合の特性ファイバ長 L_0 ではなくファイバ長 L が用いられていることに注意されたい。

種光パルスについては、規格化パルス幅 τ_0 は分散減少・凸型分散ファイバの式 (4.29) と同形の定義

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{1}{|D_0| L} T_0} = \frac{1}{\sqrt{-\Delta_0 \zeta}} \quad (4.29)$$

を用いる。分散減少・凸型分散ファイバの場合と異なり、入力端分散値 D_0 の絶対値が用いられていることに注意されたい。規格化ピーク強度 ρ_0 は式 (4.26) の規格化ファイバ長 ζ と同じ

$$\rho_0 = \gamma P_0 L \quad (4.30)$$

を用いる。

ここで、上記で導入した規格化パラメータと Taccheo らの無次元パラメータ N および χ [90] との関係を整理しよう。定義より、 N および χ は各々ソリトン次数および分散長で規格化された伝搬長と等しい [108]。これらは規格化パラメータ ζ および Δ_0 を用いて各々

$$\begin{aligned} N &= \sqrt{L_D / L_{NL}} = \frac{1}{\sqrt{\Delta_0}} \\ \chi &= L / L_D = \frac{\zeta}{\Delta_0} \end{aligned} \quad (4.31)$$

と表すことができる。ここで、 L_{NL} および L_D は各々非線形長および分散長である。これは、 N と χ によって得られた知見を ζ と Δ_0 を用いて活用することが可能であることを意味する。但し、後述するスケールリング則に適用するには N および χ だけでは不十分で、規格化分散湾曲係数 Δ_2 が必要となる。

波長-分散特性として式 (3.1) で与えられる $D_0(\lambda, z)$ の代わりに、角周波数 ω に対する $\omega - \beta_2$ 特性

$$\beta_2(\omega, z) = \beta_2 + \frac{\beta_4}{2}(\omega - \omega_{min})^2 \quad (4.32)$$

に対する規格化パラメータについて考えよう。ここで ω_{min} は $\omega - \beta_2$ 特性が最小となる角周波数で、分散値のピーク波長 λ_{peak} とは $\omega_{min} = \frac{2\pi c}{\lambda_{peak}}$ の関係にある。規格化ファイバ長 ζ は式 (4.26) によって、規格化入射端分散値 Δ_0 および規格化分散湾曲係数 Δ_2 は各々分散減少・凸型分散の場合と同じ式 (4.12) および (4.13) によって与えられる。式 (3.7) を用いる場合とは異なり、式 (4.32) による規格化パラメータは近似なしに導出される。すなわち、分散一定・正常分散ファイバの場合も、波長分散特性の式 (4.23) から導かれた式 (4.27) および (4.28) で与えられる規格化パラメータ Δ_0 および Δ_2 は、式 (4.32) から導出される Δ_0 および Δ_2 の近似式である。したがって当該ファイバの場合も、スケーリング則の有効性および適用限界を確認する必要がある。

4.2.2 スケーリング則

本節では、分散一定・正常分散ファイバの場合の SC 光発生についてスケーリング則の有効性について確認する。分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様、Raman 効果および高次非線形効果の影響について調査する。種光パルスの電界波形はチャープのない sech 波形で、SC ファイバは伝搬損失を含まないものとする。

Raman 効果を含めない場合

最初に、種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} が一定で、実効ピーク強度 γP_0 が異なる場合について調べる。

図 4.28 は同一の規格化パラメータセット、すなわち規格化ファイバ長 $\zeta = 310$ 、規格化分散値 $\Delta_0 = -0.00128$ および規格化分散湾曲係数 $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$ を用いて計算された SC 光スペクトルを示す。この規格化パラメータは § 3.2.4 のシミュレーション (図 3.28) における伝搬長 $L = 1000$ m での観測条件に対応する。計算には表 4.10 の実パラメータを使用した。規格化パルス幅は $\tau_0 = 1.59$ である。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子 $\frac{\Omega}{\omega_0}$ を含む場合および含まない場合に該当する。破直線はスペクトル幅測定の指標で、ピーク値から 10 dB 下の強度レベルを表す⁴。シミュレーション結果が示すように、分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に、種光パルスの時間幅が同一である条件下では厳密にスケーリング則が成り立つ。すなわち、異なる実パラメータを用いて同一の形状および帯域を有するスペクトルが得られる。本シミュレーションの条件下では、-10 dB 波長全幅 B_{-10dB} の値は高次非線形因子に依存せず、すべて 148 nm であった。

次に、同一の実効ピーク強度 γP_0 で半値全幅 T_{FWHM} が異なる場合について調べる。図 4.29 は表 4.11 の実パラメータを用いて計算された SC 光の強度スペクトルを示す。規格化パラメータセットは図 4.28 と同一である。グラフの横軸の範囲は T_{FWHM} に反比例していることに注意されたい。半値全幅 T_{FWHM} が小さくなるにつれて、高次非線形因子 $\frac{\Omega}{\omega_0}$ の影響が顕著となる。分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に、高次非線形因子が含まれる方がスペクトル広がり対称性は良好、すなわち -10 dB 波長全幅の測定点から種光波長までの

⁴ 分散一定・正常分散ファイバの場合は、文献 79 の場合と同様に、-10 dB 波長全幅 B_{-10dB} をスペクトル幅の指標として用いることとする。

波長差が小さい。本シミュレーションの条件下では平坦性の著しい劣化はみられず、-10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ の値は 0.7% 以下の誤差で半値全幅 T_{FWHM} に反比例する。

このように、分散一定・正常分散ファイバの場合も分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に、SC 光スペクトルの形状は規格化パラメータ ζ 、 Δ_0 および Δ_2 によって一意に決定される。

当該 SC 光発生方法においては、長いファイバ長 L にわたって分散値 D_0 の絶対値が小さい分散一定・正常分散ファイバが好適 [50, 51, 91, 154] だが、一般にそのような単一モードファイバは製造が難しい。しかしスケールリング則にしたがって、大きな実効ピーク強度 γP_0 を有する種光パルスを用いることにより、分散値の絶対値が比較的大きくかつ短尺のファイバを用いた場合においても、同等の特性を有する SC 光を発生することが可能となる。この場合、分散スロープ D_1 を含む波長分散に関するパラメータも同様に実効ピーク強度に反比例してスケールされるため、結果として SC ファイバの設計マージンが向上する。

表 4.10: Raman 効果を含めない場合の、図 4.28 のシミュレーションに用いた実パラメータ。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} を一定とした。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。同一の規格化パラメータセット ($\zeta = 310$ 、 $\Delta_0 = -0.00127$ および $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$) に対応。

	γP_0 [km ⁻¹]	T_{FWHM} [ps]	L [m]	D_0 [ps/(nm·km)]	D_2 [ps/(nm ³ ·km)]	$B_{-10\text{dB}}$ ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ あり) [nm]	$B_{-10\text{dB}}$ ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ なし) [nm]
(a)	155	1.0	2000	-0.05	-0.0001	148	148
(b)	310	1.0	1000	-0.10	-0.0002	148	148
(c)	620	1.0	500	-0.20	-0.0004	148	148

表 4.11: Raman 効果を含めない場合の、図 4.29 のシミュレーションに用いた実パラメータ。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 を一定とした。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。同一の規格化パラメータセット ($\zeta = 310$ 、 $\Delta_0 = -0.00127$ および $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$) に対応。

	γP_0 [km ⁻¹]	T_{FWHM} [ps]	L [m]	D_0 [ps/(nm·km)]	D_2 [ps/(nm ³ ·km)]	$B_{-10\text{dB}}$ ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ あり) [nm]	$B_{-10\text{dB}}$ ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ なし) [nm]
(a)	310	2.0	1000	-0.40	-0.0032	74.1	74.1
(b)	310	1.0	1000	-0.10	-0.0002	148	148
(c)	310	0.5	1000	-0.025	-1.25×10^{-5}	295	296
(d)	310	0.25	1000	-0.00625	-7.81×10^{-7}	588	592

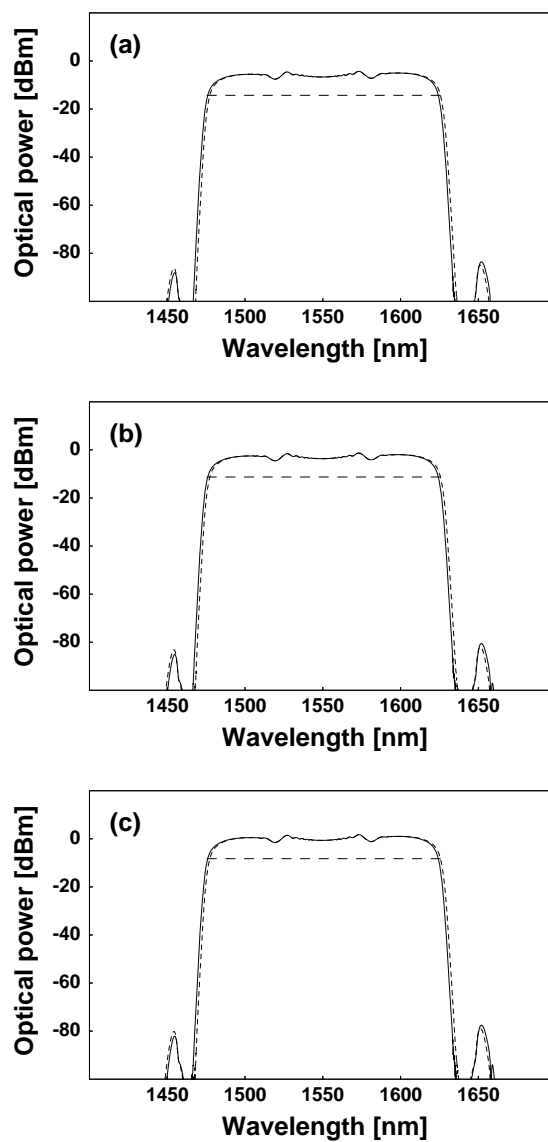


図 4.28: Raman 効果を含めない場合の、同一の規格化パラメータセット ($\zeta = 310$, $\Delta_0 = -0.00127$ および $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$) を用いて計算した SC ファイバの出力光の強度スペクトル。表 4.10 の実パラメータを用いた。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子を含む場合および含まない場合に対応する。種光パルスの電界波形はチャープのない sech。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。図中の破直線はスペクトル幅の指標のためのピーク値から 10 dB 下の強度レベルを表す。

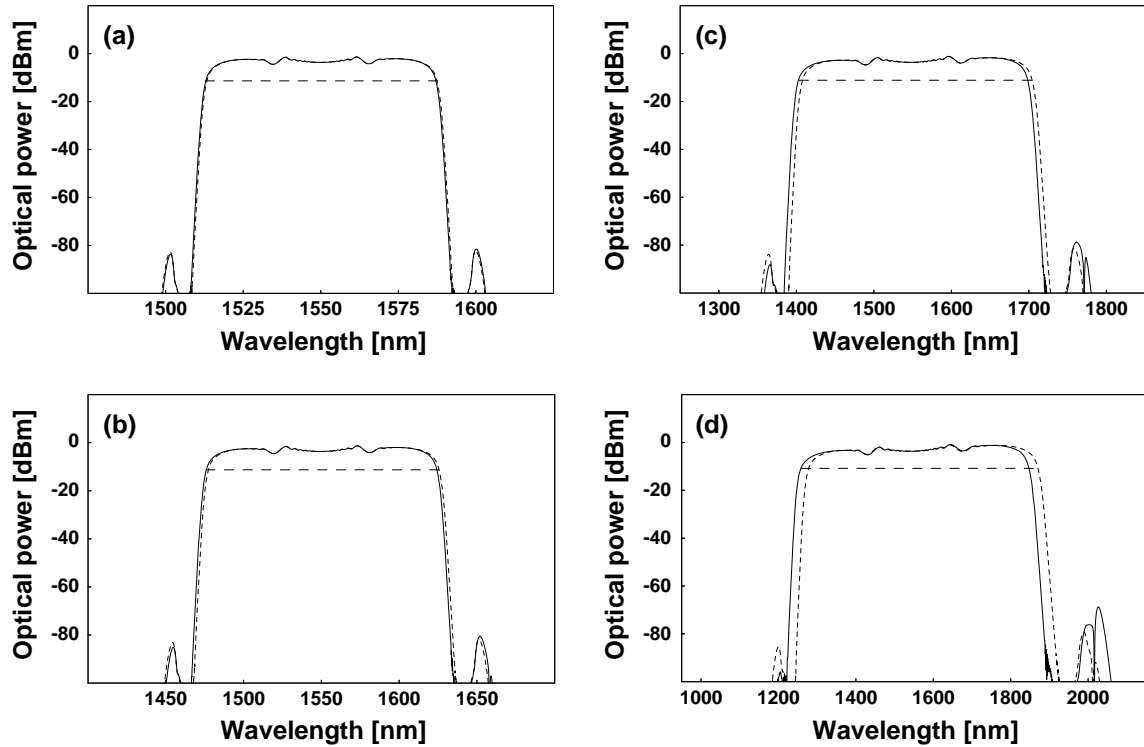


図 4.29: Raman 効果を含めない場合の、同一の規格化パラメータセット ($\zeta = 310$ 、 $\Delta_0 = -0.00127$ および $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$) を用いて計算した SC ファイバの出力光の強度スペクトル。表 4.11 の実パラメータを用いた。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子を含む場合および含まない場合に対応する。種光パルスの電界波形はチャープのない sech。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。図中の破線はスペクトル幅の指標のためのピーク値から 10 dB 下の強度レベルを表す。グラフの横軸の範囲は各々 T_{FWHM} に反比例していることに注意。

Raman 効果を含む場合

§ 4.1.2 で述べたように、Raman 効果の存在下では厳密にはスケーリング則は成立しない。本節では Raman 効果を含む場合におけるスケーリング則の有効性を調べる。計算には式 (2.43) の複素 Raman 感受率 $\tilde{R}(\Omega)$ を用いた。

前節と同様に、まず種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} が一定で実効ピーク強度 γP_0 が異なる場合について調べる。図 4.30 は、同一の規格化パラメータセット $\zeta = 310$ 、 $\Delta_0 = -0.00127$ および $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$ に対応し、かつ異なる実パラメータを用いて計算された SC ファイバ出力光の強度スペクトルを示す。表 4.12 は計算に用いた実パラメータで、Raman 効果なしの場合と同一である。Raman 利得領域と SC 光スペクトルとの対比のために、各 SC 光スペクトルの上方に複素 Raman 感受率 $\tilde{R}(\frac{2\pi c}{\lambda})$ の虚部を表示した。図 4.1 の Raman 効果を含めない場合と同様に、SC 光スペクトルの形状はすべて等しい。スペクトルの -10 dB 波長全幅 B_{-10dB}

はいずれも 160 nm で、Raman 効果のない場合と比較して約 8% 増加した。短波長側より長波長側の方がスペクトルの成長が大きい。この原因は分散減少・分散一定ファイバの場合と同様に、Raman 効果による自己増幅効果の結果と考えられる。

続いて、同一のピーク強度で半値全幅 T_{FWHM} が異なる実パラメータを用いて計算された SC 光の強度スペクトルを図 4.31 に示す。用いた規格化パラメータセットは図 4.30 の場合と同一である。図 4.29 の場合と同じく、グラフの横軸は T_{FWHM} に反比例する波長範囲で描かれている。分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様の理由 (§ 4.1.2 参照) で、高次非線形効果を含む場合の方がスペクトル広がり対称性が良い。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} が小さくなるにつれてスペクトル対称性は劣化し、高次非線形因子の影響が顕著になるが、分散減少・凸型分散ファイバの場合 (図 4.5) とは異なり、平坦性の著しい劣化は観測されなかった。これは § 4.2.3 で述べるように、当該発生条件はファイバ長に対する SC 光発生飽和領域に含まれるため、すなわちファイバ長に対するスペクトル形状の依存性が小さいためと考えられる。スペクトル幅は高次非線形因子を含む場合および含まない場合の両方とも 1% 以下の誤差で半値全幅に反比例した。

表 4.12: Raman 効果を含む場合の、図 4.30 のシミュレーションに用いた実パラメータ。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} を一定とした。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。同一の規格化パラメータセット ($\zeta = 310$ 、 $\Delta_0 = -0.00127$ および $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$) に対応。

	γP_0 [km ⁻¹]	T_{FWHM} [ps]	L [m]	D_0 [ps/(nm·km)]	D_2 [ps/(nm ³ ·km)]	B_{-10dB} ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ あり) [nm]	B_{-10dB} ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ なし) [nm]
(a)	155	1.0	2000	-0.05	-0.0001	160	160
(b)	310	1.0	1000	-0.10	-0.0002	160	160
(c)	620	1.0	500	-0.20	-0.0004	160	160

表 4.13: Raman 効果を含む場合の、図 4.31 のシミュレーションに用いた実パラメータ。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 を一定とした。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。同一の規格化パラメータセット ($\zeta = 310$ 、 $\Delta_0 = -0.00127$ および $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$) に対応。

	γP_0 [km ⁻¹]	T_{FWHM} [ps]	L [m]	D_0 [ps/(nm·km)]	D_2 [ps/(nm ³ ·km)]	B_{-10dB} ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ あり) [nm]	B_{-10dB} ($\frac{\Omega}{\omega_0}$ なし) [nm]
(a)	310	2.0	1000	-0.40	-0.0032	80.0	80.0
(b)	310	1.0	1000	-0.10	-0.0002	160	160
(c)	310	0.5	1000	-0.025	-1.25×10^{-5}	317	318
(d)	310	0.25	1000	-0.00625	-7.81×10^{-7}	634	641

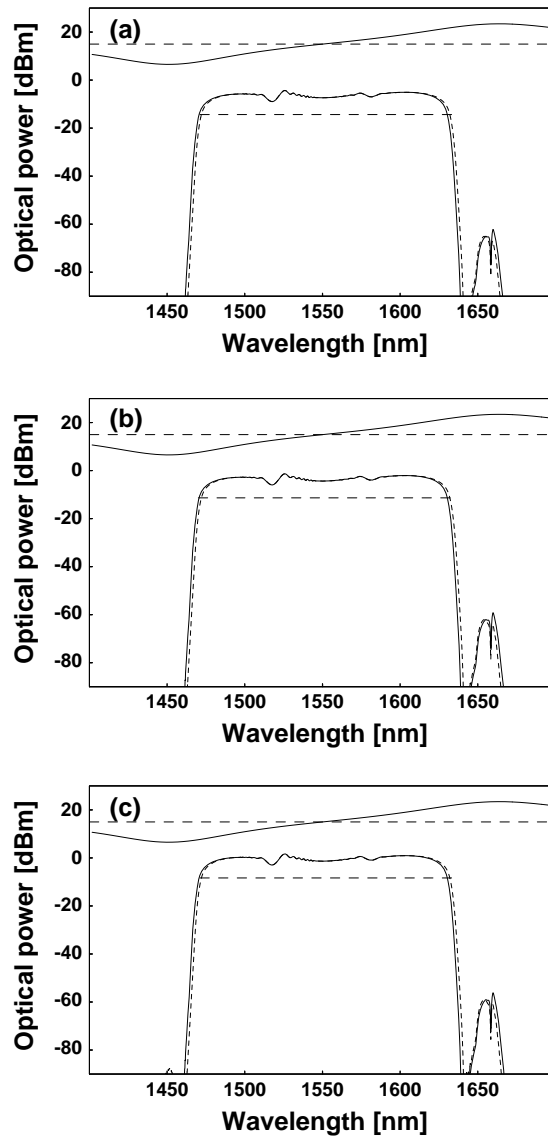


図 4.30: Raman 効果を含む場合の、同一の規格化パラメータ ($\zeta = 310$ 、 $\Delta_0 = -0.00127$ および $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$) を用いて計算した SC ファイバの出力光の強度スペクトル。表 4.12 の実パラメータに対応。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子を含む場合および含まない場合に対応する。種光パルスの電界波形はチャープのない sech。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。図中の破直線はスペクトル幅の指標のためのピーク値から 10 dB 下の強度レベルを表す。各スペクトルの上方に複素 Raman 感受率の虚部を表示した。

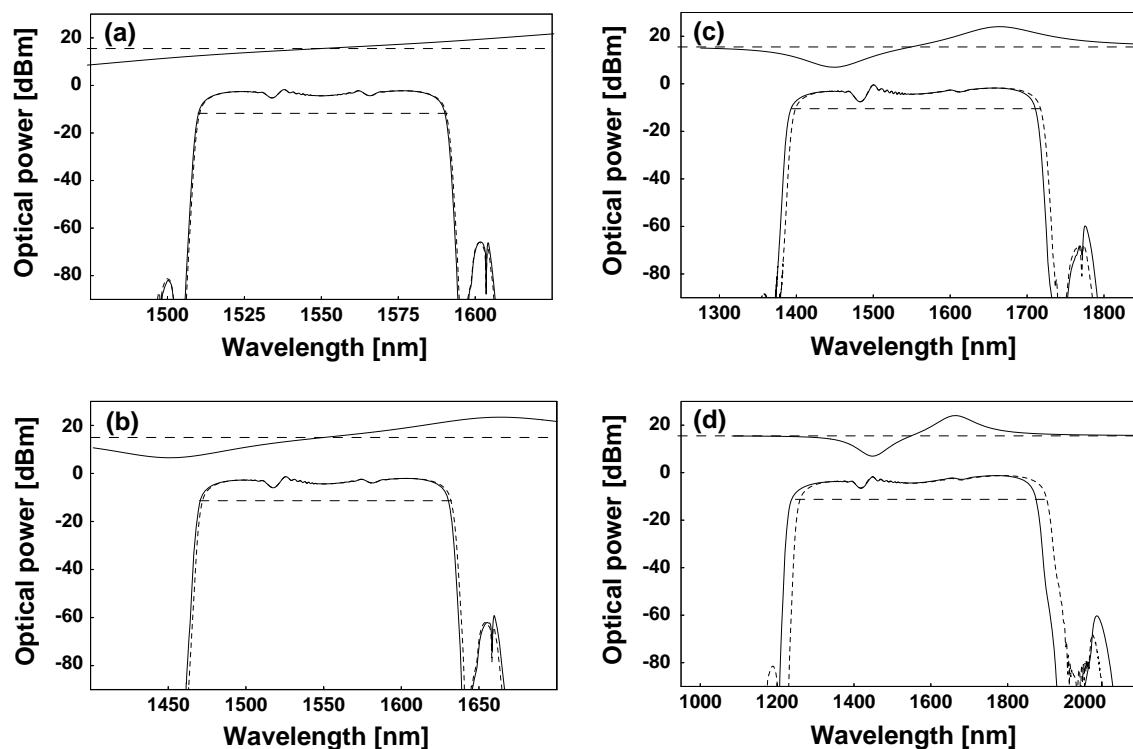


図 4.31: Raman 効果を含む場合の、同一の規格化パラメータセット ($\zeta = 310$, $\Delta_0 = -0.00127$ および $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$) を用いて計算した SC ファイバの出力光の強度スペクトル。表 4.13 の実パラメータに対応。実線および破線で描かれたスペクトルは各々高次非線形因子を含む場合および含まない場合に対応する。種光パルスの電界波形はチャープのない sech。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。図中の破線はスペクトル幅の指標のためのピーク値から 10 dB 下の強度レベルを表す。各スペクトルの上方に複素 Raman 感受率の虚部を表示した。グラフの横軸の範囲は各々 T_{FWHM} に反比例していることに注意。

4.2.3 SC 光スペクトルに影響を与える要因

本節では、分散一定・正常分散ファイバによる SC 光のスペクトル形状および平坦性に影響する要因について専ら定性的に分析する。§4.1.3 で述べたように分散減少・凸型分散ファイバの場合、分散湾曲係数は SC 光スペクトルの平坦化条件にはほとんど影響しない。これによって、主要なパラメータが分散湾曲係数を除いた 2 つに限定されたため、SC 光発生条件の見通しが良くなり、 $\Delta_0 - \zeta$ マップや $\tau_0 - \rho_0$ マップのような有用な設計ツールが得られた。したがって、分散一定・正常分散ファイバの場合も、あらかじめ各パラメータのスペクトル形状および平坦性に及ぼす影響について把握しておくことは、設計指針を策定する上で重要と考えられる。

ファイバ長

図 4.32 に SC ファイバの規格化ファイバ長 ζ に対する、SC ファイバ出力光スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ の依存性を示す。計算に用いた種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 は 310 km^{-1} 、半値全幅 T_{FWHM} は 1 ps、シミュレーションに用いた SC ファイバの規格化分散値は $\Delta_0 = -0.000128$ 、 -0.00128 および -0.0128 で、各々実パラメータ $D_0 = -0.01 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、 $-0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および $-1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ に対応する。SC ファイバの分散湾曲係数 D_2 は $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ で、対応する規格化分散湾曲係数 Δ_2 は -1.29×10^{-5} である。いずれの Δ_0 の場合についても、伝搬初期においてスペクトル幅は ζ に対して急激に増大する。グラフのキंकは、-10 dB 波長全幅の測定が自己位相変調の第 1 段階に起因するスペクトル広がりから第 2 段階⁵ に

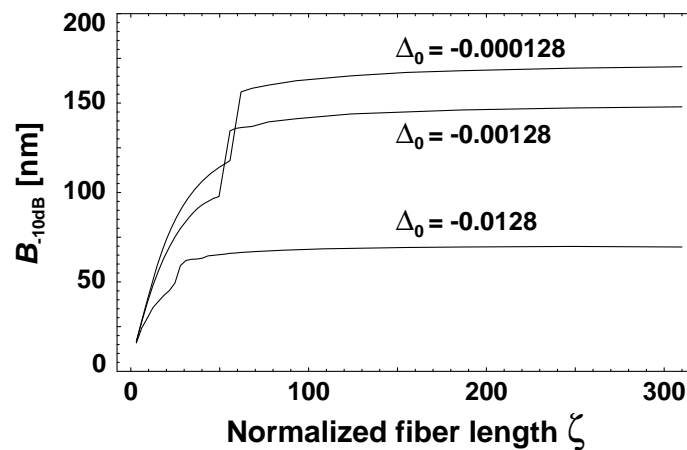


図 4.32: 規格化ファイバ長 ζ に対する SC ファイバ出力光スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ の依存性。SC ファイバの規格化分散値 (分散値) は $\Delta_0 = -0.000127$ ($D_0 = -0.01 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$)、 $\Delta_0 = -0.00127$ ($D_0 = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$) および $\Delta_0 = -0.0127$ ($D_0 = -1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$)。分散湾曲係数 D_2 は $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 。規格化分散湾曲係数 Δ_2 は -1.29×10^{-5} 。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 および時間幅 (半値全幅) T_{FWHM} は各々 310 km^{-1} および 1 ps。SC ファイバは Raman 効果および伝搬損失を含まない。

⁵ 以後、自己位相変調の第 1 段階および第 2 段階を、各々第 1 自己位相変調および第 2 自己位相変調と呼ぶ。

起因するスペクトル広がり測定へと移行する変り目に対応する（図 4.57 参照）。 ζ が大きい領域ではスペクトル幅は飽和的特性を示し、ほとんど増加しない。これは、飽和領域に入って十分伝搬した後では SC 光全体が分散性波動に遷移し、スペクトルの形状が変化しなくなったためである。したがって、ファイバ長が飽和領域に対して十分長い条件においては、ファイバ長はスペクトルに影響を与える要因から除外可能である。

分散値

正常分散・分散一定ファイバを用いる場合は、一般的に式 (3.7) における分散値 D_0 の絶対値が零に近い方がスペクトルは大きく広がる。しかし以下で明らかにするように、 $|D_0|$ が零に近ければ近いほど好条件というわけではなく、 $|D_0|$ が過小な条件ではスペクトルの中央に陥没が生じ、かえって平坦性が劣化する場合がある。

図 4.33 に分散値に対する SC 光スペクトルの依存性を示す。分散値以外の発生条件は SC 光発生条件は図 3.28 と同一で種光パルスの実効ピーク強度 $\gamma P_0 = 310 \text{ km}^{-1}$ は半値全幅 $T_{\text{FWHM}} = 1.0 \text{ ps}$ である。ファイバ長 $L = 1000 \text{ m}$ 、分散湾曲係数 $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ で、各々規格化ファイバ長 $\zeta = 310$ 、規格化分散湾曲係数 $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$ に対応する。分散値 D_0 の値は (a) $-0.05 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、(b) $-0.01 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および (c) $-0.001 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ で、各々規格化分散値 $\Delta_0 = -0.000635$ 、 -0.000127 および -0.0000127 に対応する。図に示すように、 D_0 が $0 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ に近づくとつれてスペクトル中央が窪んで平坦性が失われる。窪みの深さ、すなわち強度スペクトルの最大レベルから中心波長でのレベル差は (a) 4.84 dB、(b) 11.0 dB および (c) 13.6 dB である。(c) の窪みの深さの値は、分散値 D_0 が $0 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ の場合の 13.9 dB とほぼ等しく、両者のスペクトルの形状もほとんど等しい。なお図 3.28 に示した $D_0 = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ ($\Delta_0 = -0.00127$) の場合は 2.37 dB である。このように分散一定・正常分散ファイバであっても、スペクトルが平坦にならない条件が存在する。

スペクトルの陥没の原因について考える。図 4.34 は SC ファイバのファイバ長 $L = 250 \text{ m}$ 、分散値 $D_0 = -0.01 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、実効ピーク強度 $\gamma P_0 = 310 \text{ km}^{-1}$ 、半値全幅 $T_{\text{FWHM}} = 1.0 \text{ ps}$ に対応する強度スペクトル、強度波形およびスペクトログラムで、図 4.33(b) の SC 光発生における伝搬長 250 m (規格化ファイバ長 $\zeta = 77.5$) での観測に対応する。スペクトログラムの観測から、時間波形の中心において瞬時周波数の急激な変化が起きていることがわかる。これは、分散湾曲係数 D_2 による時間チャープと第 1 自己位相変調による周波数チャープが同時に進行するためである。この結果、スペクトログラムの変曲点となるスペクトルの中央部のエネルギーが減少し窪みが生じたと考えられる。

後述のように、窪みは分散値だけではなく分散湾曲係数および種光パルスのピーク強度にも依存する。

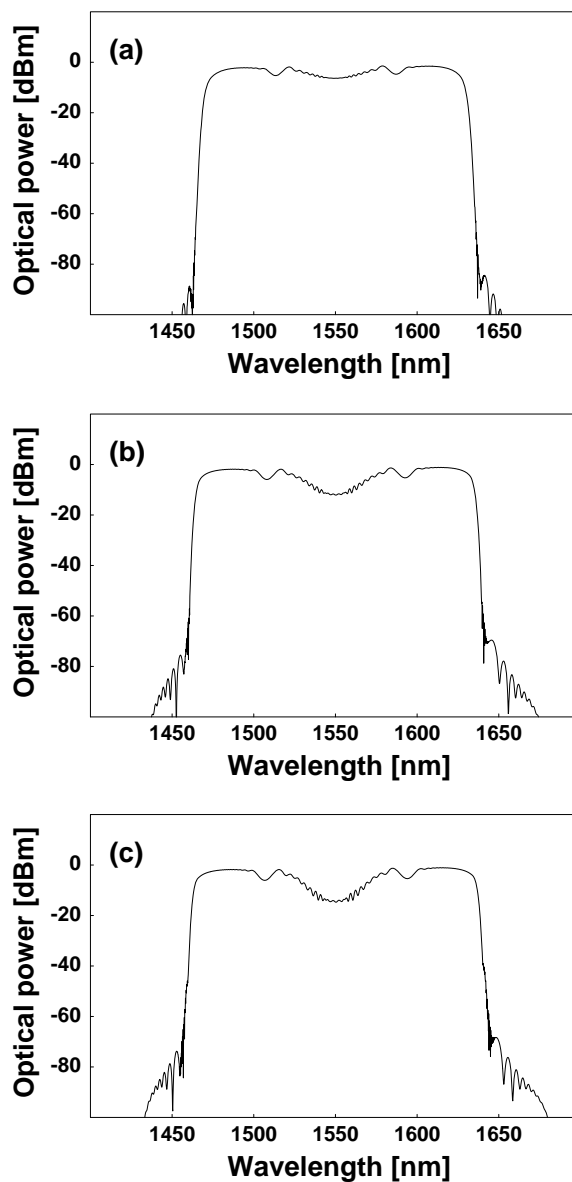


図 4.33: 正常分散ファイバで平坦性が失われる条件下における SC 光発生。種光パルスの実効ピーク強度 $\gamma P_0 = 310 \text{ km}^{-1}$ は半値全幅 $T_{\text{FWHM}} = 1.0 \text{ ps}$ 。ファイバ長 $L = 1000 \text{ m}$ 、分散湾曲係数 $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ で、各々規格化ファイバ長 $\zeta = 310$ 、規格化分散湾曲係数 $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$ に対応。分散値 D_0 は (a) $-0.05 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、(b) $-0.01 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および (c) $-0.001 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ で、各々規格化分散値 $\Delta_0 = -0.000635$ 、 -0.000127 および -0.0000127 に対応。Raman 効果および SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

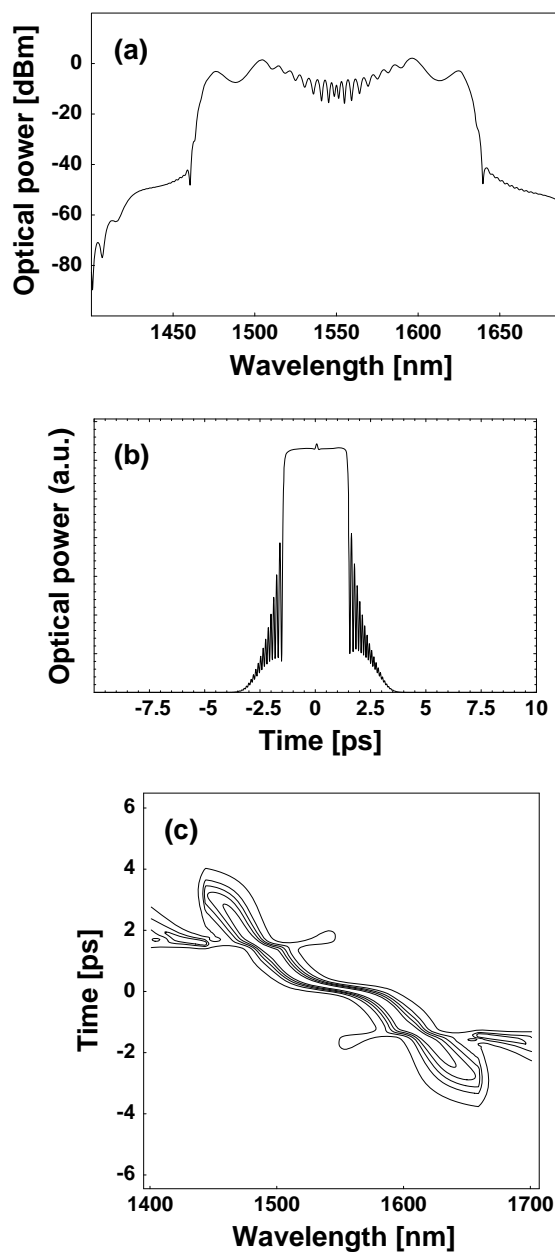


図 4.34: 正常分散ファイバで平坦性が失われる条件下における SC 光発生。(a) 強度スペクトル、(b) 強度波形、(c) スペクトログラム。発生条件は図 4.33(b) の伝搬長 250 m (規格化ファイバ長 $\zeta = 77.5$) に対応。

分散湾曲係数

図 4.35 に SC ファイバの分散湾曲係数 D_2 に対する SC ファイバ出力光スペクトルの依存性を示す。計算に用いた種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 は 310 km^{-1} 、半値全幅 T_{FWHM} は 1 ps である。SC ファイバは条長 $L = 1000 \text{ m}$ 、分散値 $D_0 = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ で、各々規格化ファイバ長 $\zeta = 310$ 、規格化分散値 $\Delta_0 = -0.00128$ に対応する。分散湾曲係数 D_2 の値は (a) $0 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、(b) $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ および (c) $-0.01 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ の場合、各々規格化分散湾曲係数 $\Delta_2 = 0$ 、 -2.69×10^{-6} および -1.35×10^{-4} に対応する。 D_2 が $0 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ の場合、スペクトル幅は最も大きくなる。 $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ の場合は、 $D_2 = 0 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ の場合より矩形で平坦性が優れたスペクトルとなる。この理由は以下のように説明される： D_2 の絶対値が大きくなると、中心波長 λ_0 から離れるにつれて分散値 $D(\lambda, z)$ の絶対値が大きくなるため、第 2 自己位相変調で広がるスペクトル成分の分散性波動への遷移が促進される。このためスペクトルの広がりには制限されるが、遷移によるエネルギーの集積によって矩形化および平坦化が促進される。 D_2 の絶対値がさらに大きい $-0.01 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ の場合、図 4.33 で観測されたのと同様のスペクトルの陥没が発生する。これは D_2 の絶対値を大きくすることは、(b) の平坦なスペクトルの発生条件において D_0 を零に近づけた場合（図 4.34(b)）と同様の効果があることを示している。別の言い方をすると、図 4.34 で述べたスペクトルの陥没現象における分散値 D_0 を零に近づけることによる影響は、分散湾曲係数 D_2 の絶対値を増大させることによる影響と等価であることを示している。

このように分散一定・正常分散ファイバの場合、分散湾曲係数 D_2 は出力スペクトルの幅のみならず、スペクトルの形状、特に平坦性に大きな影響を与える。 D_2 の絶対値が過小な場合、スペクトルの平坦化が促進されない。 D_2 の絶対値が（分散値 D_0 に対して）過大な場合、スペクトルの陥没が起きる。これは分散減少・凸型分散ファイバの場合、分散湾曲係数 D_2 はスペクトル幅のみに影響し、SC 光スペクトルの形状および平坦性にほとんど影響しないのとは大きな違いである。

ピーク強度

図 4.36 に種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 に対する SC ファイバ出力光スペクトルの変化を示す。計算に用いた SC ファイバの条長は 1000 m 、分散値 D_0 および分散湾曲係数 D_2 は各々 $-0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ である。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 1 ps で、規格化パルス幅 τ_0 は 1.59 となる。実効ピーク強度 γP_0 は (a) 62.0 m^{-1} 、(b) 217 m^{-1} 、(c) 775 m^{-1} で、これらに対する規格化ピーク強度 ρ_0 は各々 62.0 、 217 および 775 となる。図に示されるように、ピーク強度の増大につれてスペクトル幅が拡大する。これは、規格化分散値 Δ_0 および規格化分散湾曲係数 Δ_2 がピーク強度の増大につれて反比例的に零に近づくことで説明される。スペクトル幅の拡大に加えて、スペクトルの形状は凸型から凹型へと変化する。これは、ピーク強度の増大につれて、非線形波動から分散性波動への遷移によって集積される第 2 自己位相変調のスペクトル成分のエネルギーが大きくなるためと考えられる。以上の結果は、SC 光スペクトル形状の最適化にはピーク強度の最適化が不可欠であることを示している。

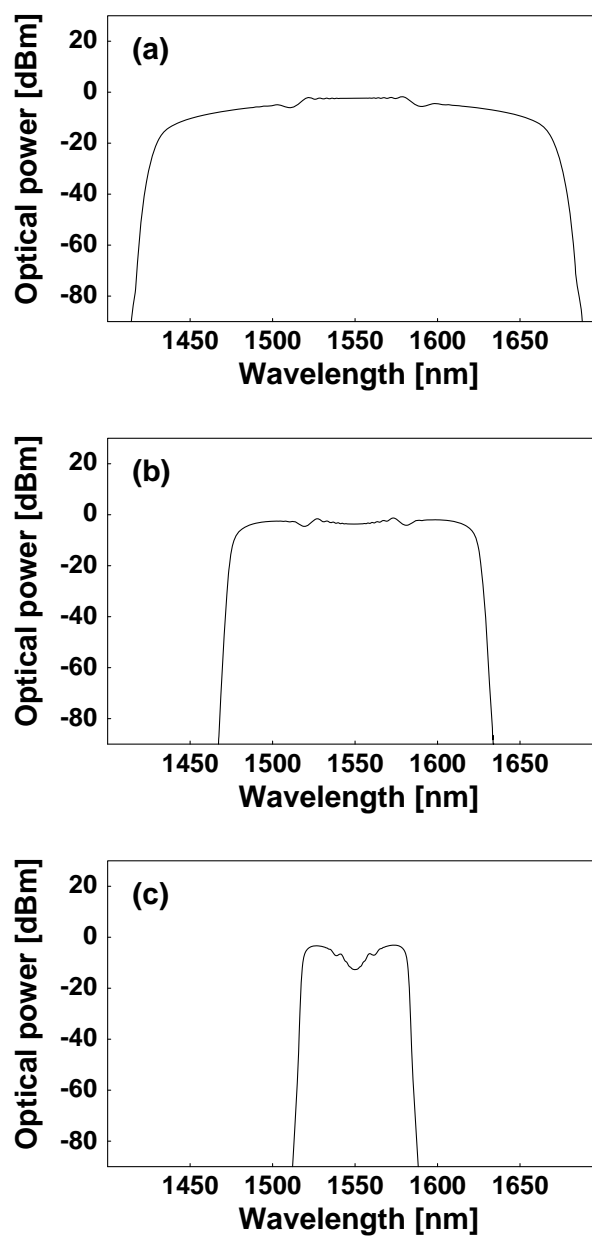


図 4.35: 分散湾曲係数 D_2 に対する SC ファイバ出力光スペクトルの関係。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 は 310 km^{-1} 、半値全幅 T_{FWHM} は 1.0 ps 。SC ファイバのファイバ長 L は 1000 m 、分散値 D_0 は $-0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 、対応する規格化ファイバ長 $\zeta = 310$ 、規格化分散値 $\Delta_0 = -0.00128$ 。分散湾曲係数 D_2 (規格化分散湾曲係数 Δ_2) の値は、(a) $D_2 = 0 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ ($\Delta_2 = 0$)、(b) $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ ($\Delta_2 = -2.69 \times 10^{-6}$)、(c) $D_2 = -0.01 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ ($\Delta_2 = -1.35 \times 10^{-4}$)。SC ファイバは Raman 効果および伝搬損失を含まない。

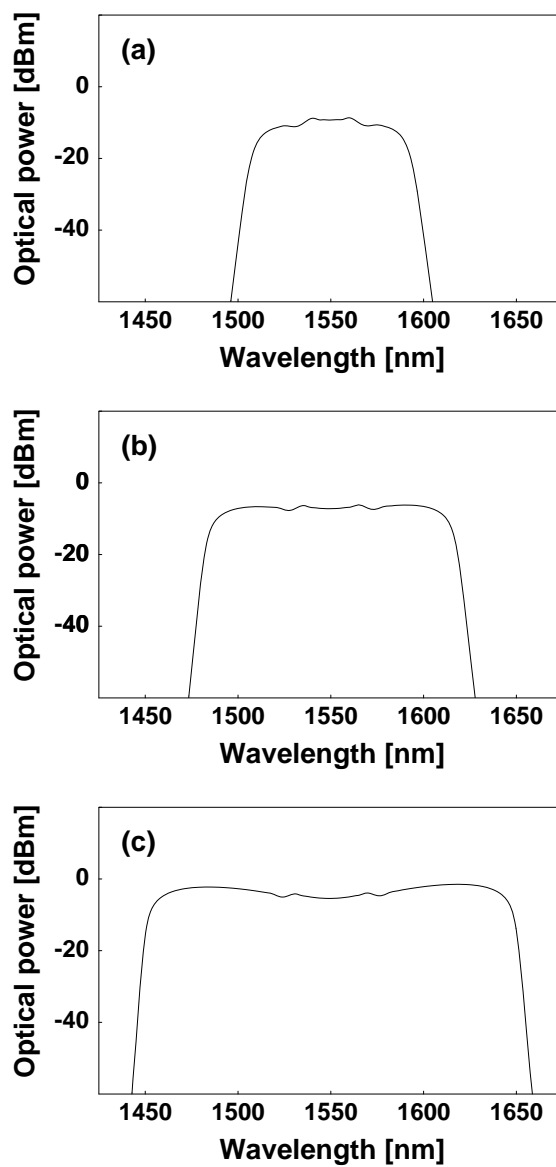


図 4.36: 種光パルスの規格化ピーク強度 ρ_0 に対する SC ファイバ出力光スペクトルの関係。SC ファイバの条長は 1000 m、分散値 D_0 および分散湾曲係数 D_2 は各々 -0.1 ps/(nm \cdot km) および -0.0002 ps/(nm 3 \cdot km)。種光パルスの規格化パルス幅 τ_0 は 1.59。規格化ピーク強度 ρ_0 は (a) 62.0、(b) 217、(c) 775。SC ファイバは Raman 効果および伝搬損失を含まない。

パルス幅

図 4.37 に種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} に対する SC ファイバ出力光スペクトルの変化を示す。計算に用いた SC ファイバの糸長は 1000 m、分散値 D_0 および分散湾曲係数 D_2 は各々 $-0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ である。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 は 217 km^{-1} で、規格化ピーク強度 ρ_0 は 217 となる。半値全幅 T_{FWHM} は (a) 0.2 ps、(b) 0.5 ps、(c) 2.0 ps で、これらは各々規格化パルス幅 τ_0 が 0.318、0.794 および 3.18 の場合に対応する。比較のため、種光パルスの強度スペクトルを破線で併示する。

図より、 τ_0 が小さいほどスペクトルの平坦性・平滑性が向上し、 τ_0 が大きくなるにつれて劣化することが示される。 τ_0 が大きい場合は、スペクトル中央部の第 1 自己位相変調による領域とスペクトル外縁部の第 2 自己位相変調による領域との判別が容易で、後者と比べて前者の方が広い。(a) の $\tau_0 = 0.318$ の場合では、第 1 自己位相変調の領域と第 2 自己位相変調の領域はシームレスにつながり、平滑性の優れた SC 光スペクトルが得られる。このようなスペクトルが得られるメカニズムおよび条件については § 4.2.4 にて議論する。以上のように、規格化パルス幅 τ_0 は SC 光スペクトルの平坦性・平滑性に関わる。

規格化分散値 Δ_0 および規格化分散湾曲係数 Δ_2 は T_{FWHM} の増大につれて反比例的に零に近づくが、スペクトルの -10dB 波長全幅は (a) 131 nm、(b) 128 nm、(c) 120 nm でピーク強度を変化させた場合のような大きな依存性を示さない。これは § 4.2.2 で述べたように、 T_{FWHM} の増大につれてスペクトルの横軸に対応する波長スケールが反比例的に小さくなり、種光スペクトルの増倍率と打ち消し合うためと考えられる。

スペクトルに影響する要因のまとめ

前節までの議論より明らかになった分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における SC ファイバおよび種光パルスパラメータの与える影響は以下のとおりである：

- ファイバ長 L は飽和領域、すなわち第 2 自己位相変調過程に達し、かつ SC 光スペクトルの変化が十分小さくなる伝搬長で用いれば考慮しなくともよい。
- 与えられた分散値 D_0 に対して、スペクトルを最も平坦にする分散湾曲係数 D_2 が存在する。
- 種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 はスペクトルの幅および平坦性に影響する。
- 種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} はスペクトルの平坦性および平滑性に影響する。
- § 4.2.4 で述べるように、種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} は Raman 効果によるスペクトル形状の劣化に関係する。

以上の結果より、分散一定・正常分散ファイバによる SC 光源の設計上考慮すべきパラメータは SC ファイバの波長分散、種光パルスのピーク強度およびパルス幅であることが明らかになった。したがって、当該 SC 光源の設計は、所要のスペクトル幅または平坦性を最適化する 3 つのパラメータ、すなわち規格化ピーク強度 ρ_0 、規格化パルス幅 τ_0 および規格化分散湾曲係数 Δ_2 を求めることに帰着される。これは SC 光源の設計では、 Δ_2 または分散湾曲係数 D_2 に依存する $\tau_0 - \rho_0$ マップが中心的役割を果たすことを意味する。

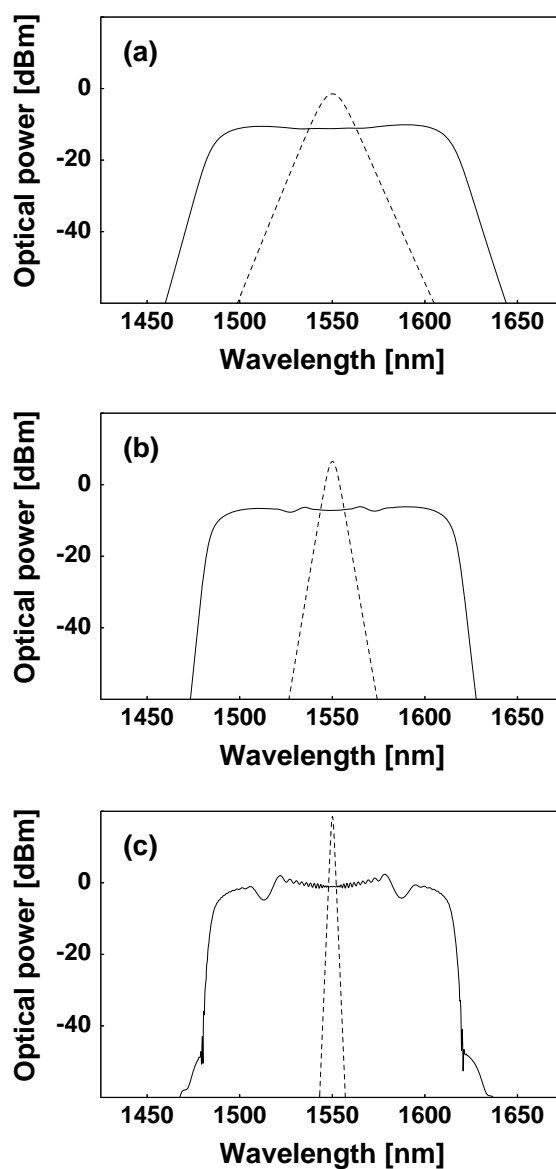


図 4.37: 種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} に対する SC ファイバ出力光スペクトルの関係。破線は種光パルスの強度スペクトルを表す。SC ファイバの条長 L は 1000 m、分散値 D_0 および分散湾曲係数 D_2 は各々 $-0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ および $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ である。種光パルスの規格化ピーク強度 ρ_0 は 217。規格化パルス幅 τ_0 は (a) 0.318、(b) 0.794、(c) 3.18。SC ファイバは Raman 効果および伝搬損失を含まない。

以下の節では § 4.2.1 の規格化パラメータを用いて分散一定・正常分散ファイバによる SC 光発生条件について定量的に明らかにする。

4.2.4 $\tau_0 - \rho_0$ マップ

分散減少・凸型分散ファイバの場合と異なり、分散一定・正常分散ファイバの場合はスペクトルの形状が分散湾曲係数 D_2 に大きく依存するので、 D_2 に応じて $\tau_0 - \rho_0$ マップも異なったものとなる。本節では、与えられた分散一定・正常分散型の SC ファイバについて、想定される分散湾曲係数 D_2 の範囲について $\tau_0 - \rho_0$ マップを提示する。分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に、規格化分散湾曲係数 Δ_2 を用いると、マップ中では横軸の値 τ_0 につれて T_{FWHM} だけでなく Δ_2 も変化し見通しが悪くなるため、規格化パラメータ Δ_2 ではなく実パラメータ D_2 を用いて整理する。

種光パルスの電界波形にはチャープのない sech 関数を用い、SC ファイバは損失を含まないものとする。

Raman 効果を含めない場合

図 4.38、4.39 および 4.40 に Raman 効果を含めない場合のスペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を等高線図の値とした $\tau_0 - \rho_0$ マップを示す。計算に用いた分散湾曲係数 D_2 は、W 型屈折率分散構造の単一モード光ファイバにおける典型値を中心として上下 1 桁の範囲、すなわち図 4.38 では $-0.00002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、図 4.39 では $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、図 4.40 では $-0.002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ が用いられた。破線は SC ファイバ出力光スペクトルの -10 dB 波長全幅が測定されるポイントが自己位相変調の第 1 段階から第 2 段階に移行する境界として定義される閾値曲線を表す。この閾値の意味を図 4.41 を用いて説明する。図のスペクトルは図 4.39 の $\tau_0 - \rho_0$ マップにおける規格化パルス幅 $\tau_0 = 3.97$ に対する規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th} = 77.5$ の前後で観測された SC ファイバの出力光スペクトルで、(a) は規格化ピーク強度 $\rho_0 = 62$ 、(b) は $\rho_0 = 124$ に対応する。図の破直線で表される -10 dB 波長全幅の測定ポイントが示すように、閾値曲線以下では第 1 自己位相変調過程で成長したスペクトル広がり測定され、閾値曲線以上の領域は第 2 自己位相変調過程で成長したスペクトル広がり測定されていることがわかる。なお、分散減少・凸型分散ファイバの場合とは異なり、分散一定・正常分散ファイバにおける閾値はスペクトルが最も平坦になる条件ではないことに注意されたい。

与えられた SC ファイバの出力光のスペクトル幅 (-10 dB 波長全幅) $B_{-10\text{dB}}$ は、当該ファイバの実パラメータと規格化パルス幅 τ_0 から得られる種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} でこの等高線図の値を割ることによって算出できる。例として、ファイバ長 $L = 1000 \text{ m}$ および入力端分散値 $D_0 = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ を有する SC ファイバを図 4.38、4.39 および 4.40 に適用した場合のスペクトル幅を与える $\tau_0 - \rho_0$ マップを、各々図 4.42、4.43 および 4.44 に示す。等高線の間隔は 10 nm である。SC ファイバの実パラメータが確定されたため、図のように種光パルスの実パラメータである実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} が対応づけられる。分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に、スペクトル幅に換算された等高線マップはスペクトル幅と半値全幅の積の等高線マップと大きく異なるものとなる。等高線の密度変化が示すように、スペクトル幅に換算された $\tau_0 - \rho_0$ マップで観測した方が、閾値特性はより明瞭になる。§ 4.2.3 で述べたように、スペクトル幅は規格化ピーク強度 ρ_0 につれて増加し続けることが示される。この理由は、式 (4.27) および (4.28) で与えられる規格化分散値 Δ_0 および規格化分散湾曲係数 Δ_2 がピーク強度の増加につれて減少するためと考えられる。

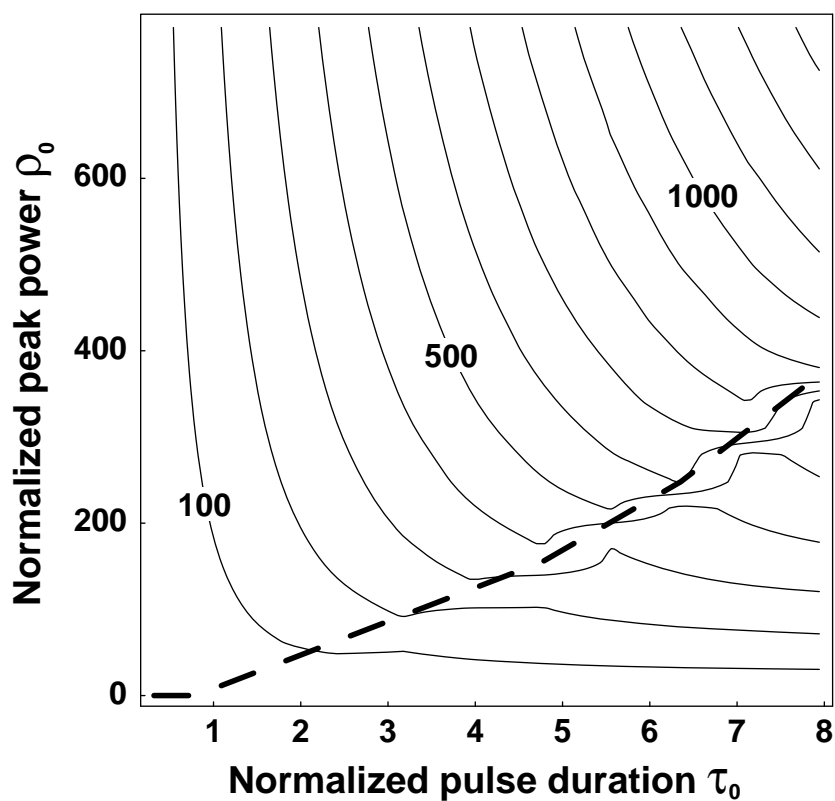


図 4.38: Raman 効果を含めない場合の規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を表す等高線マップ。分散湾曲係数は $D_2 = -0.00002$ ps/(nm³ · km)。等高線の間隔は 100 nm · ps。破線は SC 光発生の閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

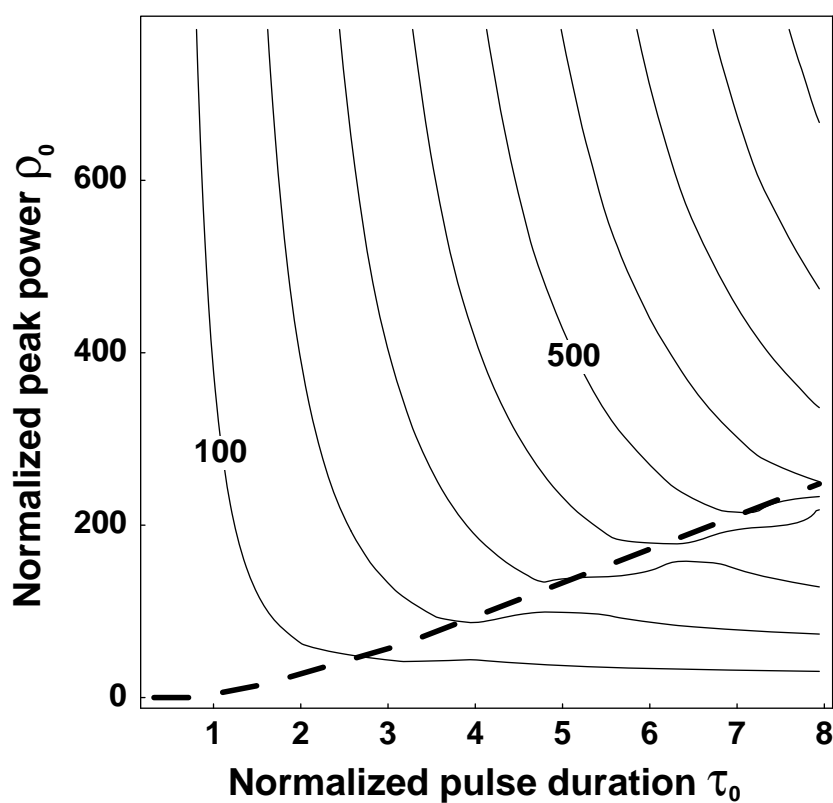


図 4.39: Raman 効果を含めない場合の規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を表す等高線マップ。分散湾曲係数は $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。等高線の間隔は 100 nm · ps。破線は SC 光発生の閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

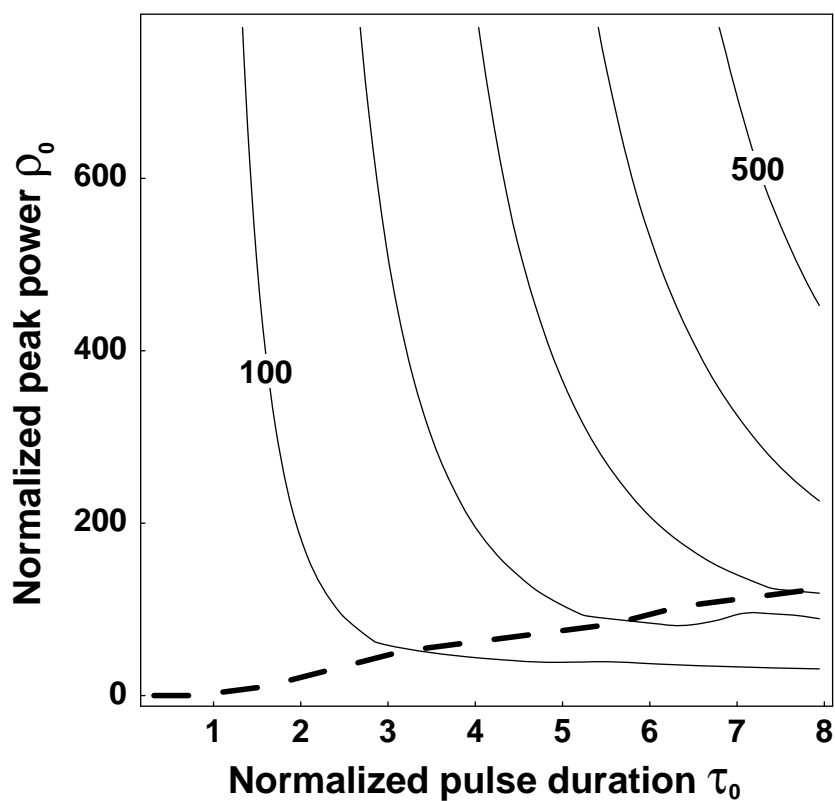


図 4.40: Raman 効果を含めない場合の規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を表す等高線マップ。分散湾曲係数は $D_2 = -0.002$ ps/(nm³ · km)。等高線の間隔は 100 nm · ps。破線は SC 光発生の閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

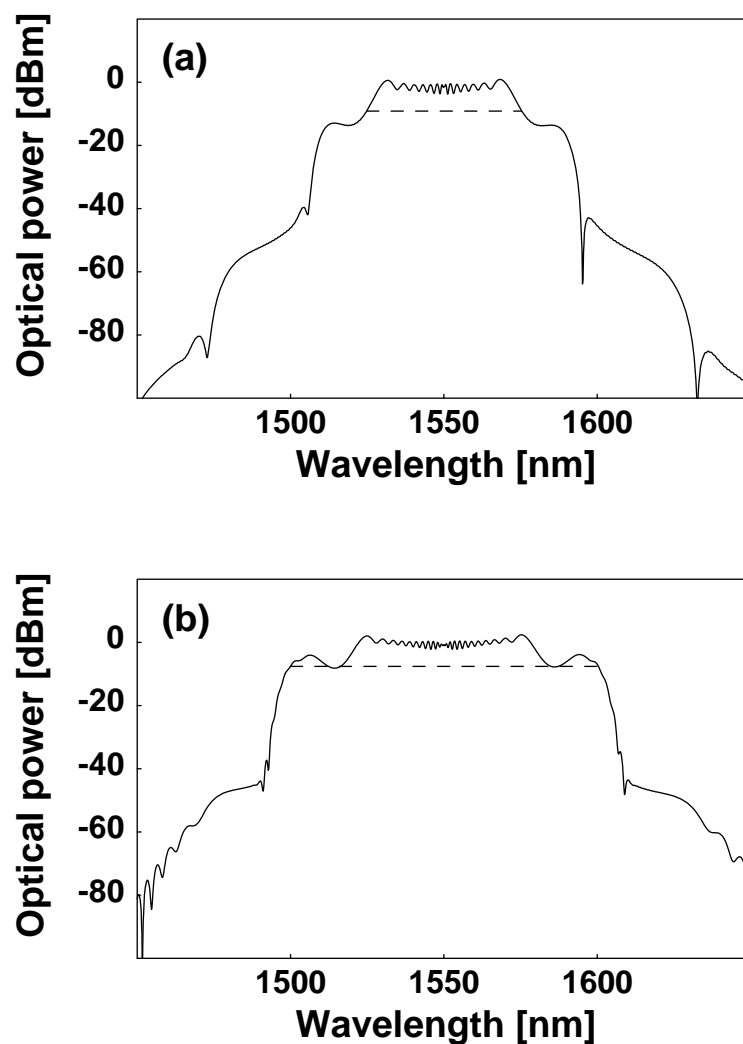


図 4.41: 図 4.39 の $\tau_0 - \rho_0$ マップにおいて、規格化パルス幅 $\tau_0 = 3.97$ に対する規格化ピーク強度閾値 ($\rho_0 = 77.5$) 前後で観測した SC ファイバの出力スペクトル。(a) および (b) は各々 $\rho_0 = 62.0$ および 124 に対応する。破線は -10 dB 波長全幅を測定するレベルを表す。(a) では第 1 自己位相変調に対応するスペクトル広がり、(b) では第 2 自己位相変調に対応するスペクトル広がりが測定されていることに注意。

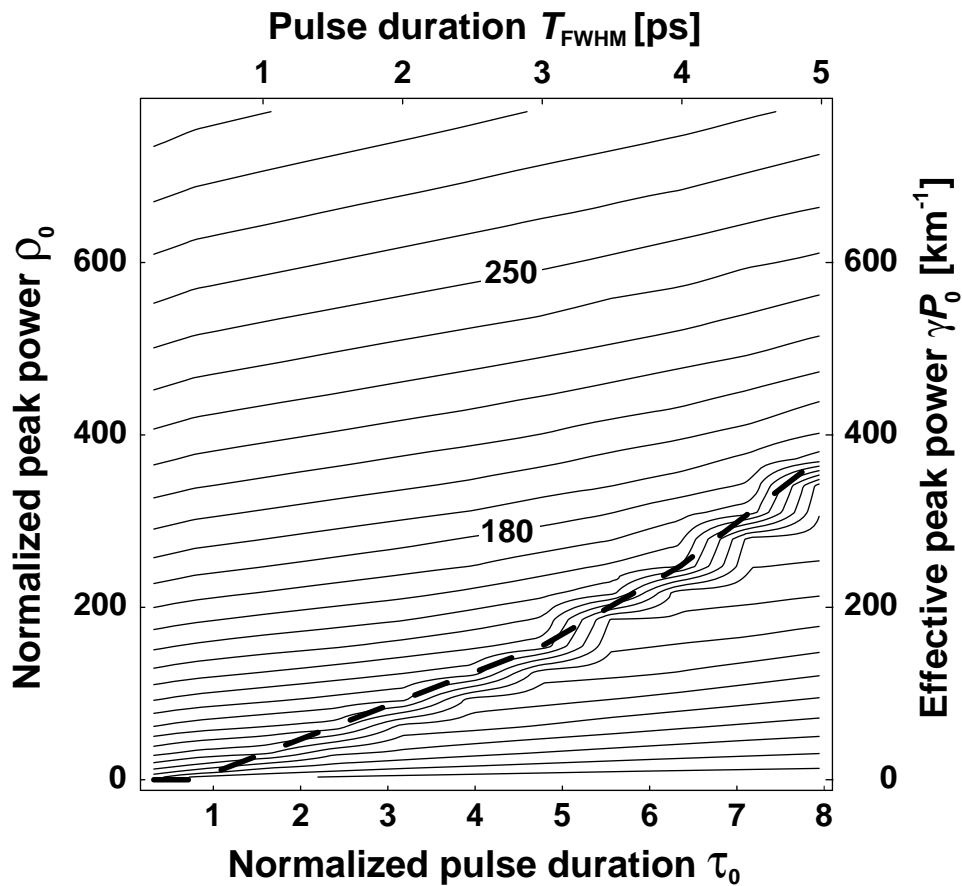


図 4.42: Raman 効果を含めない場合の規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 B_{-10dB} [nm] を表す等高線マップ。図 4.38 (分散湾曲係数 $D_2 = -0.00002$ ps/(nm $^3 \cdot$ km)) の $\tau_0 - \rho_0$ マップを SC ファイバ長 $L = 1000$ m、分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm \cdot km) の場合に適用した。等高線の間隔は 10 nm。破線は SC 光発生 の 閾値 曲線 を 表す。SC ファイバ の 伝搬 損失 は 含 ま れ ない。

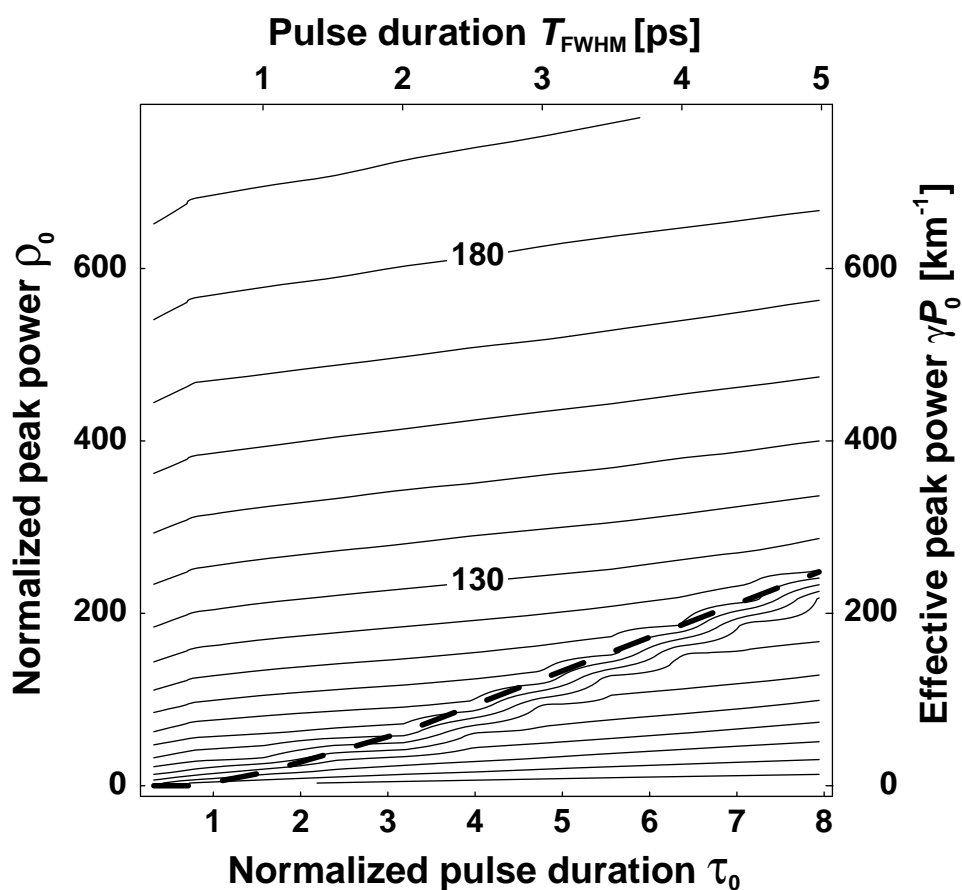


図 4.43: Raman 効果を含めない場合の規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] を表す等高線マップ。図 4.39 (分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$) の $\tau_0 - \rho_0$ マップを SC ファイバ長 $L = 1000 \text{ m}$ 、分散値 $D_0 = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ の場合に適用した。等高線の間隔は 10 nm。破線は SC 光発生 of 閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

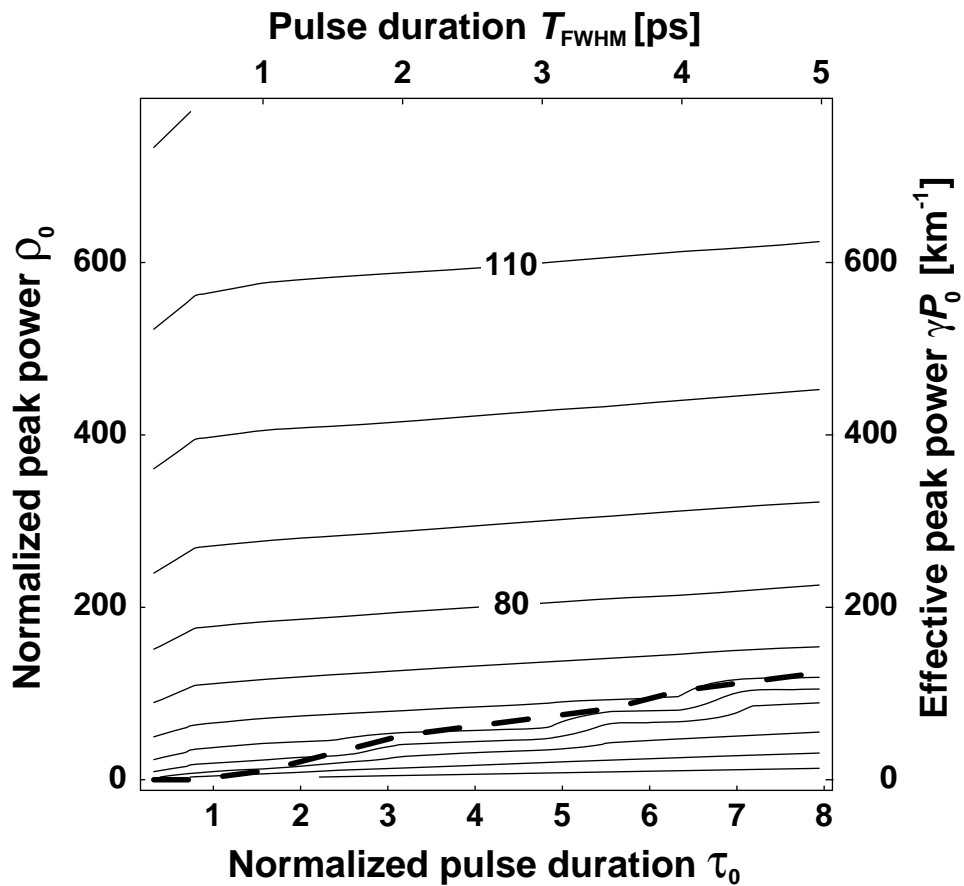


図 4.44: Raman 効果を含めない場合の規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 B_{-10dB} [nm] を表す等高線マップ。図 4.40 (分散湾曲係数 $D_2 = -0.002$ ps/(nm $^3 \cdot$ km)) の $\tau_0 - \rho_0$ マップを SC ファイバ長 $L = 1000$ m、分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm \cdot km) の場合に適用した。等高線の間隔は 10 nm。破線は SC 光発生 of 閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

τ_0 が約 1 未満では規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} はほぼ 0 である。§ 4.2.3 のパルス幅の項において言及したように、これはスペクトルの成長が第 1 自己位相変調過程をほとんど経ることなく第 2 自己位相変調過程で進行することを意味する。図 4.45 に $\tau_0 = 0.318$ および $\rho_0 = 124$ の条件における SC ファイバ出力光の強度スペクトルを示す。非常に高い平坦性が得られていることが示される。

種光パルスの時間幅が小さい場合の方が平滑なスペクトルが得られる理由は以下のように説明される。§ 4.2.3 で述べたように、時間波形が矩形化し第 2 自己位相変調過程に進むためには、第 1 自己位相変調によってスペクトルが正常分散の影響を受ける程度にまで広がる必要がある。パルス幅が大きい場合は初期のスペクトル幅が小さいため、十分なスペクトル広がりには達するための自己位相変調による位相回転量が大きくなる。このため、図 2.6(b) に示したような自己位相変調によるスペクトルリップルが顕著になりスペクトルの平坦化・平滑化を阻害する。パルス幅が小さい場合、十分なスペクトル広がりには達するのに要する位相回転量は小さくてすむ。このため自己位相変調のスペクトルリップルが抑えられ、スペクトルの平坦性・平滑性が向上する。言い方を変えると、時間幅が小さいパルスの場合には自己位相変調量が小さくても自己周波数変調量が大きいため、スペクトルリップルが顕著になる前に十分なスペクトル広がりを得ることが可能となる。したがって、図 4.45 に示すような平坦性・平滑性に優れたスペクトルを発生するためには、 τ_0 が小さい条件で励起することが有効と考えられる。

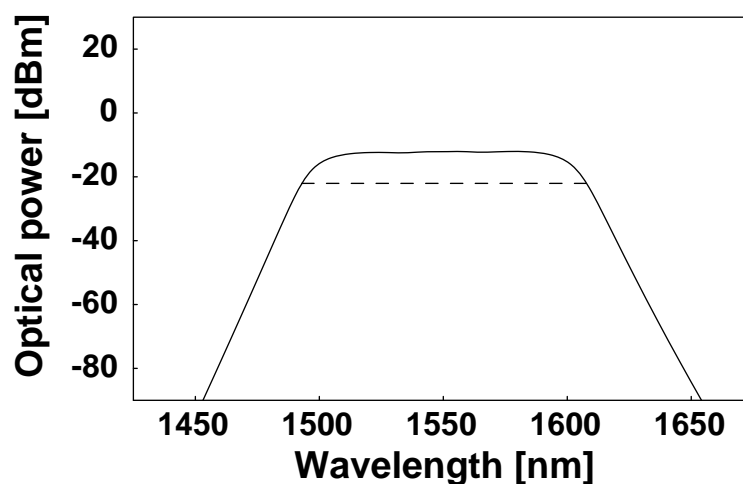


図 4.45: $\tau_0 - \rho_0$ マップ (図 4.43) 上の励起条件 $\tau_0 = 0.318$ および $\rho_0 = 124$ に対応する SC ファイバ出力光の強度スペクトル。-10 dB 波長全幅 B_{-10dB} は 115 nm。SC ファイバは Raman 効果および伝搬損失を含まない。

Raman 効果を含む場合

図 4.46、4.47 および 4.48 に、Raman 効果を含む場合のスペクトルの-10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を等高線の値とした $\tau_0 - \rho_0$ マップを示す。SC ファイバの分散湾曲係数 D_2 は図 4.46 では $-0.00002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、図 4.47 では $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、図 4.48 では $-0.002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ が用いられた。

Raman 効果を含めない場合と同様に、与えられた SC ファイバの出力光の-10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ は、当該ファイバの実パラメータと規格化パルス幅 τ_0 から得られる種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} でこの等高線の値を割ることによって算出できる。例として、図 4.49、4.50 および 4.51 にファイバ長 $L = 1000 \text{ m}$ および入力端分散値 $D_0 = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ を有する SC ファイバに対して-10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] を与える $\tau_0 - \rho_0$ マップを示す。これらは図 4.42、4.43 および 4.44 の $\tau_0 - \rho_0$ マップを SC ファイバ長 $L = 1000 \text{ m}$ 、分散値 $D_0 = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ の場合に適用したグラフである。等高線の間隔は 10 nm である。Raman 効果がない場合と比べて $B_{-10\text{dB}}$ は約 8% 増加する。

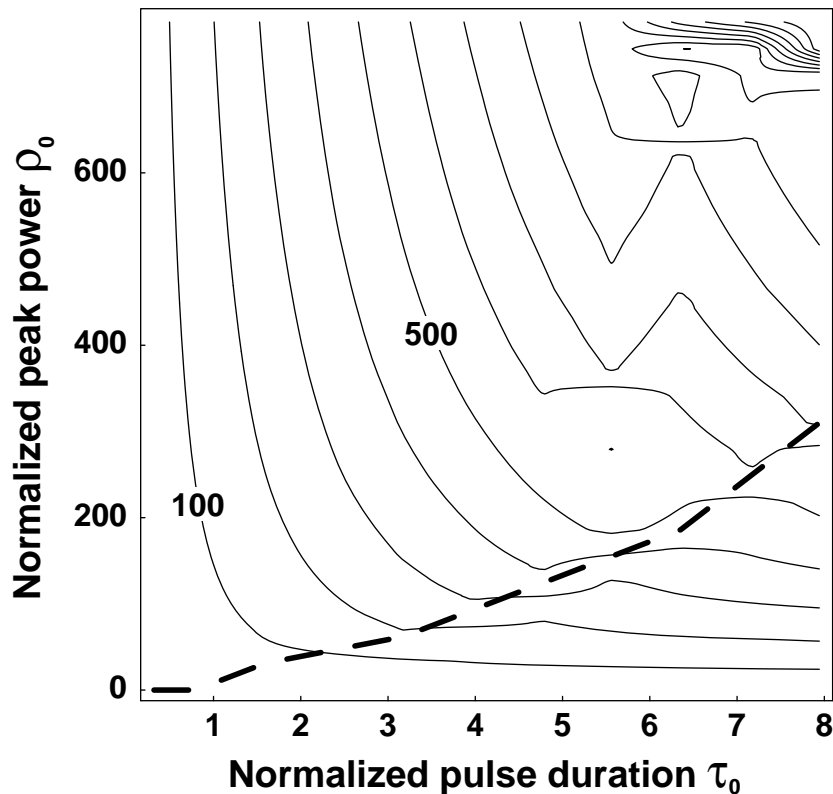


図 4.46: Raman 効果を含む場合の、規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの-10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を表す等高線マップ。分散湾曲係数は $D_2 = -0.00002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 。等高線の間隔は $100 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。破線は SC 光発生の閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

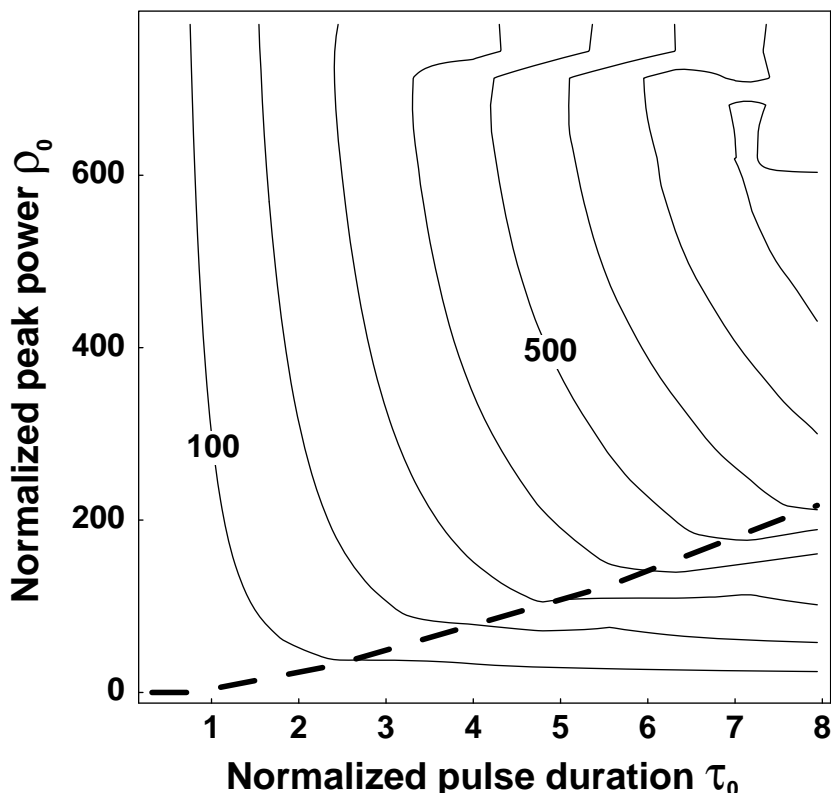


図 4.47: Raman 効果を含む場合の、規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を表す等高線マップ。分散湾曲係数は $D_2 = -0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 。等高線の間隔は $100 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。破線は SC 光発生の閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

破線で表される規格化ピーク強度の閾値は Raman 効果がない場合と比較して小さくなる。両者は τ_0 が小さい領域ではほとんど等しく、 τ_0 が大きくなるにつれて差が大きくなる。

マップ右上の等高線が乱れている領域は Raman 効果の影響でスペクトル形状が劣化する条件に対応する。この例を図 4.52 に示す。種光パルスの実効ピーク強度および半値全幅は各々 713 km^{-1} および 3 ps で、これは規格化ピーク強度 713 および規格化パルス幅 4.77 に相当する。分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に、スペクトル形状劣化の原因は、パルス幅が大きくなるにつれて波長分散によって生じる光波内のウォークオフが相対的に小さくなり、結果として Raman 効果による相互作用が顕著になるためと考えられる。

Raman 効果を含む場合も、規格化ピーク強度閾値がほとんど 0 になる τ_0 の領域において非常に平坦でかつ平滑性の高いスペクトルが発生可能である。図 4.53 に $\tau_0 = 0.318$ および $\rho_0 = 124$ の条件における SC ファイバ出力光の強度スペクトルを示す。平坦性はラマン効果を含めない場合と同等で、波長範囲 $1508 \sim 1596 \text{ nm}$ の範囲における強度偏差は 0.7 dB 以下である。

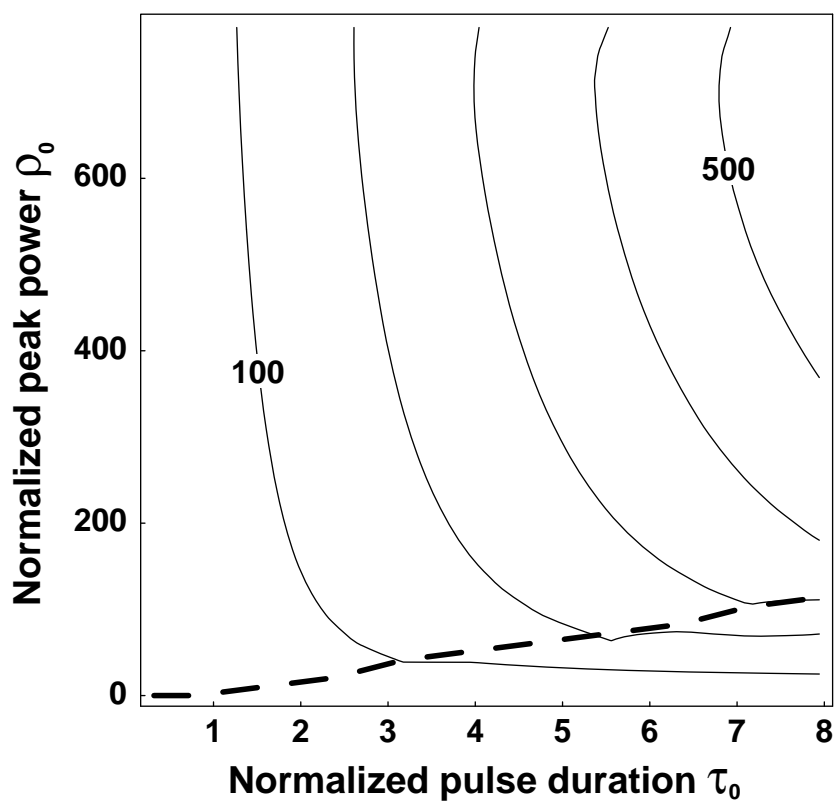


図 4.48: Raman 効果を含む場合の、規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積を表す等高線マップ。分散湾曲係数は $D_2 = -0.002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 。等高線の間隔は $100 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。破線は SC 光発生の閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

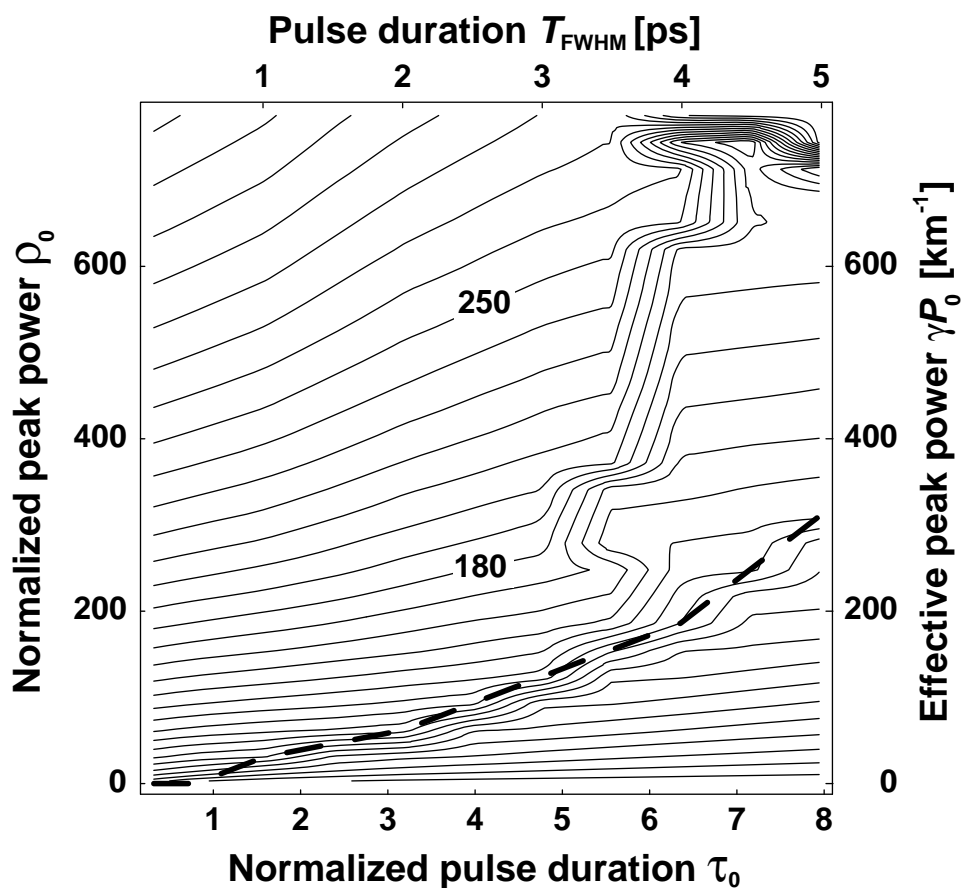


図 4.49: Raman 効果を含む場合の、規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] を表す等高線マップ。図 4.43 の $\tau_0 - \rho_0$ マップを SC ファイバ長 $L = 1000$ m、分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm · km) の場合に適用した。等高線の間隔は 10 nm。破線は SC 光発生の閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

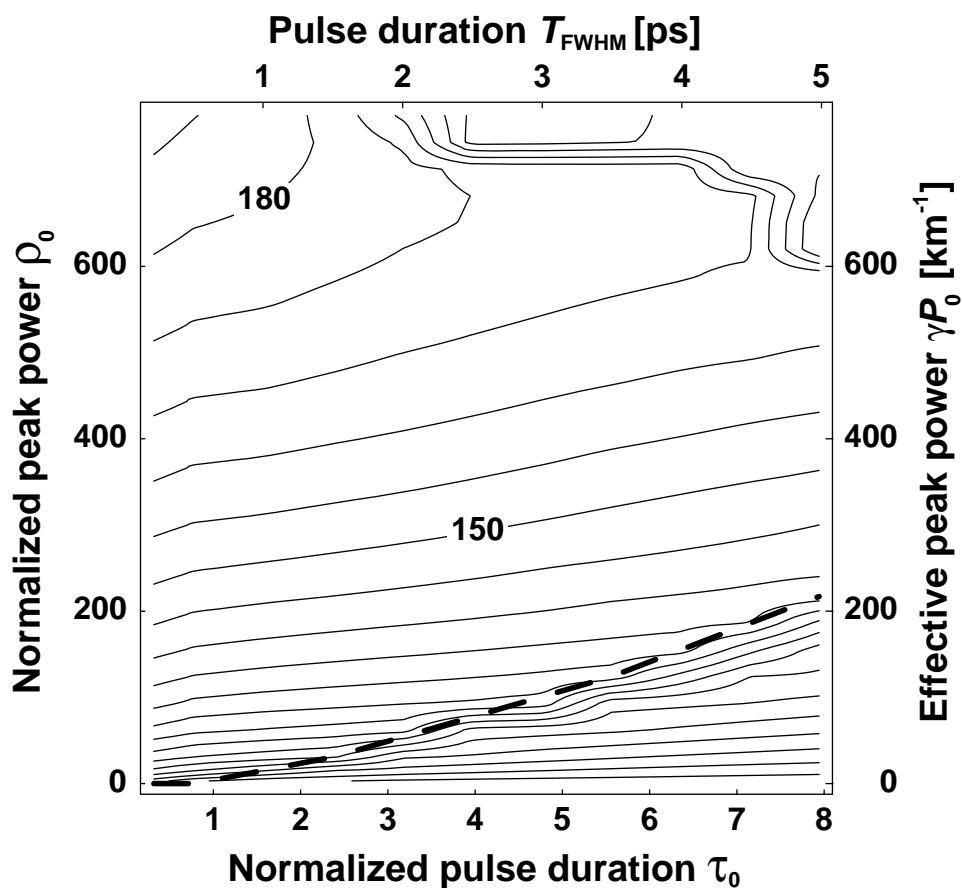


図 4.50: Raman 効果を含む場合の、規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 B_{-10dB} [nm] を表す等高線マップ。図 4.43 の $\tau_0 - \rho_0$ マップを SC ファイバ長 $L = 1000$ m、分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm · km) の場合に適用した。等高線の間隔は 10 nm。破線は SC 光発生の閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

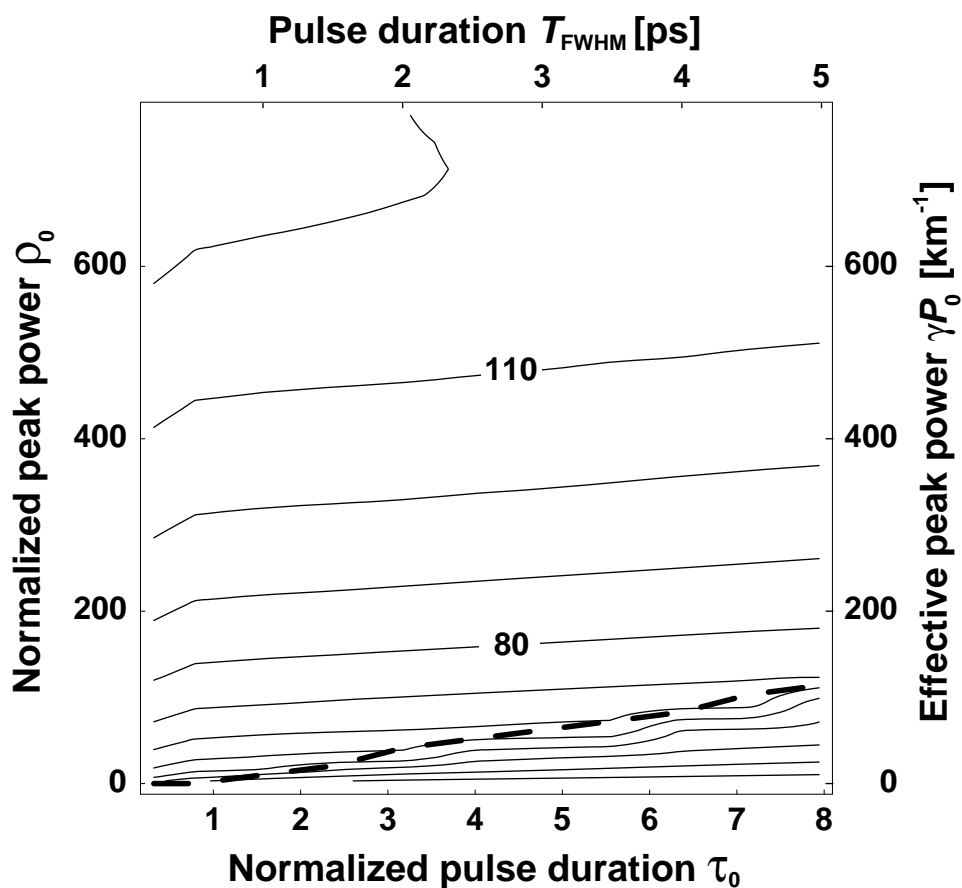


図 4.51: Raman 効果を含む場合の、規格化パルス幅 τ_0 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する SC ファイバ出力スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] を表す等高線マップ。図 4.44 の $\tau_0 - \rho_0$ マップを SC ファイバ長 $L = 1000$ m、分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm · km) の場合に適用した。等高線の間隔は 10 nm。破線は SC 光発生の閾値曲線を表す。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。

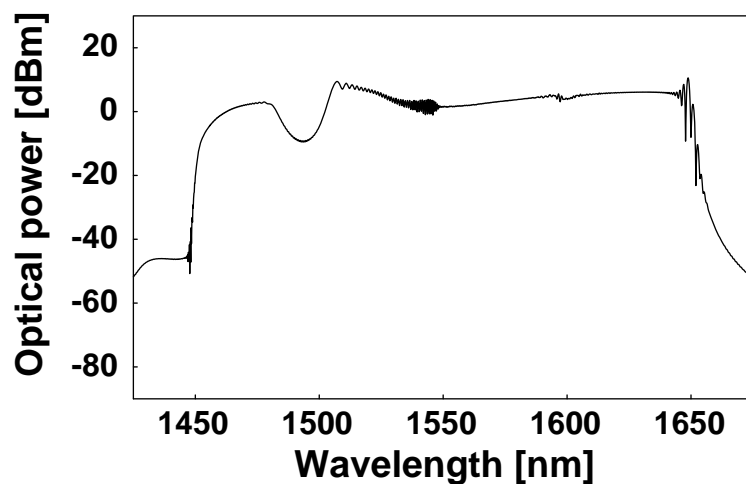


図 4.52: Raman 効果によって形状が劣化した SC ファイバ出力光の強度スペクトル。種光パルスの実効ピーク強度および半値全幅は各々 713 km^{-1} および 3 ps で、規格化ピーク強度 713 および規格化パルス幅 4.77 に相当する。SC ファイバは伝搬損失を含まない。

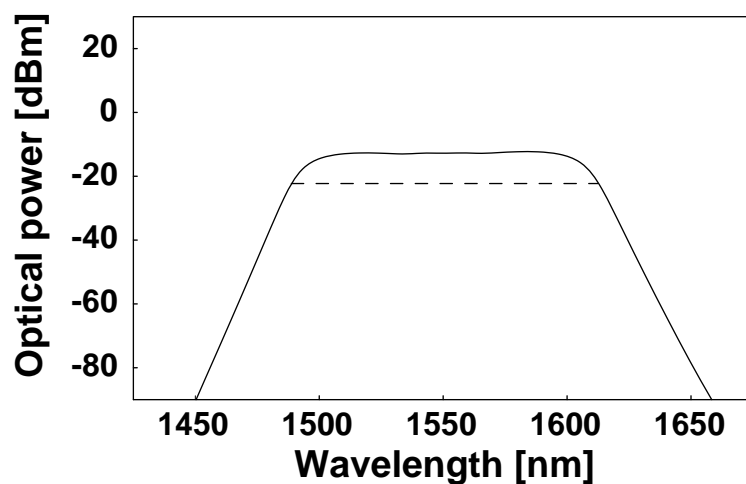


図 4.53: Raman 効果を含む場合の励起条件 $\tau_0 = 0.318$ および $\rho_0 = 124$ に対応する SC ファイバ出力光の強度スペクトル。波長範囲 $1508 \sim 1596 \text{ nm}$ における強度偏差は 0.7 dB 以下。 -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ は 124 nm 。SC ファイバは伝搬損失を含まない。

4.2.5 $\Delta_0 - \zeta$ マップ

$\Delta_0 - \zeta$ マップでは種光パルスの実パラメータが固定されるため、分散一定・正常分散ファイバで発生する SC ファイバ出力の特性評価および光源設計のツールとしては本来不向きである。しかし、SC 光発生における SC ファイバのパラメータによる影響を見通しよく把握するための役に立つ。本節では、典型的な分散湾曲係数 D_2 に対する $\Delta_0 - \zeta$ マップの例を示す。

Raman 効果を含めない場合

最初に、Raman 効果を含めない SC ファイバを励起する場合について調べる。図 4.54、4.55 および 4.56 は SC ファイバの規格化分散値 Δ_0 および規格化ファイバ長 ζ に対する SC ファイバ出力光の -10 dB 波長全幅 B_{-10dB} と半値全幅 T_{FWHM} との積を与える等高線マップである。種光パルスの電界波形にはチャープのない

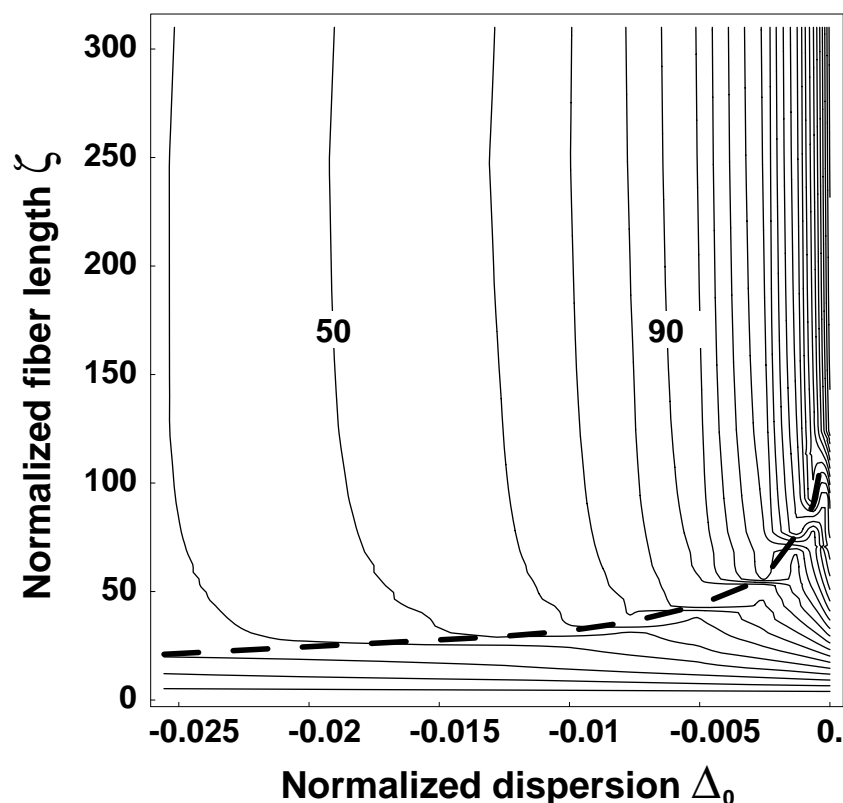


図 4.54: Raman 効果を含めない場合の、種光パルスの規格化入射端分散値 Δ_0 (横軸) および規格化ファイバ長 ζ (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -10 dB 波長全幅 B_{-10dB} [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積の関係を表す等高線マップ。破線は SC 光発生の閾値を表す。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} は各々 310 km^{-1} および 1.0 ps 。 D_2 および Δ_2 は各々 $-0.00002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ および -1.29×10^{-6} 。 SC ファイバの伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は $10 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。

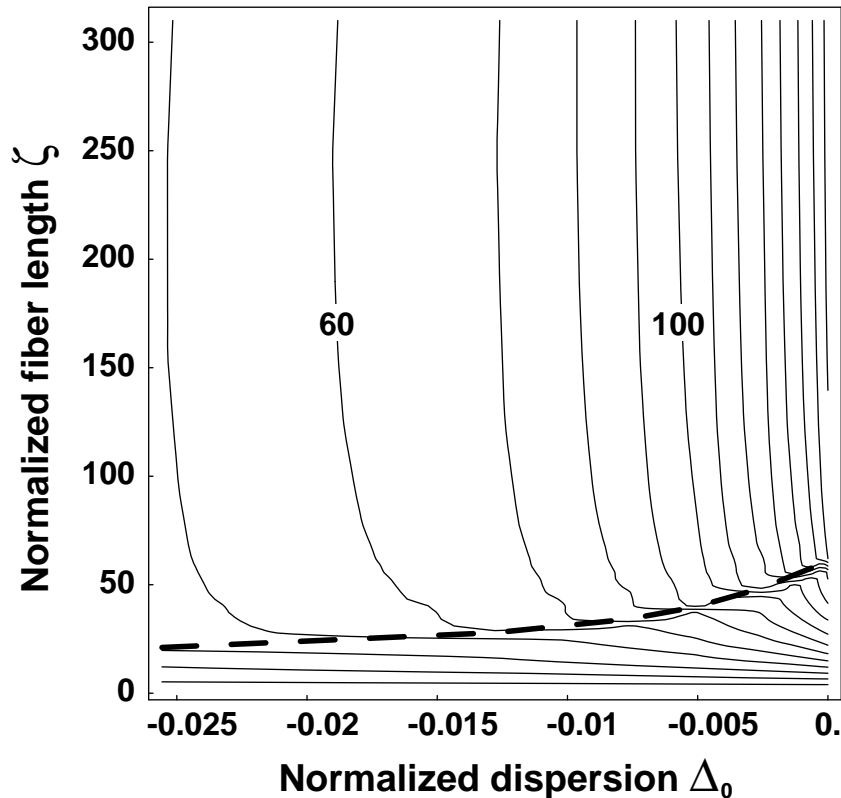


図 4.55: Raman 効果を含めない場合の、種光パルスの規格化入射端分散値 Δ_0 (横軸) および規格化ファイバ長 ζ (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積の関係を表す等高線マップ。破線は SC 光発生の閾値を表す。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} は各々 310 km^{-1} および 1.0 ps 。 D_2 および Δ_2 は各々 $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ および -1.29×10^{-5} 。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は $10 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。

sech 関数を用いた。シミュレーションに用いた実効ピーク強度 γP_0 および時間幅 (半値全幅) T_{FWHM} は各々 310 km^{-1} および 1 ps である。計算に用いた D_2 は、図 4.54 では $-0.00002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、図 4.55 では $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ 、図 4.56 では $-0.002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ を用いた。これらは規格化分散湾曲係数 $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$ 、 -1.29×10^{-5} および -1.29×10^{-4} に対応する。SC ファイバは損失を含まない。分散湾曲係数が図の場合と一致する場合は、等高線図の値を種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} で割ることによって SC ファイバ出力光のスペクトル幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] を求めることができる。 $\tau_0 - \rho_0$ マップと異なり、マップ全域で T_{FWHM} が定数であるため、 $B_{-10\text{dB}}$ を与えるマップは $B_{-10\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ マップと似た等高線図となる。分散湾曲係数が異なる場合の換算方法は § 4.2.6 で述べる。

規格化ファイバ長 ζ に対するマップの値の変化は図 4.32 と対応する。マップの等高線が縦軸とほぼ平行になっているのは、 ζ に対してスペクトル幅が飽和していることを意味する。図の破線は規格化分散値 Δ_0 対

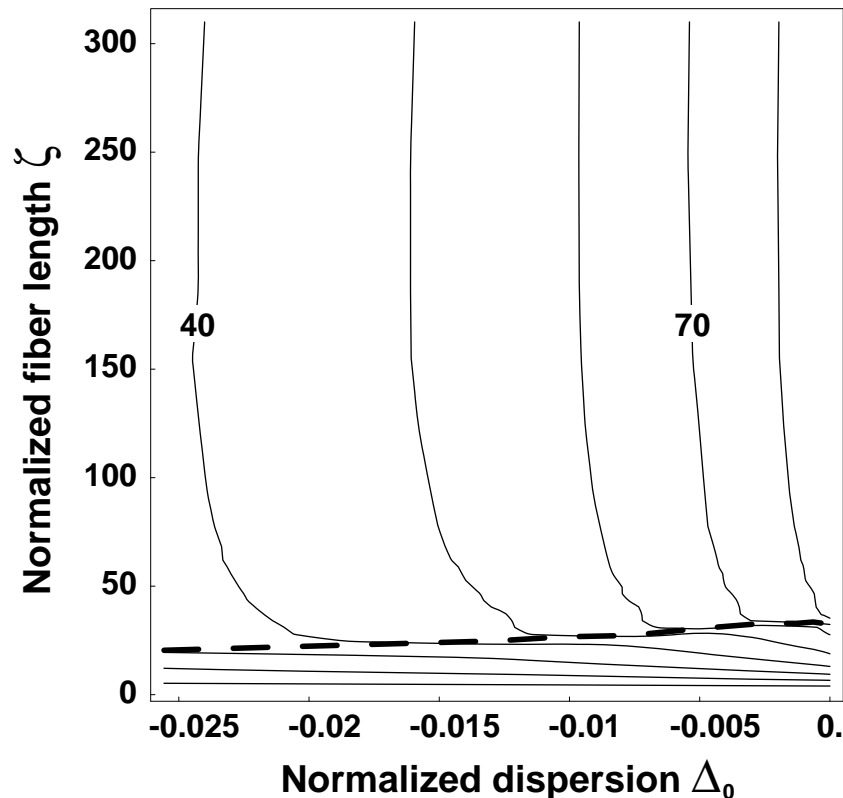


図 4.56: Raman 効果を含めない場合の、種光パルスの規格化入射端分散値 Δ_0 (横軸) および規格化ファイバ長 ζ (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積の関係を表す等高線マップ。破線は SC 光発生の閾値を表す。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} は各々 310 km^{-1} および 1.0 ps 。 D_2 および Δ_2 は各々 $-0.002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ および -1.29×10^{-4} 。SC ファイバの伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は $10 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。

する、スペクトル幅が飽和値の 85% に達したときの ζ の値に対応する。

この曲線の前後における SC ファイバ出力光のスペクトルを観測してみよう。図 4.57 は規格化分散値 $\Delta_0 = -0.00128$ における破線上の値である $\zeta = 55.8$ の前後で観測した SC ファイバの出力光スペクトルを示す。(a) は規格化ファイバ長 $\zeta = 46.5$ 、(b) は $\zeta = 77.5$ に対応する。 $\tau_0 - \rho_0$ マップにおける図 4.41 の場合と同様に、破線を挟んで -10 dB 波長全幅を測定するスペクトル上のポイントが異なることがわかる。すなわち、 ζ が破線より下の領域では第 1 自己位相変調過程で成長したスペクトル広がり測定され、 ζ が破線より上の領域では第 2 自己位相変調過程によるスペクトル広がり測定される。

このように、 $\tau_0 - \rho_0$ マップにおける閾値、すなわち第 1 および第 2 自己位相変調過程の境界に対応する $\Delta_0 - \zeta$ マップの閾値は、スペクトル幅がその飽和値のある一定の割合に達したときの ζ の値によって定義することが可能で、 $\tau_0 - \rho_0$ マップを用いる場合よりも算出が容易である。

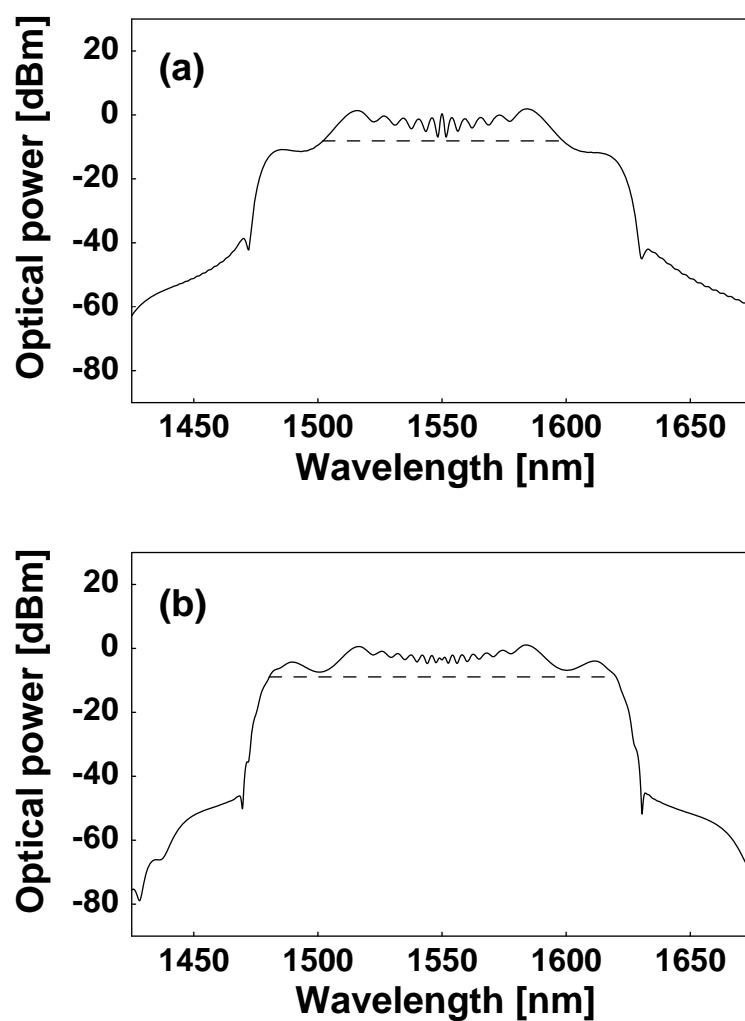


図 4.57: 図 4.55 の $\Delta_0 - \zeta$ マップにおいて、 $\Delta_0 = -0.00128$ に対する閾値 ($\zeta = 55.8$) 前後で観測した SC ファイバの出力スペクトル。(a) および (b) は各々 $\zeta = 46.5$ および 77.5 の場合に対応する。破線はスペクトルの最大値から 10 dB 下のレベルを表す。(a) では第 1 自己位相変調過程に対応するスペクトル広がり、(b) では第 2 自己位相変調過程に対応するスペクトル広がり測定されていることに注意。

Raman 効果を含む場合

図 4.58、4.59 および 4.60 は Raman 効果を含む場合の SC ファイバの規格化入射端分散値 Δ_0 および規格化ファイバ長 ζ に対する SC ファイバ出力光の -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ の関係を表した等高線マップである。種光パルスおよび分散湾曲係数に関するパラメータは各々図 4.54、4.55 および 4.56 と同一である。

破線で表される規格化ファイバ長の閾値は Raman 効果がない場合と比較して小さくなる。両者は Δ_0 が 0 に近い領域では最も差が大きく、 Δ_0 の絶対値が大きくなるにつれて漸近する。

Raman 効果がない場合と比較して、閾値曲線にほとんど変化がないがスペクトル幅が約 8% 増加する。 $\tau_0 - \rho_0$ マップの場合のような Raman 効果による等高線の乱れがないのは、与えられた種光パルスのピーク強度および半値全幅が Raman 効果が顕著となる条件より小さい (図 4.50 参照) ことによる。

このように、分散一定・正常分散ファイバにおける $\Delta_0 - \zeta$ マップは汎用的な SC ファイバの設計ツールではなく、特定の種光パルスの条件における参考情報と考えるべきである。

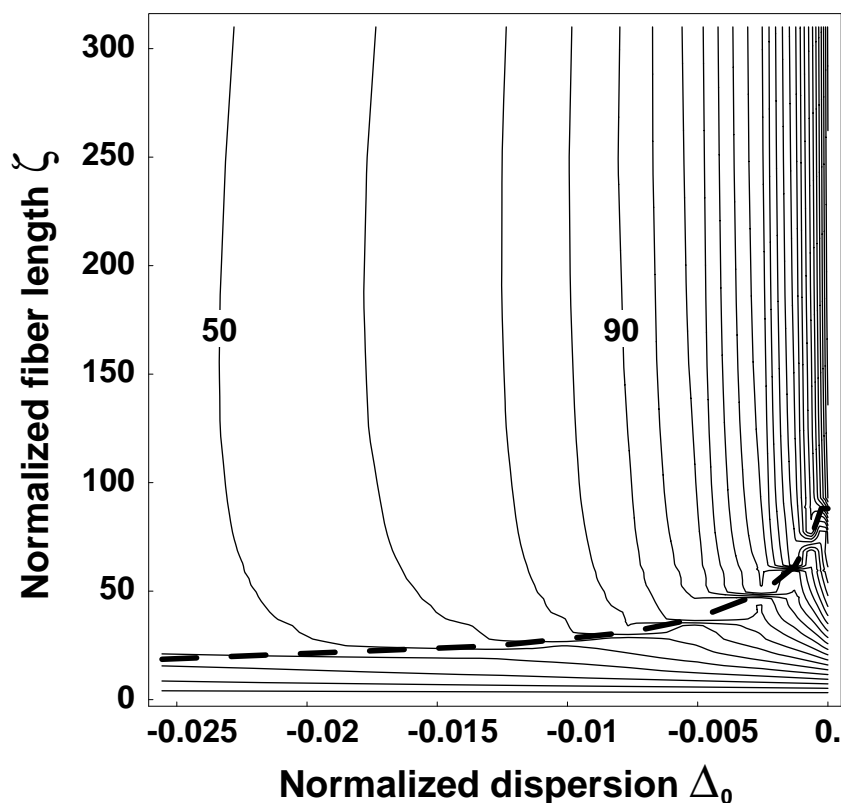


図 4.58: Raman 効果を含む場合の種光パルスの規格化入射端分散値 Δ_0 (横軸) および規格化ファイバ長 ζ (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積の関係を表す等高線マップ。破線は SC 光発生閾値を表す。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} は各々 310 km^{-1} および 1.0 ps 。 D_2 および Δ_2 は各々 $-0.00002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ および -1.29×10^{-6} 。 SC ファイバは伝搬損失を含まない。等高線の間隔は $10 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。

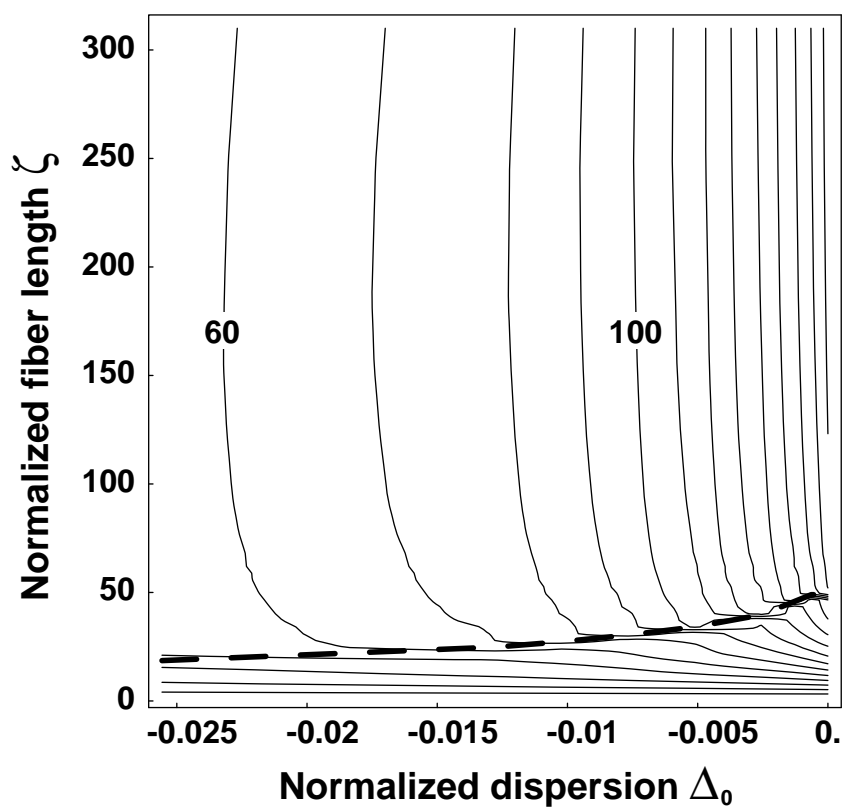


図 4.59: Raman 効果を含む場合の種光パルスの規格化入射端分散値 Δ_0 (横軸) および規格化ファイバ長 ζ (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積の関係を表す等高線マップ。破線は SC 光発生閾値を表す。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} は各々 310 km^{-1} および 1.0 ps 。 D_2 および Δ_2 は各々 $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ および -1.29×10^{-5} 。SC ファイバは伝搬損失を含まない。等高線の間隔は $10 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。

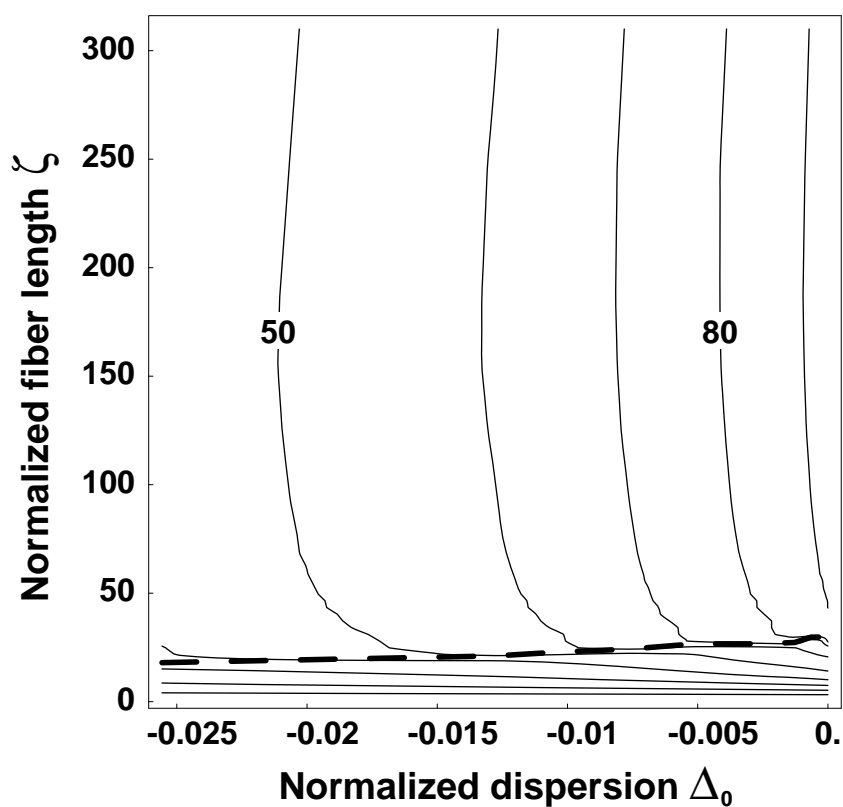


図 4.60: Raman 効果を含む場合の種光パルスの規格化入射端分散値 Δ_0 (横軸) および規格化ファイバ長 ζ (縦軸) に対する SC ファイバ出力光の強度スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積の関係を表す等高線マップ。破線は SC 光発生閾値を表す。種光パルスの実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} は各々 310 km^{-1} および 1.0 ps 。 D_2 および Δ_2 は各々 $-0.002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ および -1.29×10^{-4} 。 SC ファイバは伝搬損失を含まない。等高線の間隔は $10 \text{ nm} \cdot \text{ps}$ 。

4.2.6 分散湾曲係数の影響

§4.2.3 において、分散湾曲係数のスペクトル形状に対する影響について述べた。本節では SC 光のスペクトル幅に対する分散湾曲係数の影響を定量的に調べる。

図 4.61 および 4.62 に SC 光スペクトルの -10 dB 波長全幅と種光パルスの半値全幅の積 $B_{-10\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ [nm ps] の分散湾曲係数 D_2 に対する依存性を Raman 効果を含めない場合および含む場合について各々示す。シミュレーションの条件は、SC ファイバの糸長 $L = 1000$ m、分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm · km)、種光パルスの実効ピーク強度 $\gamma P_0 = 310$ km⁻¹ で計算された。破線は $D_2 = 0$ の場合の値に対応する。§4.2.3 の分散値の項で述べたように、スペクトル幅は分散湾曲係数 D_2 が 0 ps/(nm³ · km) の場合がもっとも大きい。すなわち、グラフは $D_2 = 0$ における $B_{-10\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ の値 (破線) を上回ることなく漸近する。 D_2 が $-0.001 \sim -0.01$ ps/(nm³ · km) の範囲のプロットの外挿から、 $B_{-10\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ は $|D_2|^x$ に比例して減少することが示される。Raman 効果が含まれない場合、 x の平均値は T_{FWHM} が 0.2 ~ 3 ps の範囲で約 -0.222 で、 x の最大値と最小値の差は平均値に対して $\pm 2\%$ 未満である。Raman 効果が含まれる場合、 x の平均値は T_{FWHM} が 0.2 ~ 3 ps の範囲で約 -0.225 で、 x の最大値と最小値の差は平均値に対して $\pm 1.5\%$ 未満である。

$B_{-10\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ の値は半値全幅 T_{FWHM} に対して直線的に変化する。したがって、表記の半値全幅以外の

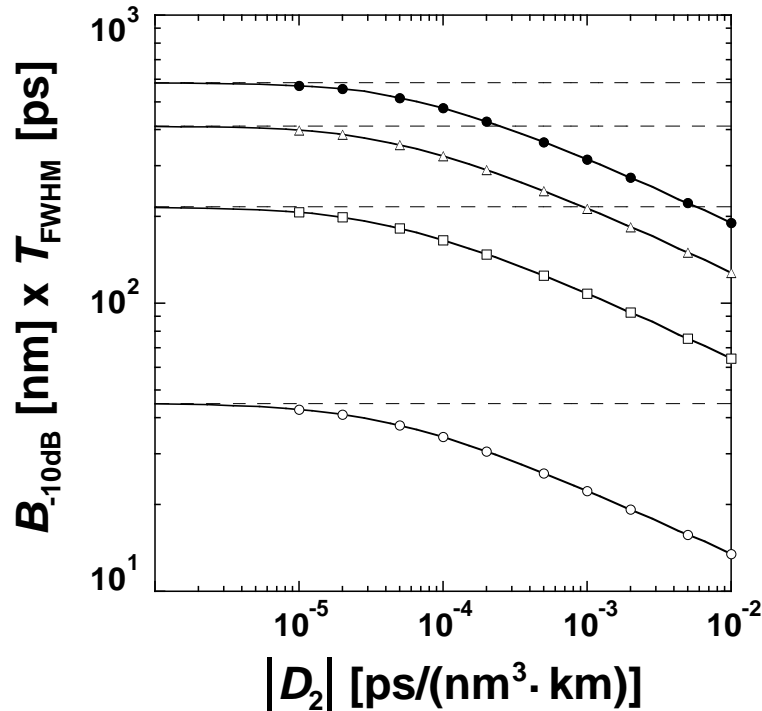


図 4.61: Raman 効果を含めない場合の SC 光スペクトルの -10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積の D_2 に対する依存性。白丸 : $T_{\text{FWHM}} = 0.2$ ps、白四角 : 1 ps、白三角 : 2 ps、黒丸 : 3 ps。破線は $D_2 = 0$ の場合の値に対応する。ファイバ損失は含まれていない。

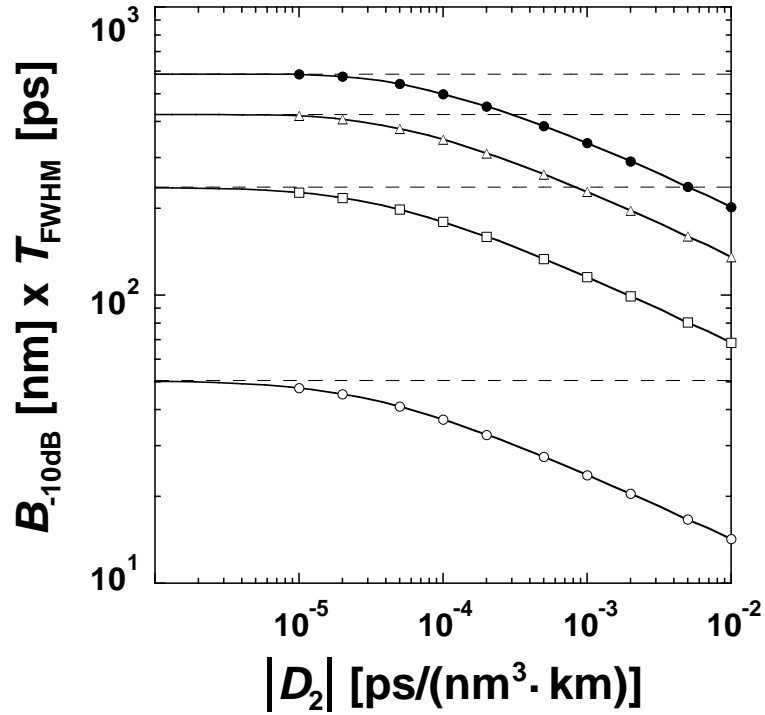


図 4.62: Raman 効果を含む場合における、SC 光スペクトルの-10 dB 波長全幅 $B_{-10\text{dB}}$ [nm] と半値全幅 T_{FWHM} [ps] の積の D_2 に対する依存性。白丸 : $T_{\text{FWHM}} = 0.2$ ps、白四角 : 1 ps、白三角 : 2 ps、黒丸 : 3 ps。破線は $D_2 = 0$ の場合の値に対応する。ファイバ損失は含まれていない。

T_{FWHM} の場合についても $B_{-10\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ を算定することが可能となる。表 4.14 に、図 4.61 および 4.62 から算出された、半値全幅 T_{FWHM} に対する $B_{-10\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}}$ の内挿関数 $B_{-10\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}} = a + b T_{\text{FWHM}}$ のパラメータを示す。

表 4.14: 図 4.61 および 4.62 から算出された、半値全幅 T_{FWHM} に対する-10 dB 波長全幅と半値全幅の積の内挿関数 $B_{-10\text{dB}} \cdot T_{\text{FWHM}} = a + b T_{\text{FWHM}}$ のパラメータ。

D_2 [ps/(nm ³ · km)]	Raman 効果なし		Raman 効果あり	
	a [nm · ps]	b [nm]	a [nm · ps]	b [nm]
0	16.3	192	30.5	189
-0.00002	10.6	184	19.4	188
-0.0002	4.48	142	6.64	150
-0.002	1.86	90.5	1.83	96.8
-0.01	0.995	63.2	1.06	67.1

4.2.7 ファイバ損失の影響

伝搬損失を含む分散一定・正常分散ファイバの場合も、式(4.20)で与えられる規格化損失係数 Λ を用いてSC光源を設計することが可能である。

図4.63に規格化損失係数 Λ に対するSCファイバ出力の強度スペクトルの変化を示す。SCファイバの条長 L および分散湾曲係数 D_2 は各々1000 mおよび $-0.0002 \text{ ps}/(\text{nm}^3 \cdot \text{km})$ で、これらは規格化ファイバ長 $\zeta = 310$ および規格化分散湾曲 $\Delta_2 = -1.29 \times 10^{-6}$ に対応する。種光パルスはチャープのないsech波形で、実効ピーク強度 γP_0 は 310 km^{-1} 、半値全幅 T_{FWHM} は1 psである。図で(a)、(b)および(c)は各々分散値 D_0 が -0.05 、 -0.10 および $-0.40 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ の場合の強度スペクトルを表し、これらは規格化分散値 Δ_0 が -0.000639 、 -0.00128 および -0.00511 の場合に対応する。計算にはRaman効果は含まれない。規格化損失係数 Λ には0、0.001、0.002、0.005、0.01を用いた。これらは各々伝搬損失0、2.69、5.39、13.5および26.9 dB/kmに対応する。このように分散一定・正常分散ファイバの場合、分散減少・凸型分散ファイバの場合と比べて種光パルスのピーク強度が2桁近く大きいため、 Λ の値が2桁近く低減される。図中の各々のスペクトルの-10 dB波長全幅を表4.15に示す。図に示されるように、損失の増加につれてスペクトル強度およびスペクトル幅は減少するが、いずれの規格化分散値 Δ_0 の場合も、 Λ が0.002まではスペクトルの平坦性等の形状的特徴にはほとんど変化がみられない。

表 4.15: 図 4.63 のスペクトルの-10 dB 波長全幅。Raman 効果は含まれない。

Λ	(a) $\Delta_0 = -0.000639$	(b) $\Delta_0 = -0.00128$	(c) $\Delta_0 = -0.00511$
0	159 nm	148 nm	105 nm
0.001	154 nm	143 nm	101 nm
0.002	149 nm	138 nm	97.5 nm
0.005	134 nm	125 nm	88.4 nm
0.010	109 nm	102 nm	75.6 nm

図4.64にSCファイバに関するSC光発生の閾値曲線の伝搬損失に対する依存性を示す。SCファイバおよび種光パルスの実パラメータおよび規格化パラメータは図4.63に対応する。閾値規格化ファイバ長 ζ_{th} は§4.2.5の $\Delta_0 - \zeta$ マップの場合と同じ定義、すなわち-10 dB波長全幅の最大値の85%に達する規格化ファイバ長として定義した。グラフは閾値曲線が小さい順から、規格化損失係数 Λ が0、0.001、0.002、0.005および0.010に対応する。Raman効果は含まれない。

規格化損失係数 $\Lambda = 0.0005$ までは閾値はほとんど変化しない。Raman効果がない場合においても、規格化伝搬損失が0.002以下程度の大きさであれば、無損失の場合とほとんど変わらないスペクトルが得られる。これは通常のシリカ系ファイバの場合では伝搬損失はほとんど問題にならないことを意味する。

実効ピーク強度 γP_0 に反比例して低減する規格化損失係数 Λ の性質は、フォトニック結晶ファイバまたはカルコゲナイドガラスファイバのように損失係数 α および非線形係数 γ がともに大きいSCファイバを用いる場合の設計に特に重要となる。

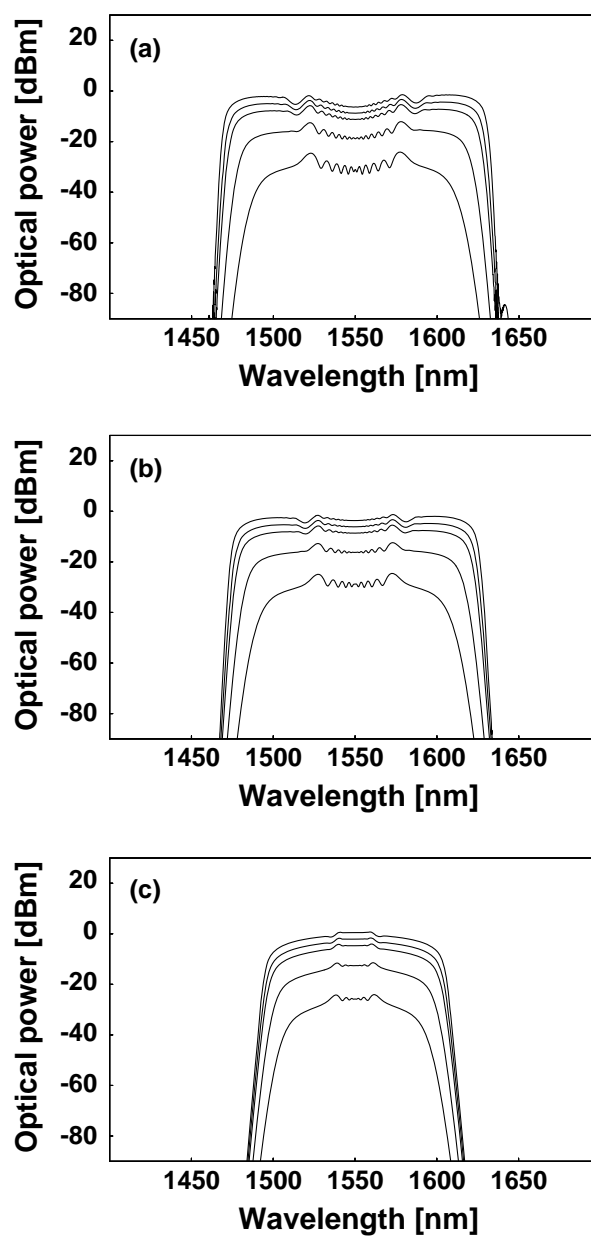


図 4.63: SC ファイバ出力スペクトルの規格化伝搬損失 Δ に対する依存性。(a)、(b) および (c) は各々規格化分散値 Δ_0 が -0.000639 、 -0.00128 および -0.00511 の場合に対応する。 Δ の値はスペクトル強度が大きい順から 0 、 0.001 、 0.002 、 0.005 、 0.01 。Raman 効果は含まれない。スペクトル幅は表 4.15 を参照。

なお以上の議論では、損失係数の波長依存性はなくすべての波長にわたって一定としたが、波長依存性がある場合は、一般に SC 光スペクトルの形状は SC ファイバの損失スペクトルを反映する [55, 56]。

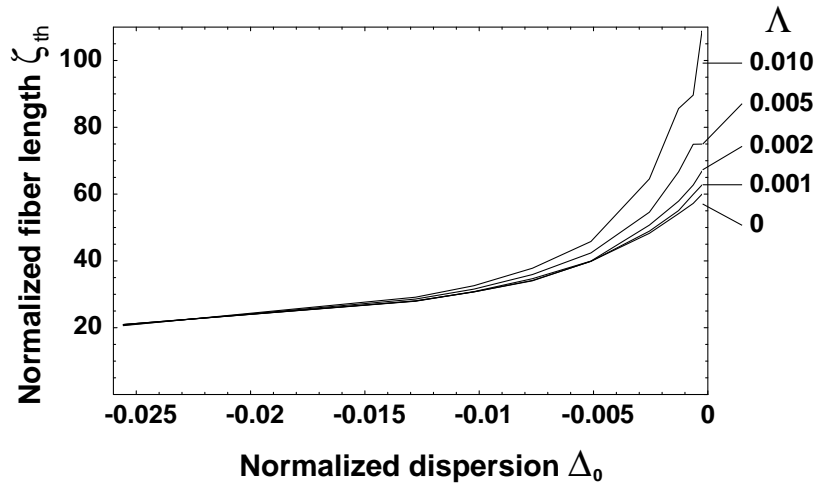


図 4.64: 伝搬損失が存在する分散一定・正常分散ファイバによる SC 光発生の閾値規格化ファイバ長 ζ_{th} の規格化分散値 Δ_0 に対する依存性。SC ファイバおよび種光パルスの実パラメータおよび規格化パラメータは図 4.63 に対応する。

4.3 まとめ

本章では、SC 光源設計のための一般的かつ定量的な指針を明らかにした。2 種類の波長分散特性の SC ファイバ、すなわち分散減少・凸型分散ファイバおよび分散一定・正常分散ファイバについて調査を行った。

分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光については以下の結果を得た：

- 分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合の SC 光発生に関わるパラメータと SC ファイバ出力光の関係を求めるため、第 3 章で導いた規格化伝搬方程式から SC 光発生に本質的な下記の規格化パラメータセットを導出した。すなわち、SC ファイバに関する特性ファイバ長 L_0 、入力端分散値 D_0 および分散湾曲係数 D_2 に対応する

規格化ファイバ長

$$\zeta_0 = \gamma P_0 L_0$$

規格化入力端分散値

$$\Delta_0 = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{D_0}{\gamma P_0 T_0^2}$$

および規格化分散湾曲係数

$$\Delta_2 = \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \right)^3 \frac{D_2}{\gamma P_0 T_0^4}$$

および種光パルスに関する実効ピーク強度 γP_0 および半値全幅 T_{FWHM} に対応する

規格化ピーク強度

$$\rho_0 = \gamma P_0 L_0 = \zeta_0$$

規格化パルス幅

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{1}{D_0 L_0}} T_0 = \frac{1}{\sqrt{\Delta_0 \zeta_0}}$$

を導入した。このうち、 τ_0 は ζ_0 および Δ_0 から導かれ、 ρ_0 は ζ_0 と同一の定義であるため、独立な規格化パラメータは3つである。すなわち、SC 光を特徴づける5つの実パラメータ L_0 、 D_0 、 D_2 および γP_0 、 T_{FWHM} は、たかだか3つの規格化パラメータに集約されることを明らかにした。

- 規格化パラメータの重要な性質であるスケーリング則、すなわち規格化パラメータセットが定まれば SC ファイバ出力光の強度スペクトルの形状が一意に決定されることを明らかにした。

さらに、Raman 効果および高次非線形効果がスケーリング則に及ぼす影響について調査し、Raman 効果の存在下においても、種光パルスの時間幅が一定の場合はスケーリング則は十分有効で、時間幅が変わる場合は SC 光スペクトルが Raman 利得スペクトルの範囲内に含まれる条件では有効であることを確認した。さらに、波長分散特性が波長について対称な関数で表される場合、高次非線形因子が含まれる方が $\omega - \beta_2$ 特性の非対称性による効果を補償するためスペクトルの対称性・平坦性が高くなることを明らかにした。Raman 効果を含めない場合の解析は、広い範囲の条件でスケーリング則が成り立つため、SC 光発生の本質の理解に役立つ。

- SC 光発生に対する分散湾曲係数の影響を調査し、分散湾曲係数はスペクトルの平坦性にはほとんど影響を与えないことを明らかにした。この結果、SC ファイバが無損失かつ種光パルスがチャープを含まない場合、SC 光の発生条件および出力光の特性に関わるパラメータは2つに絞られる。すなわち、SC ファイバの場合は規格化特性ファイバ長 ζ_0 および規格化入力端分散値 Δ_0 、種光パルスの場合は規格化ピーク強度 ρ_0 および規格化パルス幅 τ_0 である。
- 上記結論に基づき、与えられた種光パルスから SC ファイバのパラメータを設計するためのツール $\Delta_0 - \zeta_0$ マップを導入した。平坦な SC 光スペクトルを発生する規格化特性ファイバ長の閾値条件 $\zeta_0 = \zeta_{0th}(\Delta_0)$ を数値的に求め、これが SC ファイバ出力光のスペクトル幅が急激に変化する領域にあることを明らかにした。さらに Raman 効果の影響を調べ、本効果により SC 光発生に関する規格化特性ファイバ長の閾値が低減されることを明らかにした。
- 与えられた SC ファイバから種光パルスのパラメータを設計するためのツール $\tau_0 - \rho_0$ マップを導入した。平坦な SC 光スペクトルを発生する規格化ピーク強度の閾値条件 $\rho_0 = \rho_{0th}(\tau_0)$ を数値的に求め、これが SC ファイバ出力光のスペクトル幅が急激に変化する領域にあることを明らかにした。Raman 効果の影響を調べ、本効果により SC 光発生に関する規格化特性ファイバ長の閾値が低減されることを明らかにした。

さらに、上述の閾値関数 $\zeta_0 = \zeta_{0th}(\Delta_0)$ および $\rho_0 = \rho_{0th}(\tau_0)$ の関係を明らかにした。

- SC 光発生に対する種光パルス波形の違いの影響を 3 種類の波形 (sech、Gaussian、Lorentzian) について調査し、同じ半値全幅で比較した場合、少なくともこの 3 種類の波形に関しては規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th}(\tau_0)$ への影響は小さいことがわかった。規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th}(\tau_0)$ は同一の半値全幅に対して最小となることから、半値全幅は SC 光発生に本質的な時間指標であることが示唆された。
- SC 光発生に対する SC ファイバの伝搬損失の影響を調査し、伝搬損失に対応する規格化損失係数 Λ を導入した。上述の規格化パラメータセットに Λ を追加してもスケール則が成り立つ。限界規格化損失係数 Λ_{lim} 、すなわち平坦な領域を発生するための Λ の最大値の存在を明らかにし、規格化入力端分散値 Δ_0 および Raman 効果に対する依存性を明らかにした。
- SC 光発生に対する種光パルスのチャープの影響を調査した。上述の規格化パラメータセットにチャープパラメータを追加してもスケール則が成り立つ。正の周波数チャープの付与によって、ピーク強度閾値が低減されるのみならず、スペクトル中央のピークが抑圧される効果が得られることを明らかにした。
- 実際に分散減少・凸型分散ファイバを試作して SC 光を発生させた。W 型の屈折率プロファイルをもつ母材を VAD 法にて作製し、これをテーパ状に線引きすることにより分散減少・凸型分散型の波長分散特性を実現した。シミュレーション結果に基づいて、理想化されたファイバではない、すなわち $\lambda - D$ 特性のピーク波長が伝搬方向につれて減少するファイバの場合の種光波長の設定方法を示した。上記試作ファイバを中心波長 1545 nm、半値全幅 4.5 ps の種光パルスを用いて励起し、強度スペクトルおよびスペクトログラムの観測によって SC 光の発生を確認した。ピーク値から -27 dB を超えるレベルで測定された強度スペクトルの波長範囲は 1429 nm から 1664 nm であった。ピーク強度に対する -27 dB 波長全幅を測定し、閾値特性が SC ファイバおよび種光パルスのパラメータから計算される結果と良好に一致した。

分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生について、先行研究でまだ報告されていない事項について調査を実施し、以下の結果を得た。

- 分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様の手順で規格化パラメータを導出した。分散一定・正常分散ファイバの場合は、分散減少・凸型分散ファイバの場合における特性ファイバ長 L_0 をファイバ長 L に置き換えればよい。規格化パルス幅 τ_0 の定義においては、入力端分散値 D_0 はその絶対値 $|D_0|$ に置き換えられる。
- 導出した規格化パラメータと Taccheo らの無次元パラメータ N および χ [90] との関係を明らかにし、活用における留意点を示した。
- 上記規格化パラメータについて、スケール則の有効性を Raman 効果および高次非線形効果の影響を含めて調査し、分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に有効であることを確認した。Raman 効果を含めた場合は SC 光スペクトルの -10 dB 波長全幅は約 8% 増加した。

- SC 光発生の素過程ごとに強度スペクトルに影響を与える主要なパラメータを調査し、スペクトルの劣化要因を分析した。その結果、設計上注意すべきパラメータは SC ファイバの分散湾曲係数、種光パルスのピーク強度および時間幅に絞り込まれた。ファイバ長に関しては飽和領域、すなわち SC 光の強度スペクトルの変化が十分小さくなる長さを用いれば注意すべきパラメータから除外できる。
- 分散値 D_0 が $0 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ に近い正常分散値となる領域に、SC 光スペクトルの中央に陥没が生じ平坦性が劣化する励起条件が存在することを明らかにした。スペクトログラムによる観測の結果、分散湾曲係数による 3 次の時間チャープと第 1 自己位相変調の同時進行により波長分散特性の変曲点となるスペクトルの中央のエネルギーが減少し、窪みが生じることが明らかになった。分散値を零に近づけることによる影響は、分散湾曲係数の絶対値を増大させることによる影響と等価であることが示された。
- 与えられた SC ファイバから種光パルスのパラメータを設計するための $\tau_0 - \rho_0$ マップを導入した。分散減少・凸型分散ファイバの場合とは異なり、分散湾曲係数に依存して異なったマップとなる。スペクトル広がり of 成因が第 1 自己位相変調過程から第 2 自己位相変調過程に変わる境界を、SC 光発生の閾値条件として定義した。種光パルスのピーク強度および時間幅が大きい条件では、Raman 効果の影響によってスペクトル形状が劣化する。規格化パルス幅 τ_0 が小さい領域で、非常に平坦性および平滑性の高い SC 光スペクトルが発生可能であることを示した。
- 与えられた種光パルスから SC ファイバのパラメータを与える $\Delta_0 - \zeta$ マップを提示した。本マップは分散湾曲係数のみならず種光パルスのパラメータにも依存するため、汎用性のある設計ツールとしてではなく、ある種光パルスの条件における SC ファイバの条件を与える参考情報として用いられる。 $\tau_0 - \rho_0$ マップの場合と同様に、SC 光発生の閾値条件は第 1 自己位相変調過程と第 2 自己位相変調過程との境界として定義される。
- SC 光発生に対する SC ファイバの損失係数の影響を調査し、スペクトルの形状および閾値に影響を与えない規格化損失係数値 Λ の範囲を明らかにした。Raman 効果がない場合においても、 Λ が 0.002 以下程度の大きさであればスペクトルの平坦性等の形状的特徴は無損失の場合とほとんど変わらない。これは通常のシリカ系ファイバの場合では伝搬損失はほとんど問題にならないことを意味する。

第5章 スーパーコンティニウム光の特性とその改善方法

本章では、SC光源の応用における性能指標となる種々の光学的特性とそれらを改善および向上するための方法について述べる。特に通信への応用で重要となる雑音特性およびコヒーレンスについて力点を置いて議論する。この他、光源品質に関わるSC光の諸特性の改善方法、すなわち高出力化、マルチキャリアSC光の周波数安定化、分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合のSC光のスペクトルの平坦化について議論する。

5.1 SC光の雑音特性およびその改善方法

雑音特性はSC光源の光通信への応用にとって最も重要な性能指標の一つである。光伝送におけるSC光の利用形態は以下の2種類に大別される。すなわち、

1. SC光を光バンドパスフィルタで濾波して得た光パルスを変調して伝送に供する、いわゆるスペクトルスライス方式 [62, 65]。ビットインターリーブによる光時分割多重 (Optical Time-Division Multiplexing: OTDM)、および波長多重 (Wavelength-Division Multiplexing: WDM) を併用して用いる形態もこれに含まれる。
2. 繰り返し種光パルスにより発生されたマルチキャリアSC光から抽出された個々の光キャリアを高密度波長多重 (Dense Wavelength-Division Multiplexing: DWDM) 伝送に用いる光マルチキャリア方式 [67, 68, 72]。

上記2つの方式におけるSC光の雑音特性の最初の調査は、いずれも分散減少・凸型分散ファイバ型のSCファイバを用いて実施された。

スペクトルスライス方式におけるSC光の雑音特性は盛岡らによって初めて報告された [49]。彼らは分散減少・凸型分散ファイバで発生させたSC光を光バンドパスフィルタを用いてスライスして得た繰り返し光パルスをON/OFF変調してそのビット誤り率を評価し、種光パルスを変調した場合と比較して受信感度ペナルティのほとんどない光源品質であることを示した。

光マルチキャリア方式におけるSC光の雑音特性は高良らによって初めて報告された [67]。彼らは繰り返し周波数 12.5 GHz の種光パルスで分散減少・凸型分散ファイバを励起し、発生したマルチキャリアSC光を濾波して得た個々の光キャリアのSN (Signal-to-Noise) 比、およびこの光キャリアを強度変調して得た光信号のQ値 [164] を評価した。

光通信への応用の具体的事例については § 6.2 に譲る。

本節では、SC 光の雑音特性とその発生機構について理論的・実験的に明らかにする。作業仮説として、第 3 章で述べた SC 光の発生機構に基づく雑音発生モデルを提示する。これをシミュレーションおよび実験によって検証するため、SC 光発生における雑音特性の指標である変調利得 [165] を導入する。2 種類の SC 光発生用ファイバ、すなわち分散減少・凸型分散ファイバと分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生について、変調利得を用いて雑音特性を比較する。ここでも第 4 章で導入された規格化パラメータが活用される。波長多重伝送で用いるための一般的な SC 光の発生条件を変調利得を用いて明らかにする。最後に、低雑音の SC 光の発生方法を提案し、実験的に検証する。

5.1.1 SC 光発生に伴う雑音発生モデル

SC 光の雑音のメカニズムを調べるにあたっては適切なモデルを設けることが必要となる。SC 光や光増幅器の自然放出雑音光のような広帯域光における雑音発生モデルには下記の 2 種類が挙げられる [165]。

- 確率論的モデル：

系の発展にランダムな要素が含まれる方程式で記述されるモデルである。光増幅における自然放出光や Raman 散乱光はこのモデルによって説明される。マスター方程式や Langevin 方程式はこれに該当する。広い強度スペクトルを有する SC 光は、統計光学的には自然放出雑音光のようなインコヒーレントな性質を有する。もし SC 光発生が光増幅器の自然放出雑音光と類似の発生機構に基づくならば、このモデルによって雑音発生機構も説明されるだろう。

- 決定論的モデル：

系の発展にランダムな要素が含まれない方程式で記述されるモデルである。本研究で用いる古典的な伝搬方程式はこれに該当する。このモデルの場合、無雑音の入力条件では過剰雑音を発生することはない、すなわち SC 光に含まれるランダムネスはすべて種光パルスのランダムネスのみを起源とすることになる。

本研究では以下の 2 つの理由により、SC 光における雑音発生機構は決定論的モデルに基づくという作業仮説、すなわち「SC 光の雑音は種光パルス (SC ファイバへの入力光) に含まれる雑音のみを起源とする」という仮説から出発してこれを理論的・実験的に検証する。第 1 の理由は、受信感度ペナルティがほとんどない SC 光が発生可能であるという実験事実 [49] である。もし SC 光の発生においてランダムな過程の寄与が支配的であるならば、出力される SC 光にもランダムネスが含まれ、実験において無視できないペナルティとして観測されていただろう¹。第 2 の理由は、§3.1.3 および §4.1.9 で示したように、古典的な伝搬方程式を用いたシミュレーションによって SC 光発生の実験結果が良好に説明できたことである。このモデルはランダムな過程を一切含まないため、SC 光における雑音発生機構も決定論的モデルによって説明可能であることが示唆される。

ここで、雑音光が重畳された光パルスについてイメージをつかんでおくことは以後の議論のために有益である。

¹ 実際は §5.1.2 で述べる決定論的モデルに基づくメカニズムによってペナルティが起こりうる。

図 5.1 および 5.2 は雑音光が重畳された繰り返し光パルスの強度スペクトルおよび強度波形を示す。(a) は雑音光の周波数幅 (半値全幅) が光パルスの周波数幅の 113 倍の広さに、(b) では 11.3 倍に設定されている。雑音の定性的な振る舞いを観察し易くするため SN 比を小さく設定している。強度波形では 32 周期分の光パルスを 1 つのタイムスロットに重ね書きした。図に示されるように、波形に重畳された雑音光の様態は帯域に依存する。広い帯域の雑音光 (a) は、光パルス波形に重畳されたリップルのように観測される。一方、狭い帯域の雑音光 (b) は強度変調のように観測される。

実際の状況において、SC ファイバに入射される種光パルスは図 5.1 あるいは図 5.2 のどちらに該当するのだろうか？

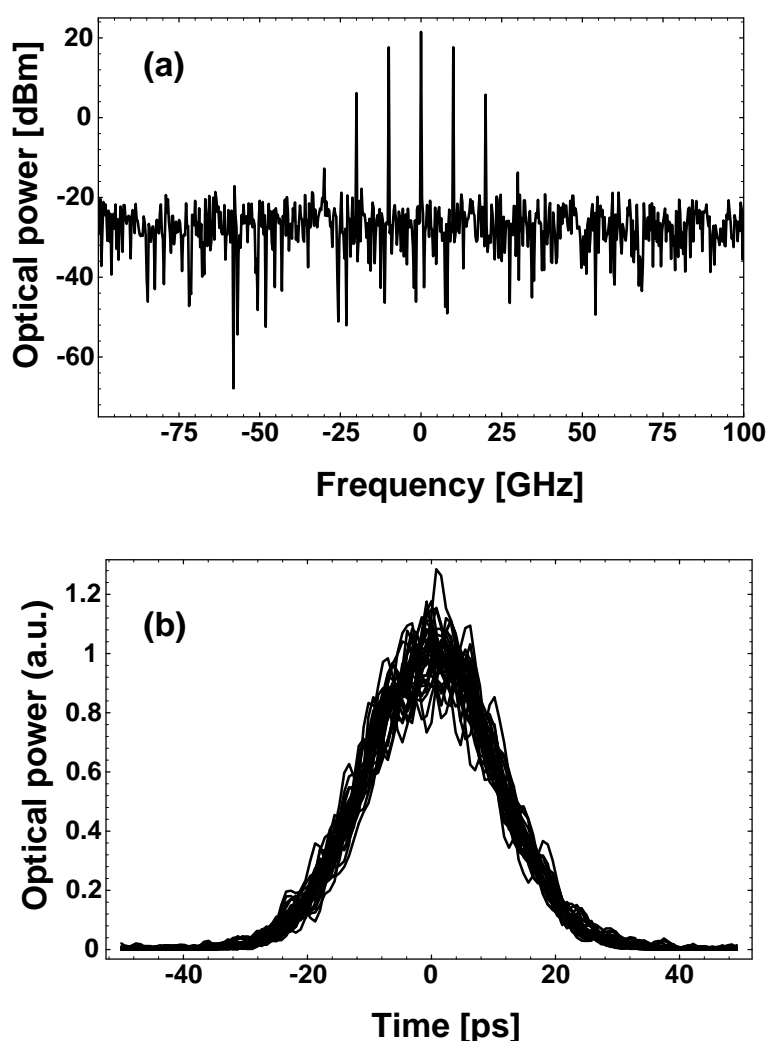


図 5.1: 雑音光が重畳された繰り返し光パルスの強度波形とスペクトル。雑音光の周波数幅 (半値全幅) は光パルスの周波数幅の 113 倍、(a) は強度スペクトル、(b) は 32 周期分の光パルスを 1 つのタイムスロットに重ね書きした強度波形。

高繰り返し周波数のコンパクト光源を用いた SC 光の発生時においては、種光パルスの十分なピーク強度を確保するために SC ファイバ入射前に光増幅手段を設ける。このとき、光増幅器と SC ファイバの間には自然放出雑音光を抑圧するための光バンドパスフィルタが必ず挿入される。したがって、実際の状況において SC ファイバに入射される種光パルスの強度波形は図 5.1 のようなリップル状ではなく、図 5.2 のような強度変調状の雑音が重畳された波形であると考えられる。

次節では、種光パルスに重畳されたこの強度変調状の雑音成分が SC 光にどのように影響するのかを調べよう。

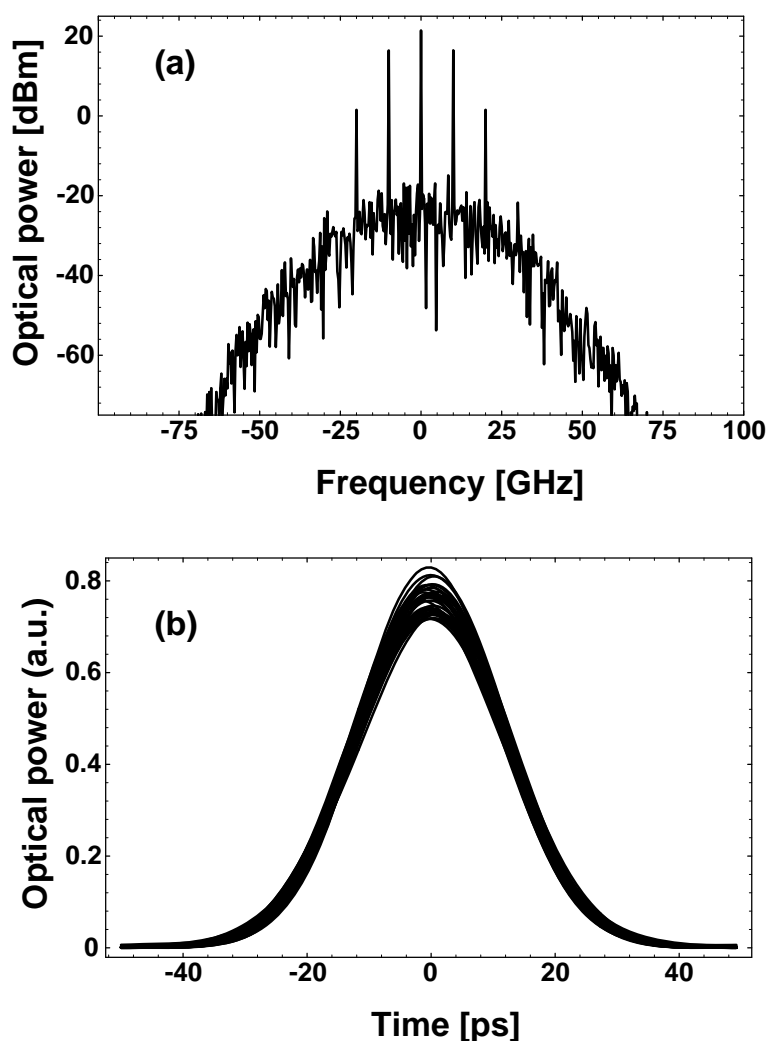


図 5.2: 雑音光が重畳された繰り返し光パルスの強度波形とスペクトル。雑音の周波数幅（半値全幅）は光パルスの周波数幅の 11.3 倍、(a) は強度スペクトル、(b) は 32 周期ぶんの光パルスを 1 つのタイムスロットに重ね書きした強度波形。

5.1.2 変調利得

決定論的モデルにおいては、SC 光の雑音は種光パルスに含まれる雑音のみを起源とする。これは、SC ファイバ前後における光学的な入出力関係を伝達関数を用いて記述できることを意味する。したがって、SC ファイバ前後の伝達特性を SC 光の発生機構に基づいて推定し、実験による観測結果と対比することによってモデルを検証可能である。

例として分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合について、その入出力関係を調べよう。

図 5.3 は入力される種光パルスのピーク強度の変化に対して出力される SC 光の強度スペクトルの変化を示す。SC ファイバは特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm·km) および分散湾曲係数 $D_2 = -0.00023$ ps/(nm³·km) で、種光パルスの半値全幅 $T_{FWHM} = 4$ ps である。図に示すように、種光パルスのピーク強度に対する強度スペクトルの変化の様子は単調ではなく、波長によっても一様ではない変化を示す。図 5.3 の SC 光スペクトルにおいて、波長 1560 nm で観測した強度 P_{SC} の種光パルスのピーク強度 P_0 に対する変化を図 5.4 に示す。 P_{SC} の変化は P_0 に対して単調ではなく増減を繰り返すことが示される。

ここで、種光パルスに重畳された強度変調状の雑音の NS (Noise-to-Signal) 比 $\frac{\Delta P_0}{P_0}$ が、波長 λ でスライスされた SC 光の NS 比 $\frac{\Delta P_{SC}}{P_{SC}}$ に変換される際の変換係数である変調利得 [165]

$$\begin{aligned} g(P_0, \lambda) &= \frac{\Delta P_{SC}}{P_{SC}} \bigg/ \frac{\Delta P_0}{P_0} \\ &= \frac{P_0}{P_{SC}} \left| \frac{\partial}{\partial P_0} P_{SC}(P_0, \lambda) \right| \end{aligned} \quad (5.1)$$

を定義する。 ΔP_0 および ΔP_{SC} は各々種光パルスおよびスライスされた SC 光に含まれる雑音強度を表す。図

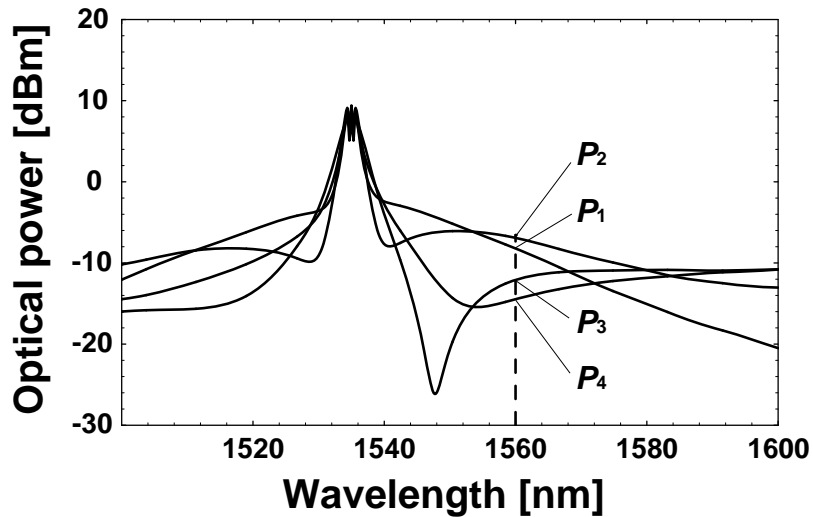


図 5.3: 分散減少・凸型分散型 SC ファイバにおける、種光パルスのピーク強度の変化に対する SC 光強度スペクトルの変化。種光パルス波長 1550 nm、半値全幅 $T_{FWHM} = 4$ ps、SC ファイバのパラメータ $L_0 = 450$ m、 $D_0 = 9$ ps/(nm·km)、 $D_2 = -0.00023$ ps/(nm³·km)。

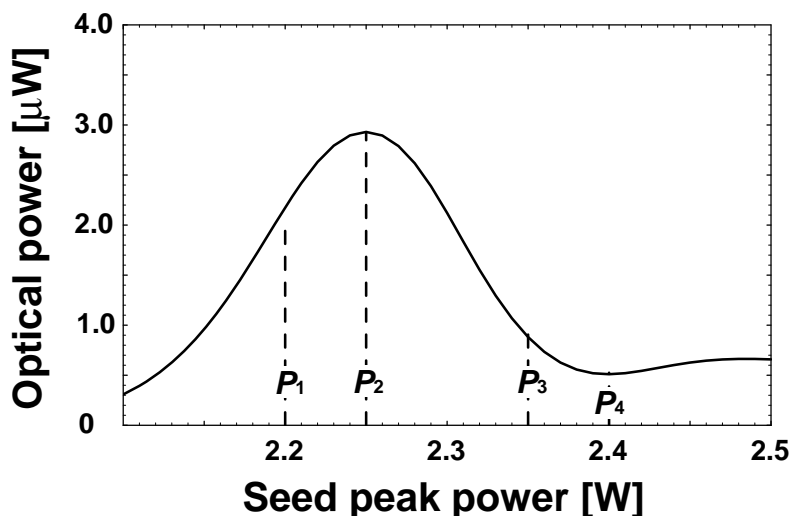


図 5.4: 図 5.3 における種光パルスのピーク強度に対する波長 1560 nm で測定された SC 光強度の変化。

5.3 の例に示されるように、一般にこの変調利得はピーク強度 P_0 およびスライス波長² λ の関数である。

種光パルスが図 5.2 のような強度変調状の雑音 ΔP_0 を印加されているものとする。種光パルスの NS 比 $\frac{\Delta P_0}{P_0}$ は、この $P_{SC} - P_0$ 曲線の傾きの大きさに対応した式 (5.1) の変調利得が乗じられて SC 光の NS 比 $\frac{\Delta P_{SC}}{P_{SC}}$ に変換される。この例の場合、特に注目すべきは図 (b) の P_2 や P_4 のように種光パルスのピーク強度 P_0 の変化に対して SC 光のスペクトル強度 P_{SC} がほとんど変化しない停留点 (図中の P_2 および P_4) が存在することである。これは、この停留点においては変調利得が 0、すなわち SC 光に含まれる強度雑音が 0 になることを意味する。

式 (5.1) より、変調利得は増幅器の雑音指数と等価である。上述のように、種光パルスのピーク強度に対する SC 光スペクトルはシミュレーションにより求めることができるため、その結果を用いて変調利得も算出可能である。後述のように、変調利得は実験的に測定可能である。従って、シミュレーションと実験から得られた変調利得の振る舞いを対比することによってこの雑音発生モデルを検証することが可能となる。

シミュレーション

式 (5.1) で定義された変調利得をシミュレーションによって求めよう。

理想化された分散減少・凸型分散ファイバで Raman 効果なしの場合について計算された変調利得の種光パルスのピーク強度に対する変化を図 5.5 に示す。SC ファイバは特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm·km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.00023$ ps/(nm³·km)、非線形係数 $\gamma = 3.35$ km⁻¹W⁻¹ である。種光パルスは sech パルスで半値全幅 $T_{FWHM} = 4$ ps である。SC ファイバは Raman 効果および伝搬損失を含ん

² 特に区別の必要がない限り、「スライス波長」の呼称は SC 光から光パルスを切り出すときの光バンドパスフィルタの中心波長に対してだけでなく、マルチキャリア SC 光から抽出される 1 つの光キャリアの波長の場合にも用いることとする。

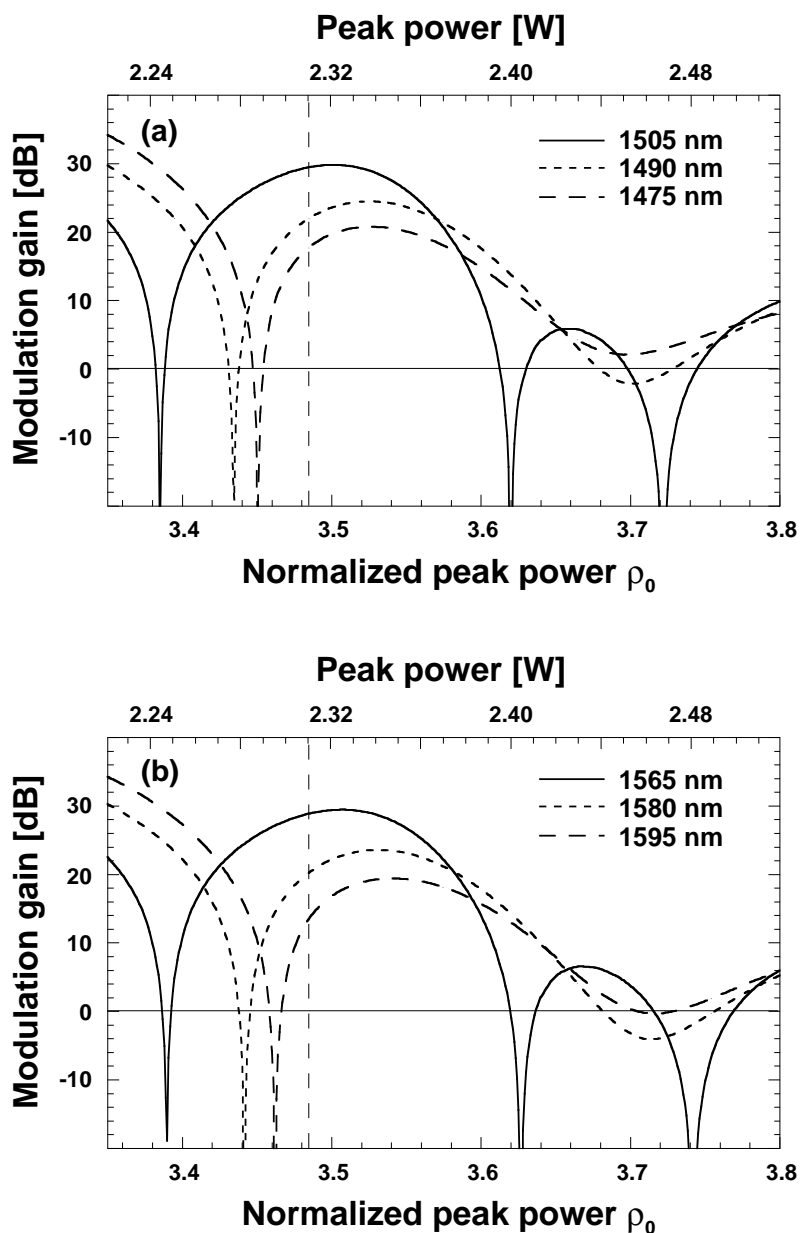


図 5.5: 理想化された波長分散特性の分散減少・凸型分散ファイバで発生された SC 光スペクトルから計算された変調利得の種光パルスのピーク強度に対する変化。Raman 効果および伝搬損失は含まれない。(a) 種波長の短波長側、(b) 種波長の長波長側。破直線はピーク強度閾値を表す。

でない。(a) の実線、破線、点線は各々波長 1505 nm、1490 nm、1475 nm を表し、(b) の実線、破線、点線は各々波長 1565 nm、1580 nm、1595 nm を表す。図の横軸にはピーク強度 P_0 と規格化ピーク強度 $\rho_0 = \gamma P_0 L_0$ を併記した。破直線で表されるピーク強度閾値 P_{0th} は 2.31 W で、規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} は 3.49 である。

図 5.4 から予想されるように、変調利得はピーク強度に対して振動的に変化する。変調利得が 0 ($= -\infty$ dB)

となる条件は停留点に対応する。このとき、式 (5.1) より SC 光の NS 比は $\frac{\Delta P_{SC}}{P_{SC}} = 0$ となり、種光パルスに含まれる強度雑音は SC 光に伝わらない。停留点に対応する変調利得が 0 dB 以下の場合、 $\frac{\Delta P_{SC}}{P_{SC}}$ は種光パルスの NS 比 $\frac{\Delta P_0}{P_0}$ より小さくなることを意味する。停留点前後のピーク強度においては図 5.4 の勾配が逆転することから、種光パルスの強度変調に対する SC 光の強度変調の符号は変調利得の零点を挟んで反転する。変調利得が極小となるピーク強度は、スライス波長 λ_{SC} が種光パルス波長 λ_0 から離れるにつれて大きくなる傾向が示される。本シミュレーションではスペクトルの非対称性の主要因である実際の波長分散特性と Raman 効果が含まれないため、短波長側と長波長側における変調利得の変化はほぼ対称になる。

スケージング則より、SC 光の特性は規格化パラメータによって決まるため、変調利得もスケージング則に従う。すなわち、規格化パラメータセットおよび半値全幅が同一の場合、同一のスライス波長および規格化ピーク強度で観測される変調利得の値はほぼ等しい。半値全幅が異なる場合は、半値全幅の逆数に比例する種光波長からのスライス波長でほぼ等しくなる。以上述べたように、変調利得の良好な SC 光を実現する設計を規格化パラメータセットを介して別の実パラメータセットで用いることが可能となる。

実験による検証に先立って、実際の SC ファイバではどのような結果が得られるのか予想してみよう。

§3.1.3 および §4.1.9 で述べたように、実際の分散減少・凸型分散ファイバは Raman 効果を呈し、かつ $\lambda-D$ 特性のピーク波長は伝搬方向につれて短波長方向にシフトする。図 5.6 に実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた場合の変調利得のピーク強度に対する変化を示す。SC ファイバは特性ファイバ長 $L_0 = 355$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm·km)、入力端における分散勾配 $D_1 = 0.05$ ps/(nm²·km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.00023$ ps/(nm³·km) である。本 SC ファイバは、 $\lambda-D$ 特性のピーク波長はピーク分散値 1 ps/(nm·km) の減少あたり 14.0 nm 短波長側にシフトする。特性ファイバ長 L_0 はピーク強度閾値 P_{0th} が図 5.5 の場合と等しくなるように設定された。入力端分散値 D_0 および分散湾曲係数 D_2 および種光パルスのパラメータは図 5.5 の場合と等しい。ピーク強度閾値 P_{0th} は 2.35 W で、規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} は 2.80 である。

変調利得の観測波長に関する非対称性は大きくなった。短波長側と比べ、長波長側の方が種光パルスのピーク強度に対する変調利得の変動周期が大きい。

実験的に観測される変調利得が上記の特徴を示せば、SC 光の雑音発生機構における決定論的モデルの裏付けとなる。

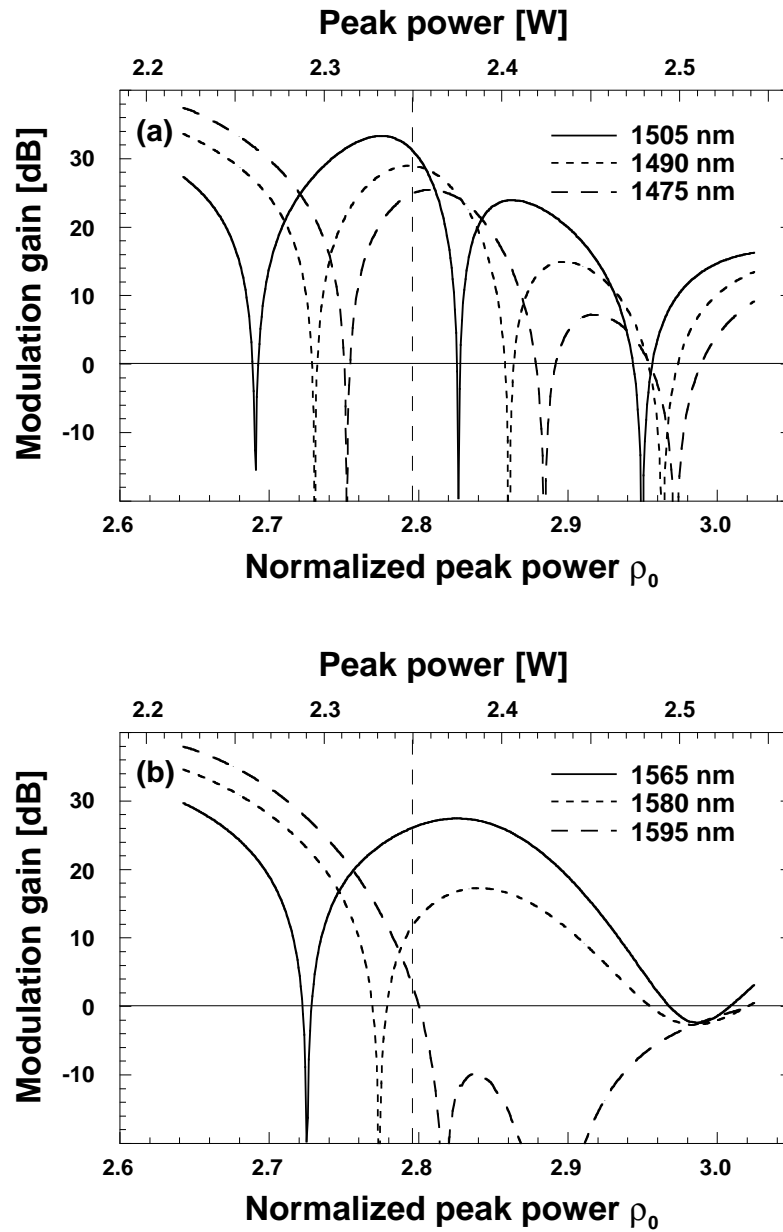


図 5.6: 実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた場合の変調利得の種光パルスのピーク強度に対する変化。Raman 効果を含む。伝搬損失は含まない。(a) 種波長の短波長側、(b) 種波長の長波長側。破直線はピーク強度閾値を表す。

実験

分散減少・凸型分散型 SC ファイバにおける変調利得を実験的に測定し、前節のシミュレーション結果と比較した。

図 5.7 に変調利得の測定系を模式的に示す [165]。種光パルスは SC ファイバ入射前に強度変調器によって微小な正弦波変調を印加される。種光パルスに印加された微小な正弦波の変調信号は、SC ファイバ出力光においても正弦波変調として検出される。種光パルスの変調度を M_0 、スライスされた SC 光パルスの変調度を M_{SC} とすると、これらは各々式 (5.1) の変調度 $\frac{\Delta P_0}{P_0}$ および $\frac{\Delta P_{SC}}{P_{SC}}$ に対応する。したがって、変調利得 g は

$$g = \frac{M_{SC}}{M_0} \quad (5.2)$$

によって求まる。

実験では、種光源として波長 1535 nm、繰り返し周波数 6.3 GHz のモード同期 Er 添加ファイバリングレーザを用いた。この出力光パルス列に、LiNiO₃ 光強度変調器 (IM) を用いて変調周波数 $\Delta f = 10$ MHz、変調度 $M_0 = 0.5\%$ の正弦波の強度変調を印加した。変調された種光パルスは Er 添加ファイバ光増幅器 (EDFA) で増幅され、通過帯域の半値全幅が 1.0 nm の光バンドパスフィルタ (OBPF1) を用いて、EDFA から出力される自然放雑音光を抑圧した後、文献 49、59 および 60 で用いられた SC ファイバに入射された。§ 3.1.3 で述べた導出法を用いてこの SC ファイバのパラメータは推定される。オートコリレータを用いて測定された種光パルスの半値全幅は 4.82 ps である。SC ファイバに入射される種光パルスのピーク強度は SC ファイバの前に挿入した光アッテネータ (OATT) によって制御した。

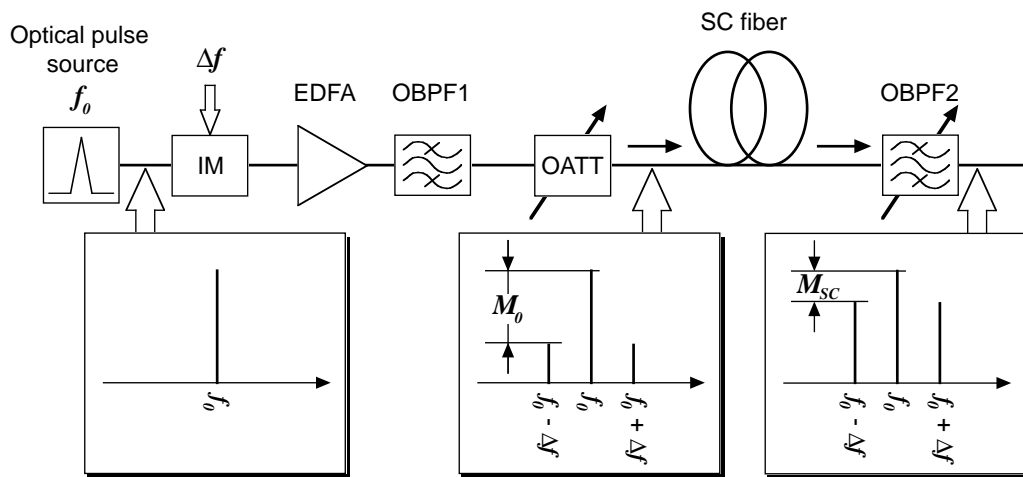


図 5.7: 変調利得の測定系 [165] (©1998 OSA)。挿入図は測定点における O/E 変換信号のスペクトル。 f_0 : 種光パルスの繰り返し周波数 (6.3 GHz)、IM: LiNiO₃ 光強度変調器、 Δf : LiNiO₃ 光強度変調器の変調周波数 (10 MHz)、EDFA: Er 添加ファイバ光増幅器、OBPF1: 光バンドパスフィルタ 1、OATT: 光アッテネータ、SCF: SC ファイバ、OBPF2: 光バンドパスフィルタ 2、 M_0 : 種光パルスの変調度、 M_{SC} : OBPF2 でスライスされた SC 光の変調度。

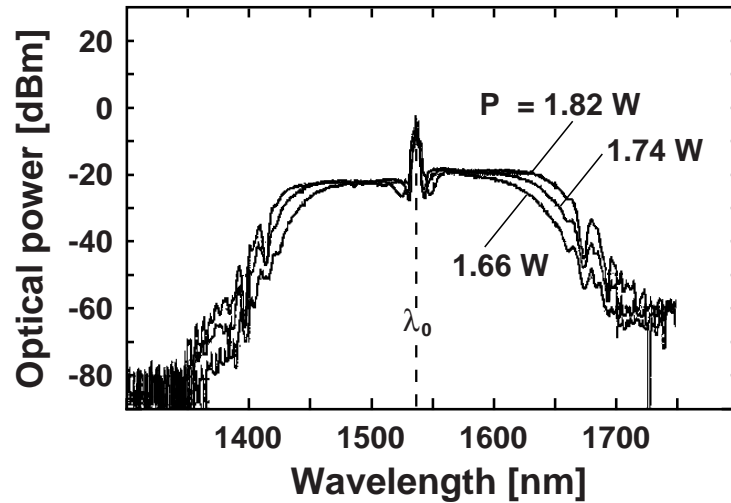


図 5.8: 分散減少・凸型分散型 SC ファイバ [49, 59, 60] を用いて発生された SC 光の強度スペクトル [165] (©1998 OSA)。種光パルスの中心波長は 1535.0 nm、光スペクトルアナライザの波長分解能は 0.1 nm。

図 5.8 は発生した SC 光の強度スペクトルを示す。モードフィールド径から算定される非線形係数 γ は $3.35 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}$ である。規格化パルス幅 τ_0 は残留種光成分および凹み部分を除く波長範囲 $\lambda_0 \pm 60 \text{ nm}$ において、ピーク強度 1.82~1.66 W の変化に対し、SC 光のスペクトル強度はほとんど変化せず平坦であることが示される³。SC 光発生時のピーク強度閾値は約 1.82 W である。SC ファイバの出力光は通過帯域の半値全幅が 1.9~2.1 nm の光バンドパスフィルタ (OBPF2) を用いてスライスされ、得られた光パルス列を O/E 変換器で電気信号に変換されスペクトルアナライザで強度変調度 M_{SC} を測定した。

式 (5.2) により得られる変調利得の測定値をシミュレーション結果と比較した。

図 5.9 に測定された変調利得の種光パルスのピーク強度に対する変化を示す。(a) は種光波長の短波長側で、実線、破線、点線は各々スライス波長 1562.70 nm、1577.98 nm、1597.80 nm に対応する。(b) は種光波長の長波長側で、実線、破線、点線は各々スライス波長 1505.03 nm、1490.77 nm、1476.92 nm に対応する。規格化ピーク強度 $\rho_0 = \gamma P_0 L_0$ に加えて、横軸にピーク強度 P_0 も併記した。シミュレーションで予想された変調利得は傾向において実験結果をよく再現することが示される。

上記シミュレーションおよび実験から導かれる分散減少・凸型分散ファイバで発生される SC 光の変調利得の性質は以下のようにまとめられる：

1. 変調利得が 0 となる種光パルスのピーク強度が存在する。これは、この条件においては種光パルスの強度雑音は SC 光の強度雑音に変換されないことを意味する。
2. スライス波長 λ_{SC} が種光パルス波長 λ_0 から離れるにつれて変調利得が極小となる種光パルスのピーク強度は大きくなる。

³ 図 5.8 および 5.9 中の種光ピーク強度については、文献 165 中の対応するピーク強度から SC ファイバ入射部の融着損を補正したものをを用いた。

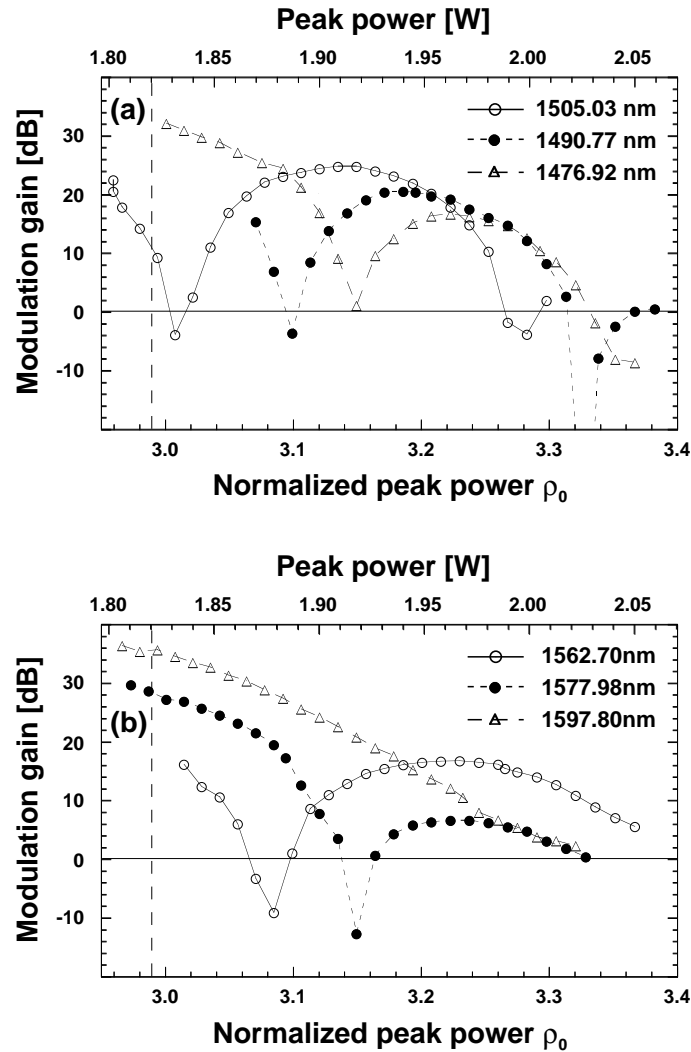


図 5.9: 分散減少・凸型分散型 SC ファイバ [49, 59, 60] を用いて発生された SC 光から測定された変調利得の種光パルスのピーク強度に対する変化。種光パルスの中心波長は 1535 nm、半値全幅は 4.82 ps。種光パルスに印加した強度変調度 M_0 は 0.5%、変調周波数 Δf は 10 MHz。図 5.7 の光バンドパスフィルタ OBPF2 の帯域は 1.9~2.1 nm。(a) は種光パルスの短波長側 [165] (©1998 OSA)、(b) は長波長側を表す。破直線はピーク強度閾値を表す。

3. 実際の分散減少・凸型分散ファイバの場合、変調利得は種光波長に関して非対称となる。短波長側と比べ、長波長側の方が種光パルスのピーク強度に対する変調利得の変動周期が大きい。
4. 種光パルスのピーク強度が大きくなるにつれて、変調利得の変動量は小さくなる傾向がある。

以上の結果は、SC 光発生に伴う雑音発生は種光パルスのピーク強度揺らぎを起源とする決定論的モデルに従うことを強く示唆する。

実際の SC 光発生において、種光パルスに重畳されるのは正弦波の変調ではなくランダムな強度雑音である。種光パルスに含まれる相対強度雑音 (Relative Intensity Noise: RIN) に起因する SC 光の強度雑音から導かれる変調利得を、種光パルスへの正弦波状の強度変調によって得られる変調利得と比較した。

図 5.10 に異なる 3 種の測定方法による変調利得の測定結果を示す。この実験では、SC ファイバは § 4.1.9 で試作した分散減少・凸型分散ファイバを用いた。種光源は繰り返し周波数 25 GHz、波長 1554 nm のモード同期半導体レーザを用いた。スライス波長はすべての測定で 1569.80 nm である。白丸は SC 光から狭帯域のアレイ導波路格子型光バンドパスフィルタを用いて SC 光から抽出された光キャリア (CW 光) の RIN 測定により求めた変調利得、黒丸は SC 光から光バンドパスフィルタでスライスされた光パルスの RIN 測定による変調利得である。RIN から算出された変調利得は、測定された RIN を周波数 100 MHz ~ 10 GHz で積分して算出した SN 比を SC 光と種光パルス間で比をとって算出した。種光パルスの SN 比は 49 dB である。三角は図 5.7 の測定方法、すなわち正弦波変調された種光パルスを用いて測定した変調利得を表す。LN 変調器に印加した変調信号の周波数は 10 GHz である。

各種方法により測定された変調利得は値が大きい領域では概ね一致する。光キャリアおよび光パルスの RIN 測定では測定器の感度限界のため、各々変調利得 17.0 dB および 4.6 dB が測定限界となった。一方、種光パルスを変調して求めた変調利得の測定限界は -13.0 dB で最も良好な感度で測定できた。

以上のように、種光パルスに重畳された白色性の強度雑音も正弦波変調の場合と同様に変調利得によって SC 光に転移されることが実証された。変調利得を高感度に測定するには、RIN を測定する方法より強度変調を印加する方法が有利であることが示された。

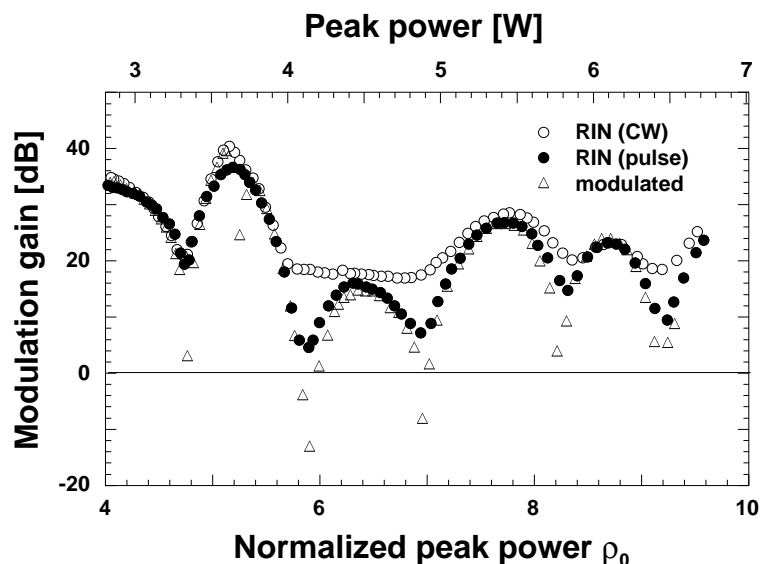


図 5.10: 種々の測定方法による変調利得。白丸: SC 光から抽出された光キャリアの RIN 測定による変調利得、黒丸: SC 光からスライスされた光パルスの RIN 測定による変調利得、三角: 正弦波変調された種光パルスを用いて測定した変調利得。光キャリアおよびスライスされた SC 光パルスの中心周波数は 1569.80 nm。

図 5.10 の結果から、変調利得が実際に SC 光パルスの SN 比の劣化に関係していることが示された。ここでスライスされた SC 光パルスの強度波形を観測することにより変調利得の影響を確認しよう。

図 5.9 の実験で用いられた SC 光を波長 1578.0 nm でスライスして得た光パルスを帯域 20 GHz の O/E 変換器で観測した波形を図 5.11 に示す。変調利得は種光パルスのピーク強度を変えることによって設定された。変調利得が 0 dB 以上 (図 5.11(b) および (c)) の場合、種光パルス (同図 (a)) と比較して SN 比の劣化が確認された。変調利得が 0 dB 以下の場合 (同図 (d))、少なくとも種光パルス波形と同程度に SN 比の良好な波形が観測された。SC ファイバに入射される種光パルスの SN 比は一定であるため、図 5.9 の結果は変調利得の影響でスライスされた SC 光パルスの強度雑音が増大していることを示している。このように、変調利得はスライスされた SC 光パルスの強度雑音に直接関係する。上記結果は、所要の SN 比を満足する SC 光パルスを発生するためには、変調利得の影響をクリアできる程度に十分大きい SN 比を有する種光パルスを用いる必要があることを示している。

以上の結果が示すように、SC 光を用いた低雑音光パルスの発生には変調利得が小さくなるように種光パルス強度およびスライス波長を選択し、変調利得によるペナルティを補償できる程度に SN 比が高い種光パルスを用いることが本質的である。

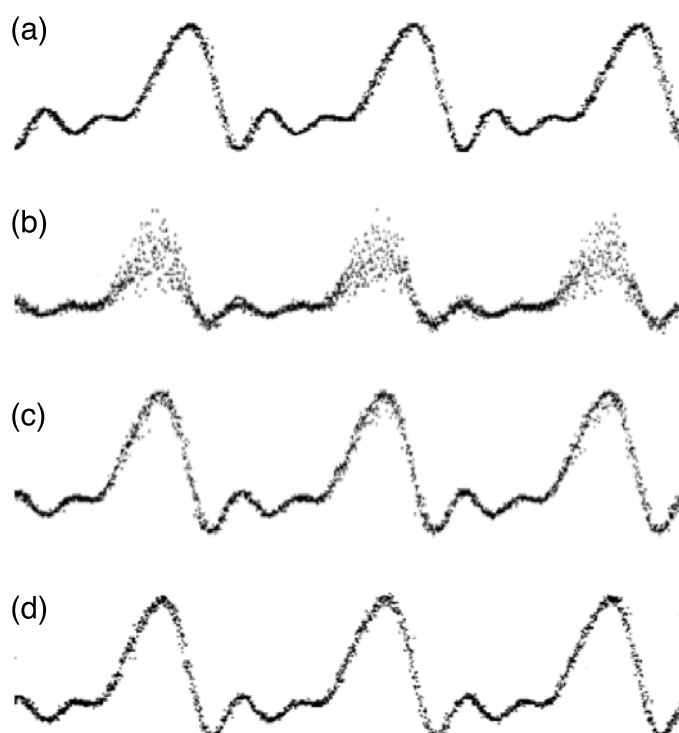


図 5.11: 図 5.8 の SC 光を波長 1578.0 nm でスライスして得た光パルスを O/E 変換器で観測した波形 [165] (©1998 OSA)。 (a) 種光パルス、 (b) 変調利得 35 dB、 (c) 変調利得 25 dB、 (d) 変調利得 -13 dB。

5.1.3 波長多重伝送における変調利得の影響

前節で、変調利得はSC光の雑音特性の指標として有用であることを明らかにした。さらに、分散減少・凸型分散ファイバによるSC光発生の場合、変調利得は種光パルスのピーク強度およびSC光をスライスする波長に依存することを示した。これはSC光の波長多重伝送への応用時において考慮すべき問題となる。

本節では、波長多重伝送への応用時における変調利得を考慮したSC光源の設計指針について調べる。波長多重に好適な条件、すなわち連続した広い波長範囲にわたって変調利得が小さい(0 dB以下となる)領域を見つけるため、変調利得をピーク強度とスライス波長の関数として表示する2次元マップを導入する。規格化パラメータを解析に用いて設計の一般化を図る。規格化パルス幅の最適化が変調利得低減の鍵であることが明らかになる。

分散減少・凸型分散ファイバ

最初にRaman効果を含めない場合の変調利得について調べる。

図5.12、5.13および5.14に、理想化された分散減少・凸型分散ファイバを用いたSC光発生における、スライス波長および規格化ピーク強度 ρ_0 に対する変調利得の2次元マップを示す。各図は異なる規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.631$ 、 0.972 および 1.51 に対応する。シミュレーションに使用した種光パルスの半値全幅は各々 $T_{FWHM} = 2.53$ ps、 3.90 psおよび 6.06 psである。表4.6に示すように、規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.972$ は規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} がほぼ最小値となる条件で、規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.631$ および 1.51 は対応する規格化ピーク強度閾値がほぼ等しくなる条件である。図に示すようにマップは種光波長に関しほぼ対称になる。規格化パルス幅 τ_0 が大きくなるにつれて、変調利得が0 dB以下になる規格化ピーク強度 ρ_0 の間隔は小さくなることが示される。 $\tau_0 = 0.631$ (図5.12)の場合、広い波長範囲で変調利得が0 dB以下になる領域が規格化ピーク強度の範囲 $\rho_0 = 5.22 \sim 5.4$ に存在する。上記波長範囲は $\rho_0 = 5.22$ のとき最大で、種光波長の短波長側では $1423 \sim 1529$ nm、長波長側では $1575 \sim 1691$ nmと長短波長側で各々100 nmを超える範囲にわたる。これに対し、規格化パルス幅が $\tau_0 = 0.972$ (図5.13)および 1.51 (図5.14)の場合では0 dB以下となる領域が狭く、波長多重伝送に好適ではない。

このように、変調利得の抑圧には規格化パルス幅 τ_0 の適切な設計が重要で、上記シミュレーション結果によれば τ_0 を小さく設定する方が波長多重により好適、すなわちより広い波長範囲にわたって変調利得が小さい条件を得られる傾向がある。

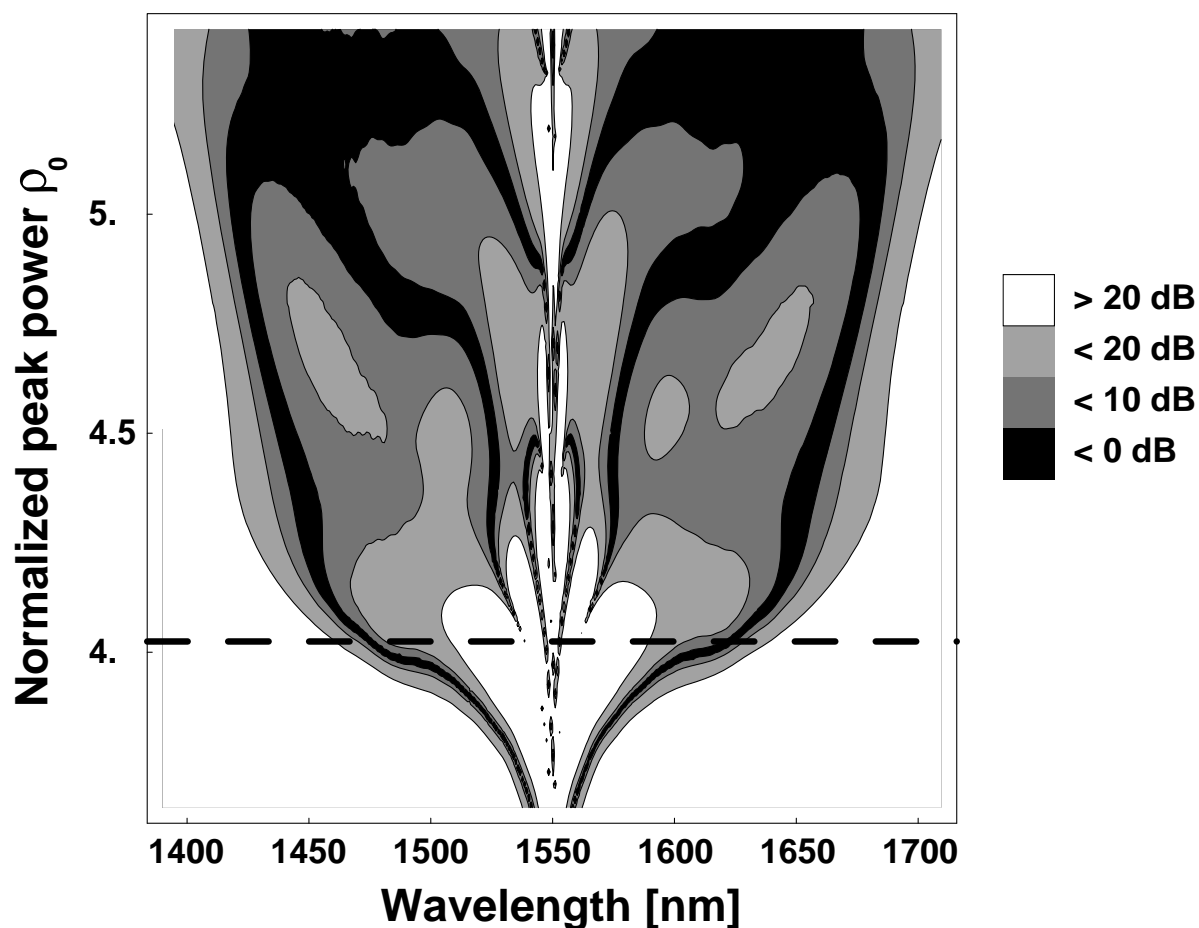


図 5.12: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.631$ で Raman 効果を含めない場合の理想化された分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。破直線は規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th} = 4.03$ を表す。SC ファイバの特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm · km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 2.53 ps。伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は 10 dB。

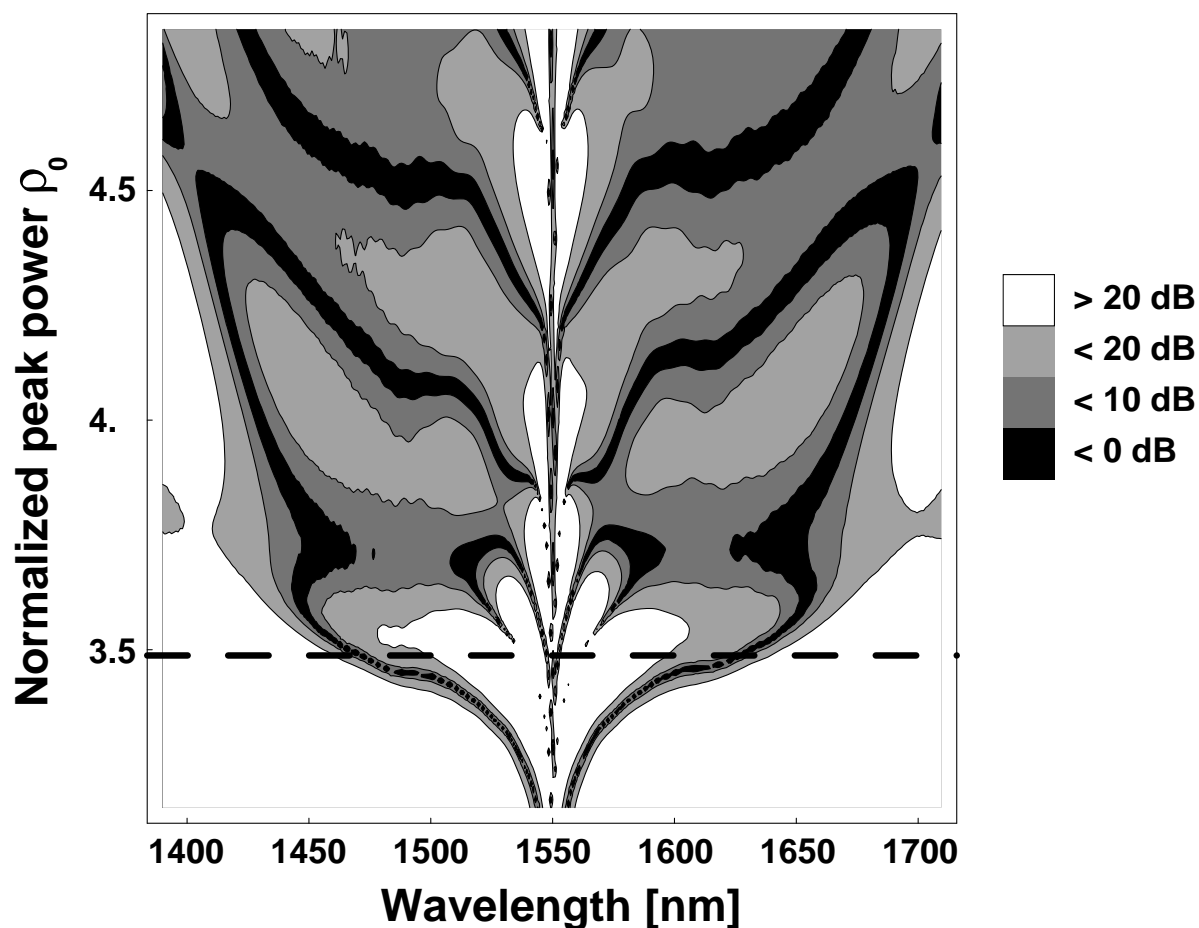


図 5.13: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.972$ で Raman 効果を含めない場合の理想化された分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。破直線は規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th} = 3.49$ を表す。SC ファイバの特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm · km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 3.90 ps。伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は 10 dB。

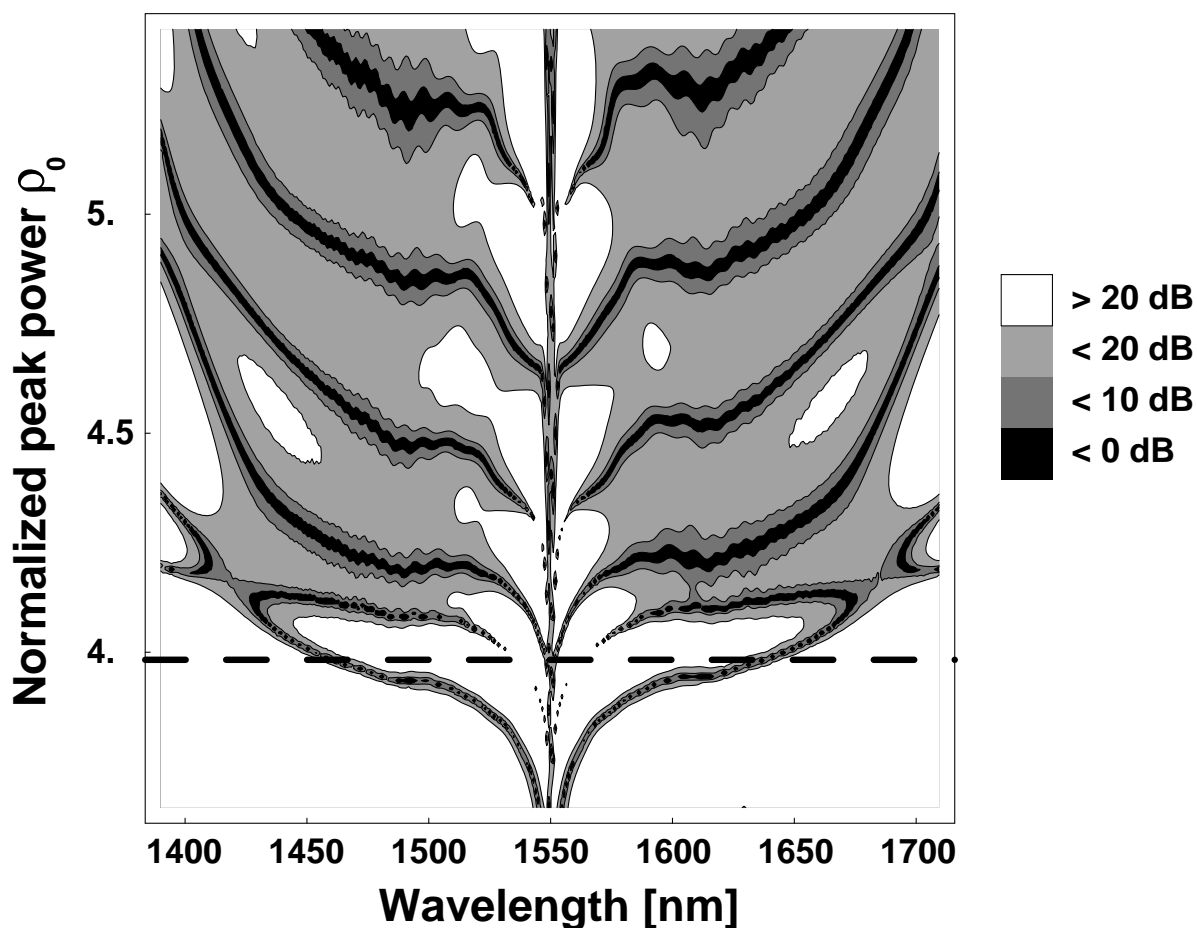


図 5.14: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.51$ で Raman 効果を含めない場合の理想化された分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。破直線は規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th} = 3.98$ を表す。SC ファイバの特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm · km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 6.06 ps。伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は 10 dB。

次に実際の SC 光発生の場合について調べる。

図 5.15、5.16 および 5.17 に、Raman 効果を含みかつ実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた場合の SC 光発生における規格化ピーク強度 ρ_0 およびスライス波長に対する変調利得の 2 次元マップを示す。各図は異なる規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.623$ 、 0.998 および 1.60 に各々対応する。シミュレーションに使用した種光パルスの半値全幅は各々 $T_{FWHM} = 2.5$ ps、 4.0 ps および 6.4 ps である。表 4.7 に示すように、規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.998$ は規格化ピーク強度閾値 ρ_{0thR} がほぼ最小値となる条件で、規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.623$ および 1.60 は対応する規格化ピーク強度閾値がほぼ等しくなる条件である。

理想化された SC ファイバの場合と比較して、マップは波長に関して非対称となる。短波長側では変調利得が 0 dB 以下になる規格化ピーク強度 ρ_0 の間隔は小さくなるが、後で述べるようにこれは Raman 効果の影響である。種光波長の長波長側では、 $\rho_0 = 4.32 \sim 4.87$ の範囲にわたって波長範囲 50 nm 以上の変調利得が 0 dB 以下になる広い領域が得られる。Raman 効果なしで規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.972$ で理想化された SC ファイバを用いた場合（図 5.13）では、波長多重伝送に好適な条件の領域は非常に狭かったが、同等の τ_0 でかつ Raman 効果を含めた場合（図 5.16）では、 $\rho_0 = 3.8 \sim 4.1$ の範囲で変調利得が 0 dB 以下となる波長範囲 75 nm を超える広い領域が種光の長波長側に現れた。 $\rho_0 = 3.92$ では、最も広い波長範囲 $1587 \sim 1692$ nm にわたって変調利得が 0 dB 以下となる条件が得られる。§ 6.2.1 において分散減少・凸型分散ファイバが用いられた光時間多重・波長多重伝送実験の例が示されるが、この実験においても広い領域で良好な雑音特性が得られる種光波長の長波長側が活用されている。一方、いずれの規格化パルス幅 τ_0 の条件においても、種光波長の短波長側では波長多重に好適な SC 光発生条件の領域は狭い。

図 5.15、5.16 および 5.17 のシミュレーションは、Raman 効果および分散ピークがシフトする実際の波長分散特性の両方を含んでいるため、いずれの効果もマップの非対称性の原因なのか、特に長波長側において変調利得が 0 dB 以下になる領域が拡大する原因が何であるのかが特定できない。

次にこれらの効果を分けてシミュレーションを実施し、各々の効果の寄与と広い波長範囲で変調利得が抑圧される条件を調べる。

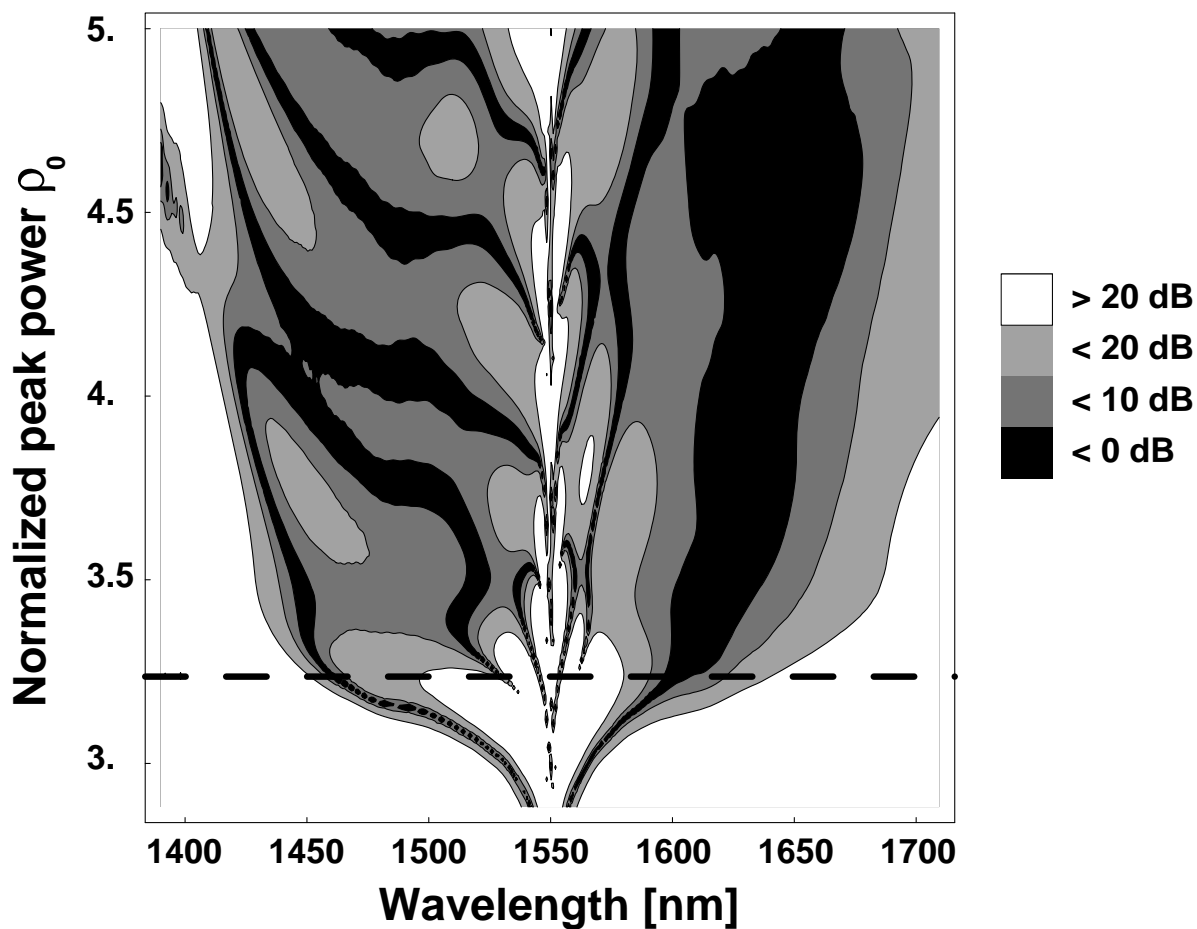


図 5.15: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.623$ で Raman 効果を含みかつ実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。破直線は規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th} = 3.24$ を表す。SC ファイバの特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm·km)、入力端分散勾配 $D_1 = 0.061$ ps/(nm²·km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³·km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 2.5 ps。Raman 効果を含む。伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は 10 dB。

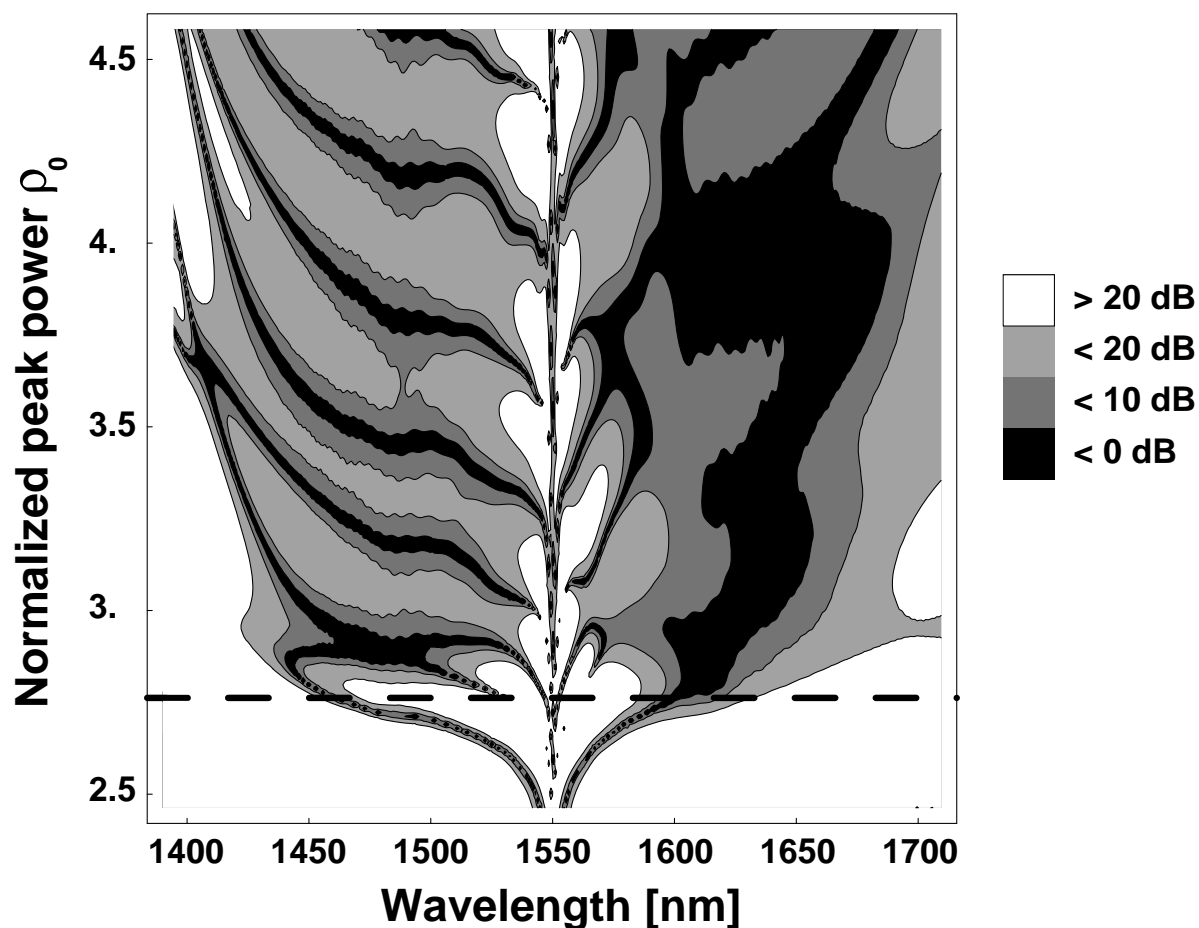


図 5.16: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.998$ で Raman 効果を含みかつ実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。破直線は規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th} = 2.76$ を表す。SC ファイバの特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm·km)、入力端分散勾配 $D_1 = 0.061$ ps/(nm²·km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³·km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 4.0 ps。伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は 10 dB。

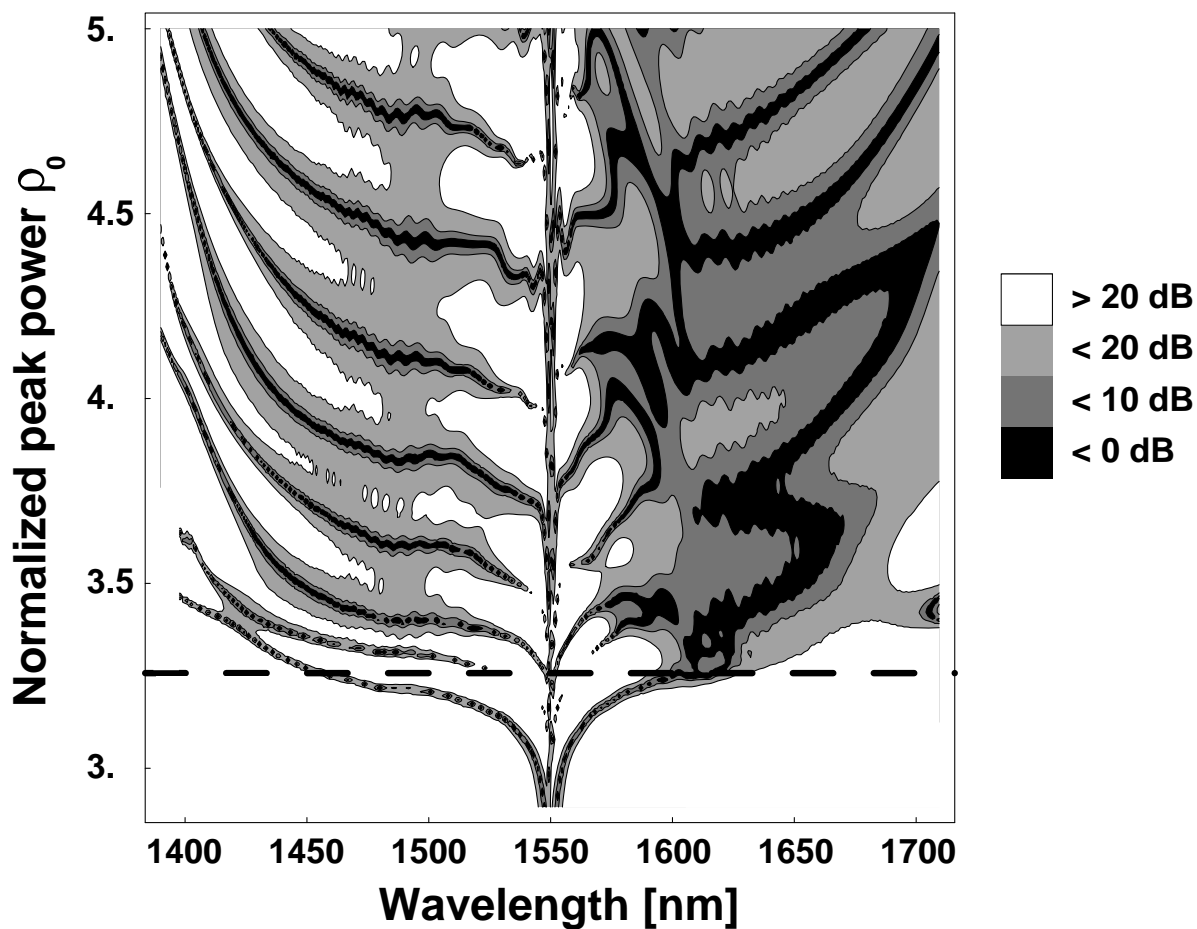


図 5.17: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.60$ で Raman 効果を含みかつ実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。破直線は規格化ピーク強度閾値 $\rho_{0th} = 3.26$ を表す。SC ファイバの特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm·km)、入力端分散勾配 $D_1 = 0.061$ ps/(nm²·km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³·km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 6.4 ps。伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は 10 dB。

図 5.18 は Raman 効果を含まず、実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた SC 光発生の場合の変調利得の 2 次元マップを示す。図 5.19 は Raman 効果を含み、理想化された波長分散特性の SC ファイバによる SC 発生の場合の変調利得の 2 次元マップを示す。規格化パルス幅は、図 5.18 では $\tau_0 = 0.631$ 、図 5.19 では $\tau_0 = 0.623$ で、ほとんど同じ値である。

Raman 効果なしでかつ理想化された分散減少・凸型分散ファイバの場合（図 5.12）と比較して、いずれの条件も非対称性をもたらす。Raman 効果が含まれる場合、短波長側で変調利得が 0 dB 以下になる規格化ピーク強度 ρ_0 の間隔は小さくなる。図 5.18 では、最大で波長範囲 100 nm にわたって変調利得が 0 dB 以下になる広い領域が規格化ピーク強度 $\rho_0 > 4.75$ で出現する。これに Raman 効果を加えた場合が図 5.15 に対応し、変調利得が 0 dB 以下になる規格化ピーク強度 ρ_0 の条件は拡大するが、波長範囲は Raman 効果を含めない場合と比較してより狭くなる。図 5.19 では、種光波長の長波長側では規格化ピーク強度 ρ_0 が 3.94 ~ 4.24 の範囲で、また短波長側では ρ_0 が 4.15 近傍で波長多重に好適な領域が現れるがいずれも図 5.18 で得られた領域よりも小さい。これらの結果が示すように、実際の波長分散特性と Raman 効果は共に（特に長波長側で）変調利得が 0 dB 以下になる領域を拡大する効果をもたらすが、前者の効果の方がより大きいことが示される。

Raman 効果および実際の波長分散特性がどのように変調利得に影響するのか、そのメカニズムを以下に考察しよう。

変調利得の定義（式 (5.1)）より、変調利得 g は、 $\frac{P_0}{P_{SC}}$ または $\left| \frac{\partial P_{SC}}{\partial P_0} \right|$ が小さいほど小さくなる、すなわち雑音特性が向上する。実際の分散減少・凸型分散ファイバにおいては、図 4.23 の非対称な波長分散特性に示されるように、 $z < L_0$ では短波長側より長波長側の方が異常分散となる波長範囲が広い。したがって、ピーク強度の増大に対し、スペクトルの短波長側は急激にスペクトルの矩形化が進行する。これに対し、長波長側は非線形波動の状態がより長期に継続し、スペクトルの変化は緩やかである。このため、短波長側と比較して長波長側の $\frac{\partial P_{SC}}{\partial P_0}$ の絶対値はより小さくなり、結果として雑音特性が向上する。

理想化された波長分散特性の場合、 $\frac{\partial P_{SC}}{\partial P_0}$ の値は長短両波長側で顕著な差を生じない。しかし § 4.1.2 で述べたように、Raman 効果の存在化では、自己増幅効果によって SC 光スペクトルの長波長側の出力レベルが上昇する。すなわち、図 4.4 または図 4.26 に示したように、短波長側と比べて長波長側のレベルは約 3 dB 高くなる。このため、 $\frac{P_0}{P_{SC}}$ は長波長側の方が小さくなり、結果として雑音特性が向上する。

上述のように、Raman 効果より実際の波長分散特性による効果の方が雑音特性の良好な領域をより拡大する。

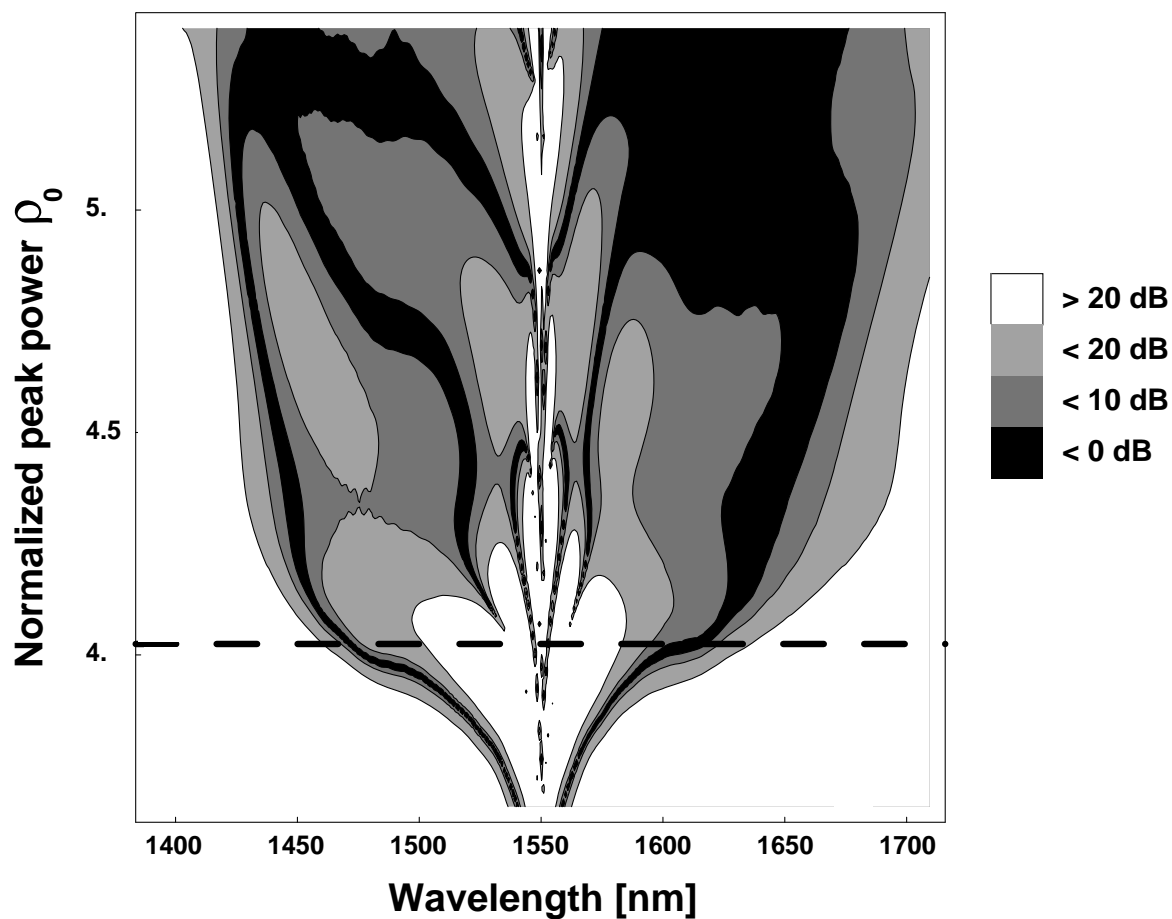


図 5.18: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.631$ で Raman 効果を含まずかつ実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。破直線は規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} を表す。SC ファイバの特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm \cdot km)、入力端分散勾配 $D_1 = 0.061$ ps/(nm 2 \cdot km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm 3 \cdot km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 2.53 ps。伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は 10 dB。

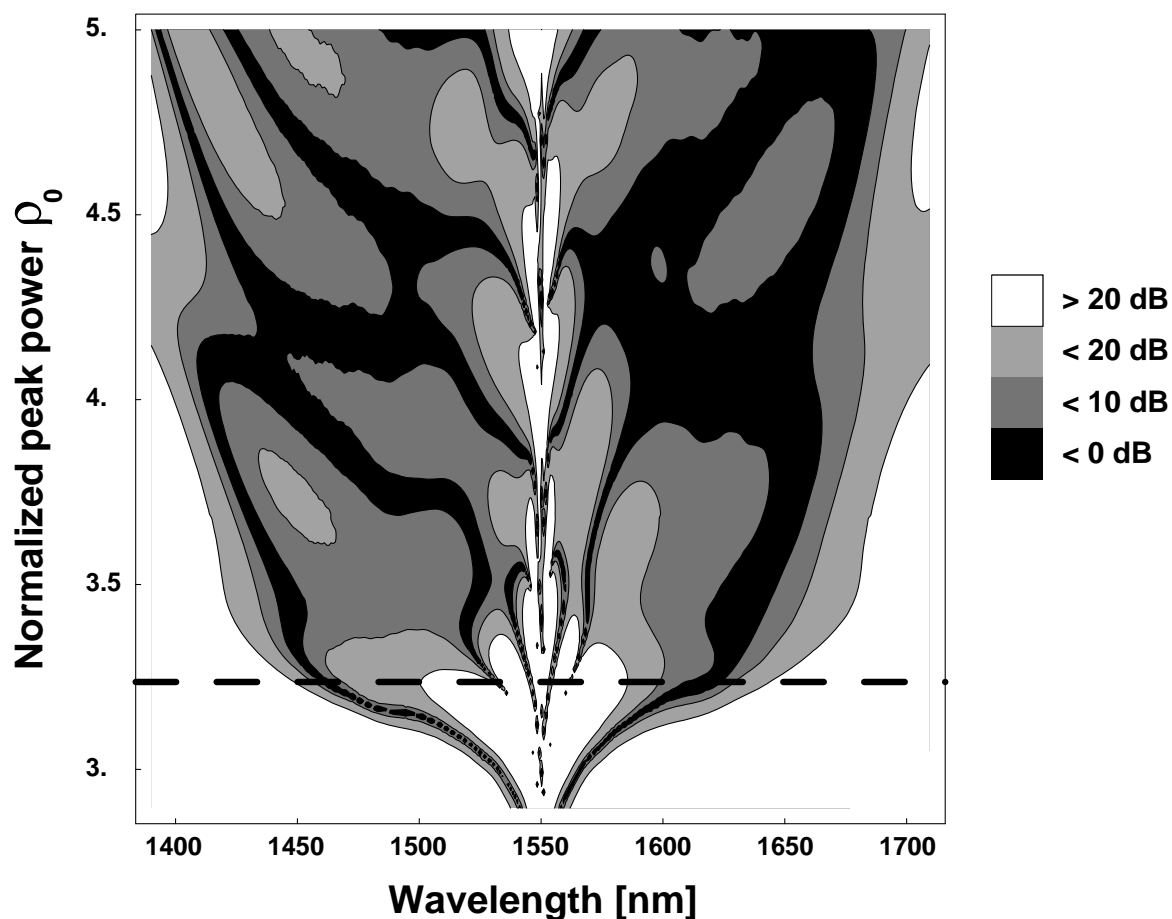


図 5.19: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.623$ で Raman 効果を含みかつ理想化された分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。破直線は規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} を表す。SC ファイバの特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm \cdot km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm $^3 \cdot$ km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 4 ps。伝搬損失は含まれない。等高線の間隔は 10 dB。

分散一定・正常分散ファイバ

分散一定・正常分散ファイバを用いて発生される SC 光は長距離伝送に十分な品質であることが伝送実験により確認されてきた [72]。この他、当該設計による SC ファイバで発生された SC 光の種光パルスの揺らぎに対する雑音特性が報告されている [90]。

本節では、分散一定・正常分散ファイバを用いた波長多重用 SC 光源の設計指針について議論する。§ 5.1.2 で分散減少・凸型分散ファイバについて調べたように、規格化ピークパワーに対する変調利得の変化と、そのスライス波長に対する傾向をシミュレーションにより調査し、併せて、規格化ピーク強度 ρ_0 およびスライス波長に対する変調利得の 2 次元マップを用いて解析する。

図 5.20 および 5.21 に、Raman 効果を含めない場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生にお

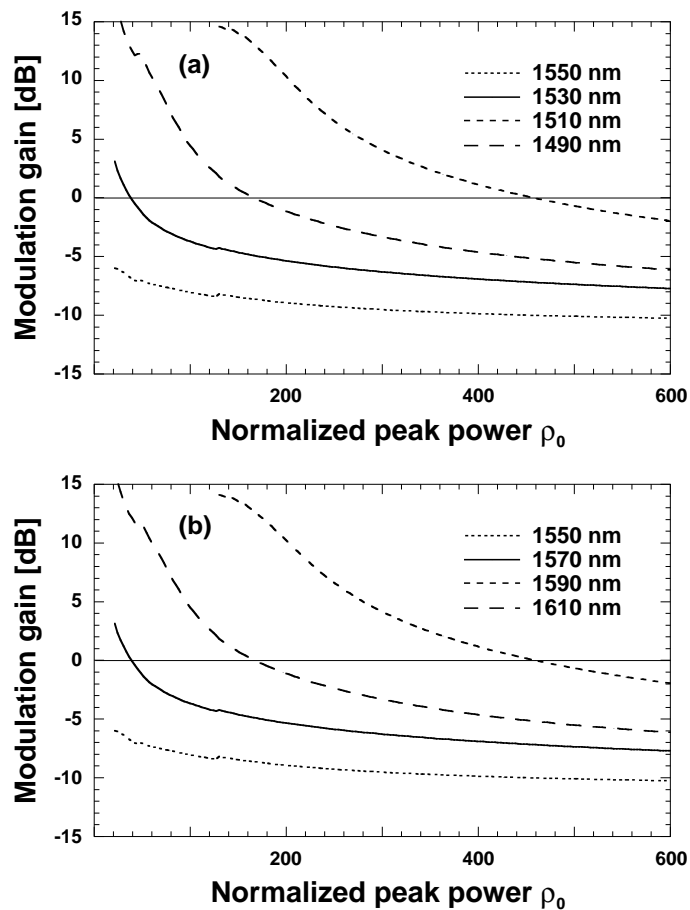


図 5.20: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ (半値全幅 $T_{FWHM} = 0.2$ ps) かつ Raman 効果を含めない場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、変調利得の種光パルスの規格化ピーク強度 ρ_0 に対する変化。SC ファイバの条長 $L = 1000$ m、種光波長における分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm · km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。種光波長は 1550 nm。伝搬損失は含まない。(a) 種光波長の短波長側、(b) 種光波長の長波長側。

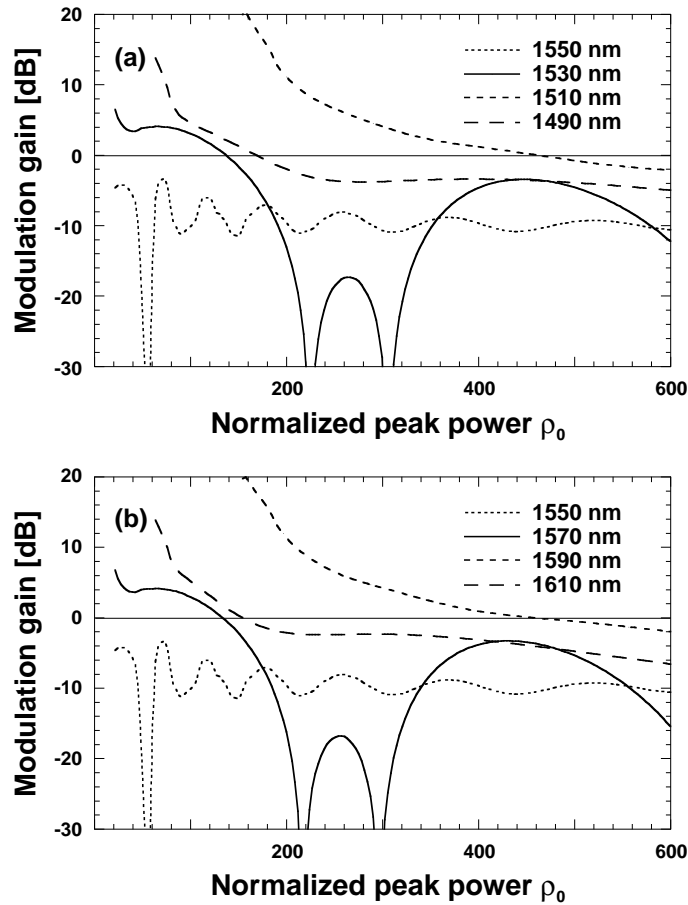


図 5.21: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.59$ (半値全幅 $T_{FWHM} = 1$ ps) でかつ Raman 効果を含めない場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、変調利得の種光パルスの規格化ピーク強度 ρ_0 に対する変化。SC ファイバの条長 $L = 1000$ m、種光波長における分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm · km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。種光波長は 1550 nm。伝搬損失は含まない。(a) 種光波長の短波長側、(b) 種光波長の長波長側。

ける変調利得の種光パルスのピーク強度に対する変化を、2種類の規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 の場合について各々示す。SC ファイバの条長 L は 1000 m、種光波長における分散値 D_0 は -0.1 ps/(nm · km)、分散湾曲係数 D_2 は -0.0002 ps/(nm³ · km) である。伝搬損失は含めていない。種光波長は 1550 nm である。シミュレーションでは、規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 に対応する半値全幅 $T_{FWHM} = 0.2$ ps および 1 ps を各々用いた。

図 5.20 は図 4.43 の $\tau_0 - \rho_0$ マップにおける $\tau_0 = 0.318$ の場合に対応する。この規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ で発生する SC 光スペクトルは非常に平滑性が高く、特に規格化ピーク強度 $\rho_0 = 124$ では、図 4.45 のように平滑性だけでなく平坦性にも優れたスペクトルが得られる。 $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 のいずれの場合についても、種光波長に関して対称な 2 つのスライス波長における変調利得の変化は等しい。§ 5.1.2 で示した分散減少・凸

型分散ファイバの場合と異なり、広い範囲の ρ_0 で変調利得が 0 dB 以下となる。図 5.21 に示すように、 $\tau_0 = 1.59$ の場合、波長 1530 ~ 1570 nm の間で ρ_0 に対して変調利得の変動が観測された。以下で示す変調利得の 2 次元マップで明らかになるように、この変動は第 1 自己位相変調の影響による。

分散減少・凸型分散ファイバの変調利得の解析に導入した 2 次元マップを用いて分散一定・正常分散ファイバの場合について調べよう。

図 5.22 および 5.23 に規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 の場合に対する波長と規格化ピーク強度に対する変調利得の 2 次元マップを各々示す。図 5.20 および 5.21 の場合と同じシミュレーション条件を用いた。

$\tau_0 = 0.318$ の場合、種光波長を中心とした広い波長範囲にわたって変調利得が 0 dB 以下になる領域が得ら

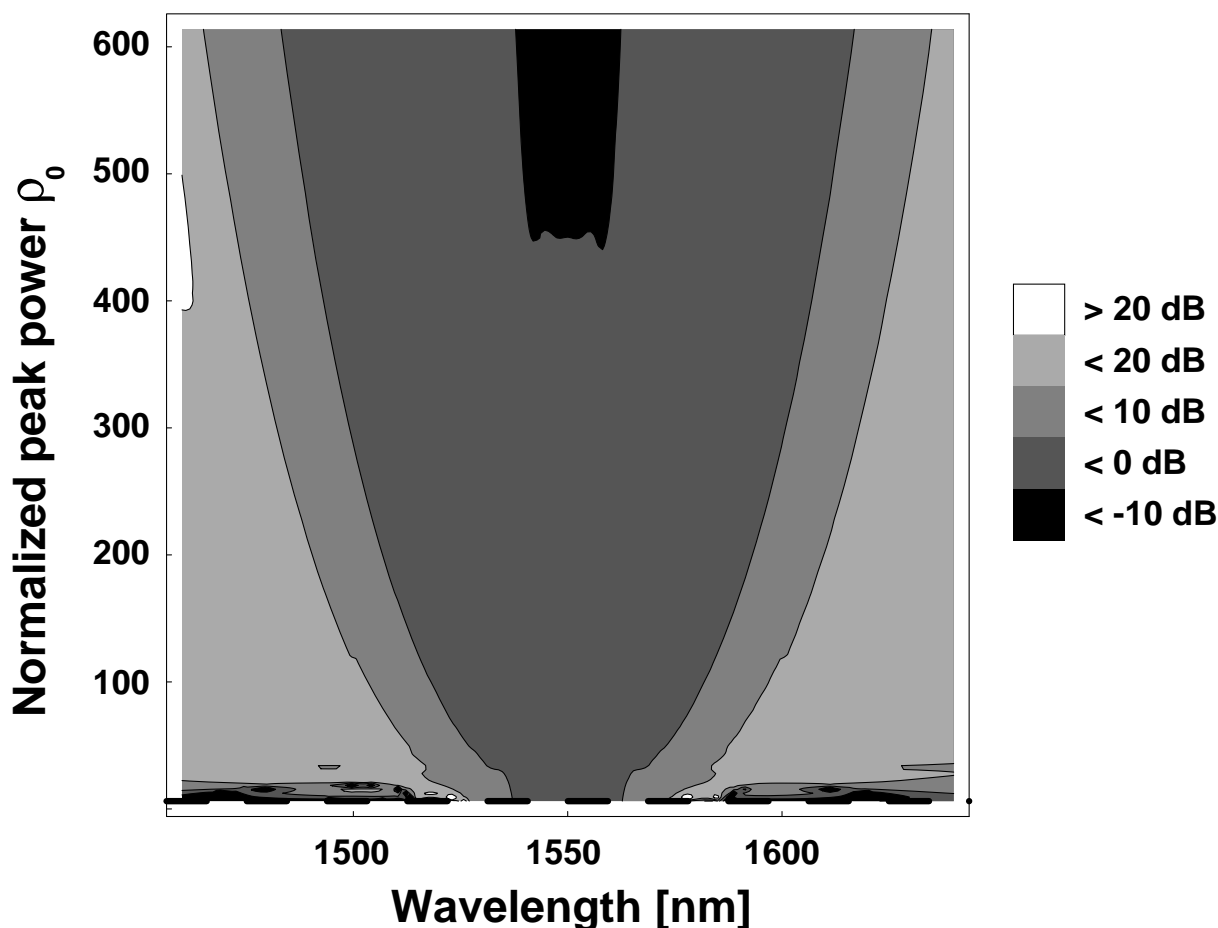


図 5.22: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ かつ Raman 効果を含めない場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長（横軸）および規格化ピーク強度 ρ_0 （縦軸）に対する変調利得の 2 次元マップ。ファイバ長 $L_0 = 1000$ m。入力端分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm · km)。分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 0.2 ps。伝搬損失は含まれない。破直線は規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} を表す。

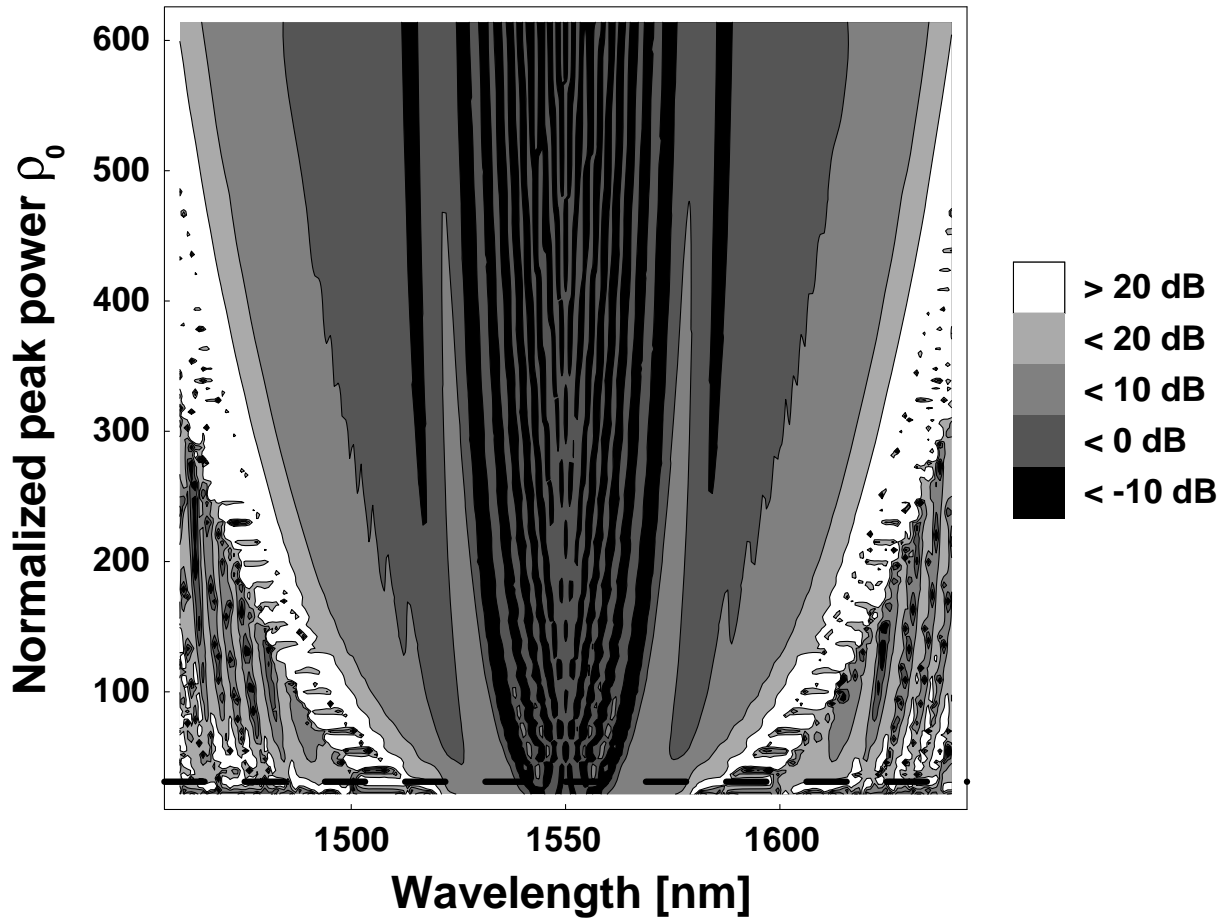


図 5.23: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.59$ でかつ Raman 効果を含めない場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。ファイバ長 $L_0 = 1000$ m。入力端分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm \cdot km)。分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm 3 \cdot km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 1 ps。伝搬損失は含まれない。破直線は規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} を表す。

れることが示される。規格化ピーク強度 $\rho_0 = 124$ においては、波長範囲 71 nm にわたって変調利得が 0 dB 以下になる。これは強度スペクトルの -10 dB 全幅 (115 nm) の 62% にあたる。 $\rho_0 > 284$ では、波長範囲 100 nm 以上にわたって変調利得が 0 dB 以下になる領域が得られた。これは強度スペクトルの -10 dB 全幅 (150 nm) の 67% にあたる。 $\tau_0 = 1.59$ の場合、種光波長を中心とした約 ± 30 nm 以内の領域において変調利得の波長依存性の大きい領域が観測される。これは SC 光発生初期において第 1 自己位相変調によって位相回転が起きた波長領域に対応する。スペクトルスライスに用いられる光バンドパスフィルタの通過帯域幅が大きくなるにしたがって、この変調利得の変動は平均化される。種光波長から 30 nm 以上離れた波長領域は第 2 自己位相変調によって広がった領域で、上述した位相回転の影響を受けていない。 $\tau_0 = 0.318$ の場合はスペクトルのほぼ全域が第 2 自己位相変調によって広がっているため、位相回転の影響が観測されない。これは §4.2.4 の

$\tau_0 - \rho_0$ マップにおける閾値曲線の説明で述べたように、 τ_0 が小さい場合の SC 光発生では第 1 自己位相変調の過程をほとんど経ることなく第 2 自己位相変調過程に達することからも理解できる。

Raman 効果を含む場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における変調利得の種光パルスのピーク強度に対する変化を、2 種類の規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 の場合について各々図 5.24 および 5.25 に示す。SC ファイバの実パラメータは図 5.22 と同一である。伝搬損失は含まれない。

図 5.24 および 5.25 は、図 4.50 の $\tau_0 - \rho_0$ マップにおける $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 の場合に各々対応する。

$\tau_0 = 0.318$ の場合、変調利得の変動は、Raman 効果を含めない場合と同程度である。Raman 効果の存在にもかかわらず、種光波長に関する変調利得の対称性は大きく崩れてはいない。 $\tau_0 = 1.59$ の場合、図 5.21 の Raman 効果を含めない場合と同様に、波長範囲 1520 ~ 1580 nm で第 1 自己位相変調の影響が観測された。た

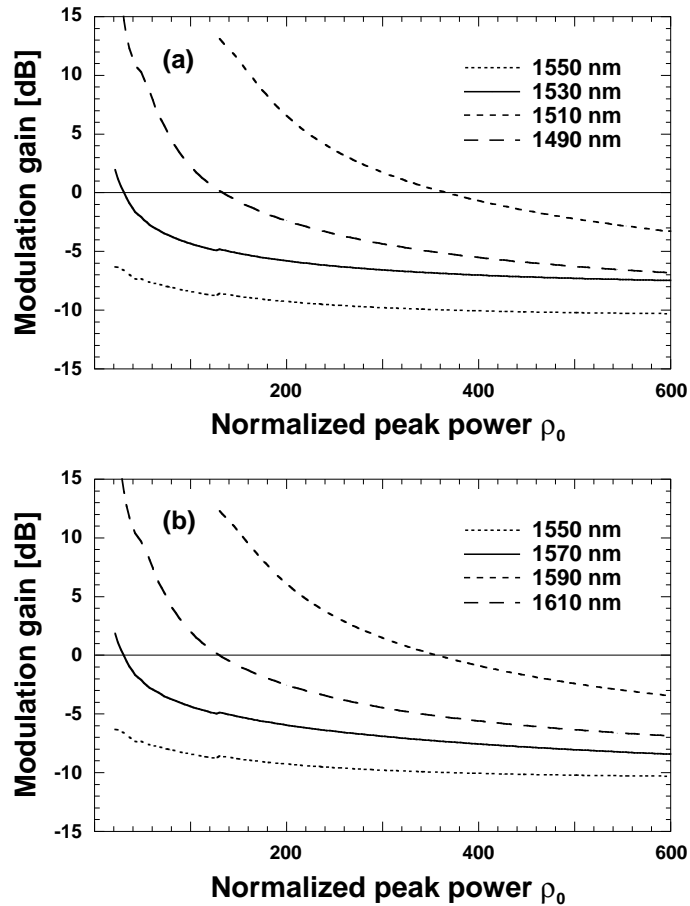


図 5.24: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ (半値全幅 $T_{FWHM} = 0.2$ ps) かつ Raman 効果を含む場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、変調利得の種光パルスの規格化ピーク強度 ρ_0 に対する変化。SC ファイバの糸長 $L = 1000$ m、種光波長における分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm · km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³ · km)。種光波長は 1550 nm。伝搬損失は含めていない。(a) 種光波長の短波長側、(b) 種光波長の長波長側。

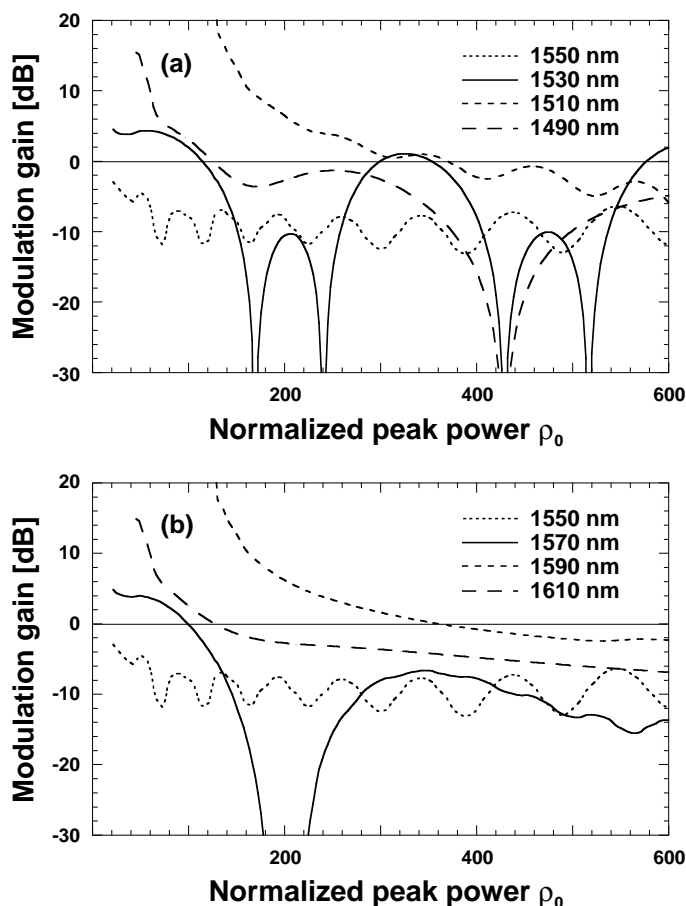


図 5.25: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.59$ (半値全幅 $T_{FWHM} = 1$ ps) でかつ Raman 効果を含む場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、変調利得の種光パルスの規格化ピーク強度 ρ_0 に対する変化。SC ファイバの条長 $L = 1000$ m、種光波長における分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm \cdot km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm $^3 \cdot$ km)。種光波長は 1550 nm。伝搬損失は含まない。(a) 種光波長の短波長側、(b) 種光波長の長波長側。

だし、短波長側と比較して長波長側の方がより変調利得が良好な領域が広い。

Raman 効果を含む場合も変調利得の 2 次元マップを用いることによって、波長多重光源としての利害得失を把握することが可能となる。

図 5.26 および 5.27 に、Raman 効果を含みかつ規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 の場合に対する波長と規格化ピーク強度に対する変調利得の 2 次元マップを各々示す。図 5.24 および 5.25 と同じシミュレーション条件を用いた。

$\tau_0 = 0.318$ の場合、Raman 効果を含めない場合と同様に、種光波長を中心とした広い波長範囲にわたって変調利得が 0 dB 以下になる領域が得られる。規格化ピーク強度 $\rho_0 = 124$ では、変調利得が 0 dB 以下になる波長範囲は 78 nm にわたる。これは強度スペクトルの -10 dB 全幅 (124 nm) の 63% にあたる。図 4.53 に示し

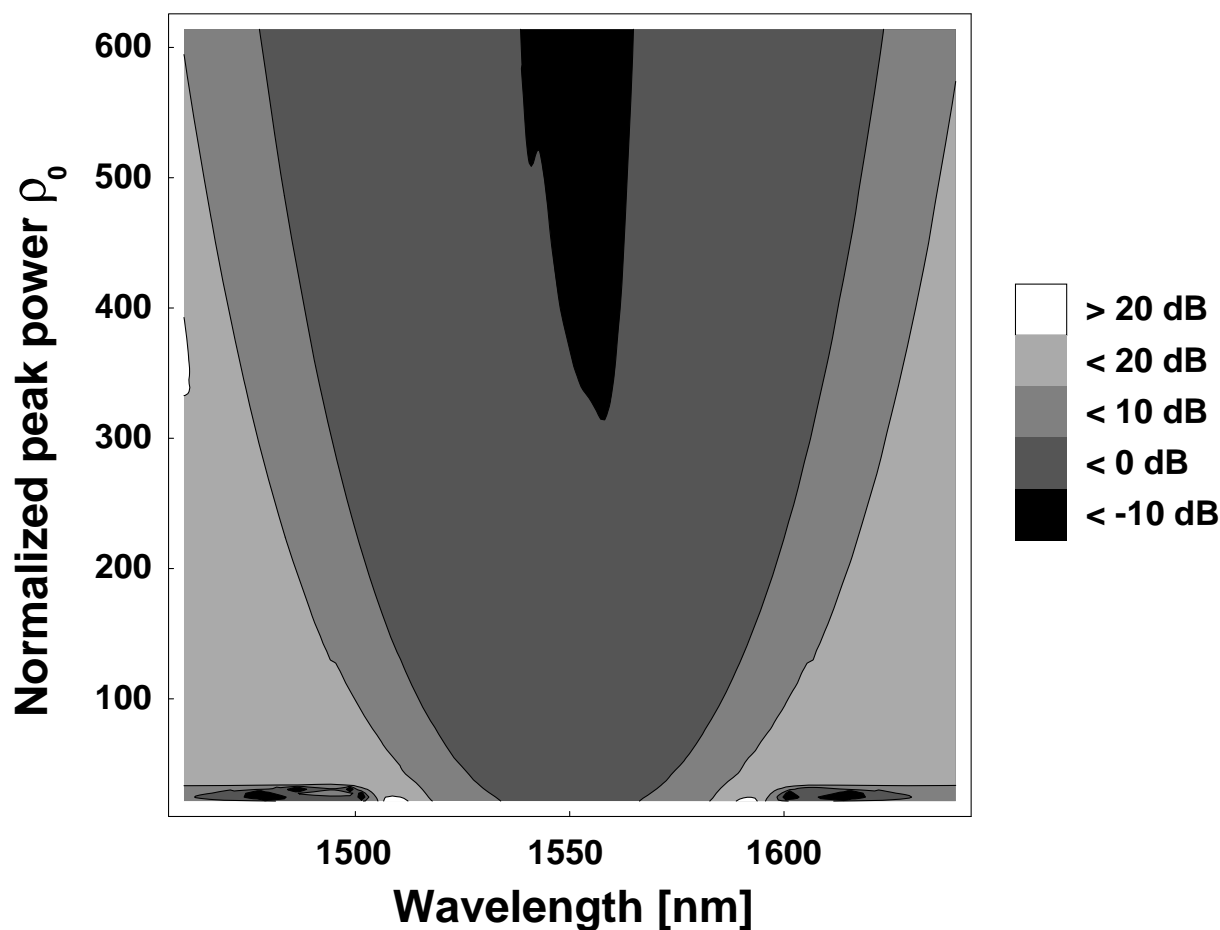


図 5.26: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ かつ Raman 効果を含む場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。ファイバ長 $L_0 = 1000$ m、入力端分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm·km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³·km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 0.2 ps。SC ファイバは伝搬損失は含まない。破直線は規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} を表す。

たように、この条件で発生する SC 光スペクトルは平坦性および平滑性において優れている。規格化ピーク強度 $\rho_0 = 221$ 以上では、波長範囲 100 nm 以上にわたって変調利得が 0 dB 以下になる領域が得られる。Raman 効果を含めない場合と大きく異なるのは、 $\tau_0 = 1.59$ の場合、種光波長の長波長側において変調利得が 0 dB 以下になる広い領域が現れ、特に規格化ピーク強度 $\rho_0 > 449$ となる領域で、波長範囲 66 nm 以上となる領域が得られることである。このように分散減少・凸型分散ファイバの場合と同様に、分散一定・正常分散ファイバの場合においても Raman 効果は SC スペクトルの長波長側の変調利得を低減する効果がある。

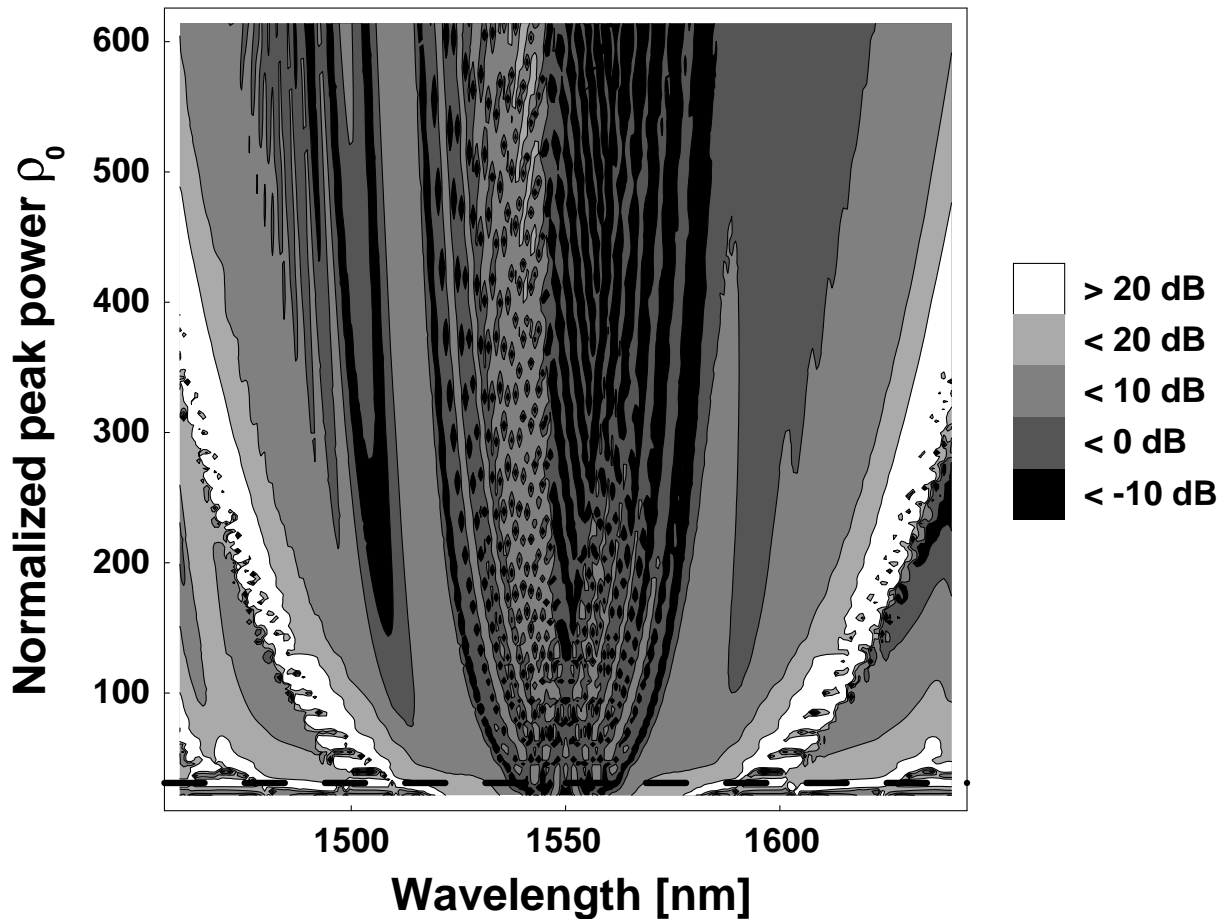


図 5.27: 規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.59$ でかつ Raman 効果を含む場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、スライス波長 (横軸) および規格化ピーク強度 ρ_0 (縦軸) に対する変調利得の 2 次元マップ。ファイバ長 $L_0 = 1000$ m、入力端分散値 $D_0 = -0.1$ ps/(nm·km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.0002$ ps/(nm³·km)。種光パルスの半値全幅 T_{FWHM} は 1 ps。SC ファイバは伝搬損失は含まない。破直線は規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} を表す。

5.1.4 雑音の抑圧方法

前節までの結果から、SC 光の雑音の抑圧には種光パルスの SN 比を向上すること、および変調利得が小さい SC 光発生条件を選ぶことが有効であることが示された。

本節では種光パルスの雑音抑圧による SC 光の雑音特性の改善方法 2 例について述べる。一つは種光源への注入同期を用いる方法、もう一つは Fabry-Perot フィルタ等の周期的光フィルタを用いる方法である。いずれも種光源としてモード同期半導体レーザ、SC ファイバとして分散減少・凸型分散ファイバを用いている。これらの方法が、分散一定・正常分散ファイバを含む他の設計の SC ファイバを用いる場合にも有効な手法であることは言うまでもない。

注入同期による雑音抑圧

レーザ光源に低雑音かつ高コヒーレンスの外部光を注入することにより雑音特性が改善することが報告されている [166,167]。本節では、種光源であるモード同期半導体レーザへの外部光の注入同期による SC 光の雑音特性の改善方法およびその効果について述べる [168]。

外部光により注入同期されたモード同期半導体レーザを種光源として用いた SC 光発生の実験系を図 5.28 に模式的に示す。実験では、レーザ共振器内に電界吸収変調器およびチャープ Bragg 回折格子が設けられたモード同期半導体レーザ (ML-LD) [169] が用いられた。これを Rb 発振器出力 (出力周波数 10 MHz、周波数確度 5×10^{-11}) を PLL (Phase-Locked Loop) 発振器で逡倍して得た周波数 25 GHz の正弦波信号で駆動した。出力光の中心波長は 1552.5 nm である。マスターレーザは分布帰還 (DFB) レーザで、これをシアン化水素 $\text{H}^{13}\text{C}^{15}\text{N}$ の吸収線の一つ (光周波数 193.107 743 THz) に対して安定化させた光周波数 193.100 THz (1552.52 nm) の CW 光を出力する。遅延自己ヘテロダイン法 [170] (周波数分解能 10 kHz) で測定されたマスターレーザ出力光の線幅は 260 kHz であった。スレーブレーザとしてのモード同期半導体レーザに結合されたマスター

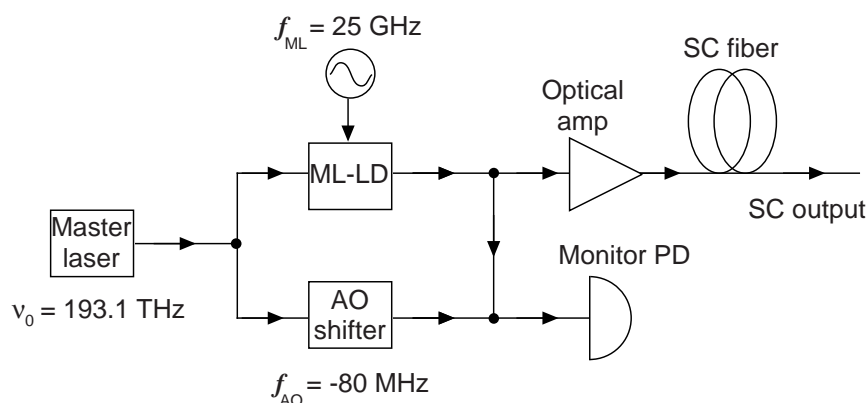


図 5.28: 注入同期されたモード同期半導体レーザ光源を用いた SC 光発生の実験系 [168] (©2005 IEEE)。ML-LD: モード同期半導体レーザ、AO shifter: 音響光学変調器 (周波数シフタ)。

レーザ出力光の強度は0.1 mWと推定された。注入同期状態の確認のため、音響光学変調器 (AO shifter) を用いて周波数シフトしたマスターレーザの出力光とモード同期半導体レーザの出力光とのビート信号スペクトル (図 5.55) をモニタした。

SCファイバの出力光は図 5.44 に示す強度スペクトルを呈する。スペクトルは波長範囲 1460 ~ 1625 nm、すなわち S、C、L 帯 [16] をシームレスにカバーする。マルチキャリア SC 光に含まれる個々の光キャリアが観測される。マルチキャリア SC 光の可視度で定義される光 SN 比はマスターレーザによる注入同期によって改善された。§ 5.2 で述べるように、光 SN 比は SC 光の時間的コヒーレンスを反映する。

このマルチキャリア SC 光から抽出された個々の光キャリアの SN 比⁴ を測定した。光キャリアの抽出にはアレイ導波路格子型の光バンドパスフィルタを用いた。SN 比は測定した RIN スペクトルの周波数積分値の逆数として求められる [68]。周波数積分範囲は 100 MHz ~ 10 GHz である。種光源に注入されるマスターレーザ出力光の SN 比は 39 dB である。注入同期によって種光パルスの縦モードの SN 比は 29 dB から 35 dB に改善した。マルチキャリア SC 光から抽出した光キャリアの SN 比 (SNR) を図 5.29 に示す。注入同期によって各光キャリアの SN 比は改善した。改善量は 4 dB から 20 dB であった。種光波長近傍では SN 比の改善量は小さい。この領域を除く全測定波長範囲で 30 dB 以上の SN 比が得られた。これは 10 Gbit/s の多中継伝送に使用可能な光源品質である。

§ 5.2.4 で述べるように、注入同期は SC 光のコヒーレンスの改善に対しても有効な手段である。また § 5.4 で述べるように、注入同期は種光パルスの縦モードを外部光の光周波数にロックするため、光周波数安定化の有効な実現手段となる。

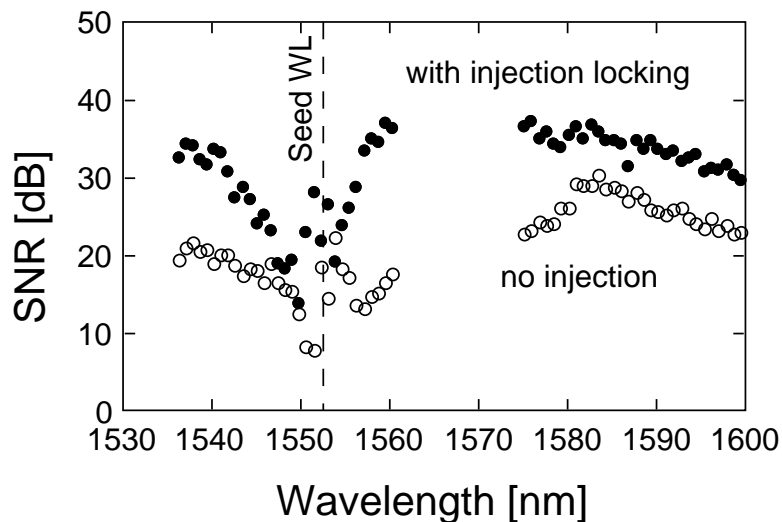


図 5.29: マルチキャリア SC 光から抽出された光キャリアの SN 比 (SNR) [168] (©2005 IEEE)。白丸: 注入光 off の時、黒丸: 注入同期時。データが欠落した波長領域は光キャリア抽出に用いた光バンドパスフィルタの動作範囲外の波長領域に対応。

⁴ 正確には CN 比 (Carrier-to-Noise ratio) だが、特に区別の必要がない限り本論文では SN 比と呼ぶことにする。

Fabry-Perot フィルタを用いた雑音抑圧

§ 5.1.1 で述べたように、光増幅された種光パルスには光バンドパスフィルタを通過した後においても図 5.2 (b) に示したような強度変調状の雑音成分が残留し、SC 光の強度雑音の原因となる。図 5.2 の繰り返し光パルスを、縦モード間の雑音光を抑圧する周期的フィルタを通過させたシミュレーション結果を図 5.30 に示す。フィルタ通過前の光パルスに含まれていた強度変調状の雑音成分が抑圧されたことが示される。従って、低雑音な SC 光発生のためには、SC ファイバ入射前に種光パルスの縦モード間に残留する雑音光を抑圧することが本質的かつ有効であると考えられる。本節では、この残留雑音光を抑圧可能な光フィルタを用いることにより低雑音の SC 光を発生する方法を提案し、その有効性を実証する。

上述の残留雑音光を抑圧するために本方法では、繰り返し種光パルスの縦モードのみを通過させ、かつ縦モー

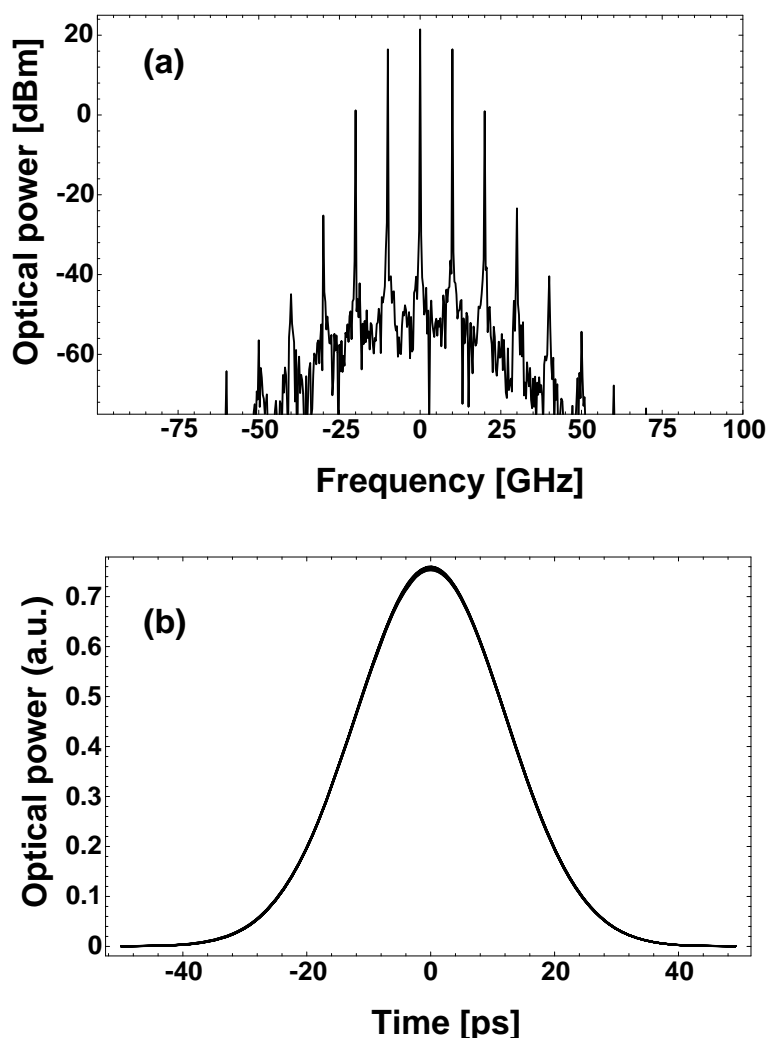


図 5.30: 周期的光フィルタを用いた光パルスの強度雑音抑圧の原理(シミュレーション)。フィルタの入射光は図 5.2 の繰り返し光パルスが用いられた。(a) 周期的光フィルタ通過後の強度スペクトル、(b) 周期的光フィルタ通過後の強度波形。

ド間の雑音光を抑圧する光フィルタ、すなわち種光パルスの繰り返し周波数と同じ FSR (Free-Spectral Range) を有し、かつ高フィネス (= FSR / 通過帯域幅) の周期的光フィルタを用いる [171]。このような周期的光フィルタとしては Fabry-Perot フィルタが好適である。この光フィルタは共振器の Q 値を高くすることによって高いフィネスが得られるため、雑音光の抑圧性能が高い。

図 5.31 に Fabry-Perot フィルタを用いた低雑音 SC 光源の構成を示す。種光源として、レーザ共振器内に電界吸収変調器およびチャープ Bragg 回折格子が設けられた中心波長 1554 nm のモード同期半導体レーザ [169] が用いられ、これを 25 GHz の正弦波信号で駆動した。種光源出力光の光周波数は § 5.4.2 で述べるビート信号検出法 [172] を用いて安定化させた。すなわち、周波数基準光 (光周波数 193.099 880 THz) とモード同期レーザ出力の 1 つの縦モードとのビート信号の周波数をモニタして種光源の動作温度に帰還することにより、繰り返し種光パルスの縦モードを周波数間隔 25 GHz の ITU-T グリッドと一致させた。FSR 25 GHz の Fabry-Perot フィルタは Er 添加ファイバ光増幅器と光バンドパスフィルタの間に挿入された。FSR および最大抑圧比 30 dB から、この Fabry-Perot フィルタのフィネスは 50、通過帯域幅は 0.5 GHz と推定された。Fabry-Perot フィルタは、出力の光強度から算定される挿入損失が最小になるように動作温度が制御された。SC ファイバ入力端における種光パルスの半値全幅は 2.0 ps である。

図 5.32 はアレイ導波路格子型光バンドパスフィルタを用いて抽出した繰り返し種光パルスの縦モード (波長 1553.731 nm) の RIN スペクトルを示す。Fabry-Perot フィルタがない場合に観測された RIN スペクトルは、当該フィルタを挿入することにより抑圧された。RIN を周波数範囲 100 MHz ~ 10 GHz で積分して算定される SN 比は Fabry-Perot フィルタの挿入により 9 dB 改善された。

SC ファイバの出力光は図 5.46 に示す強度スペクトルを呈する。Fabry-Perot フィルタの挿入によって、出力されたマルチキャリア SC 光の光 SN 比は改善された。注入同期を用いた場合 (図 5.29) より改善効果が大きい。

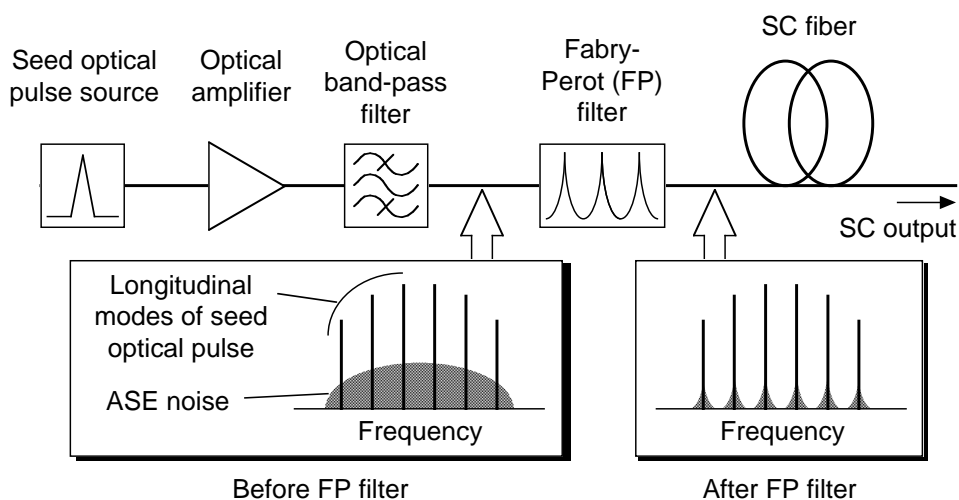


図 5.31: Fabry-Perot フィルタを用いた低雑音 SC 光源の構成 [171] (©2005 IET).

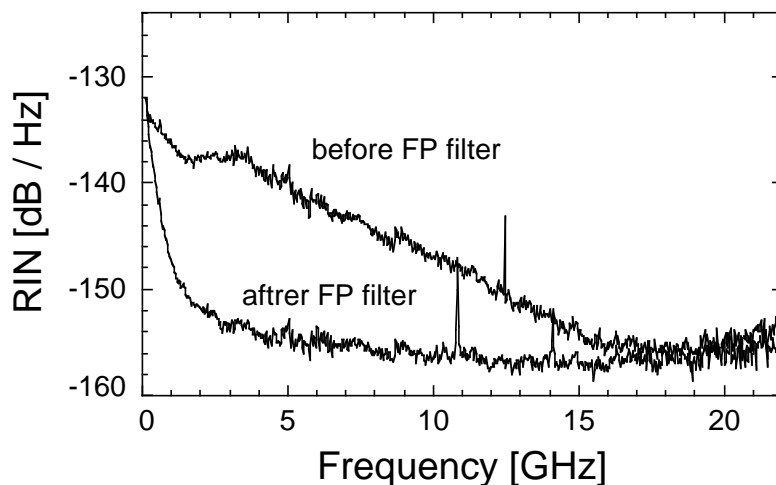


図 5.32: Fabry-Perot フィルタ (FP filter) 前後で測定された繰り返し種光パルスの縦モード (波長 1553.731 nm) の RIN スペクトル [171] (©2005 IET)。

このマルチキャリア SC 光から抽出された個々の光キャリアの SN 比を測定した。図 5.46 の SC 光からアレイ導波路格子型光バンドパスフィルタを用いて抽出した光キャリアの SN 比 (SNR) を図 5.33 に示す。Fabry-Perot フィルタを用いた場合、RIN スペクトルから算定した SN 比はスペクトルの全域にわたって少なくとも 2~14 dB 改善した。種光波長の近傍 1550.3~1556.3 nm における SN 比の劣化は、SC 光スペクトル中央のピークに対応する。Fabry-Perot フィルタ挿入時に測定された SN 比は、この波長帯を除く C 帯および L 帯で 34~41

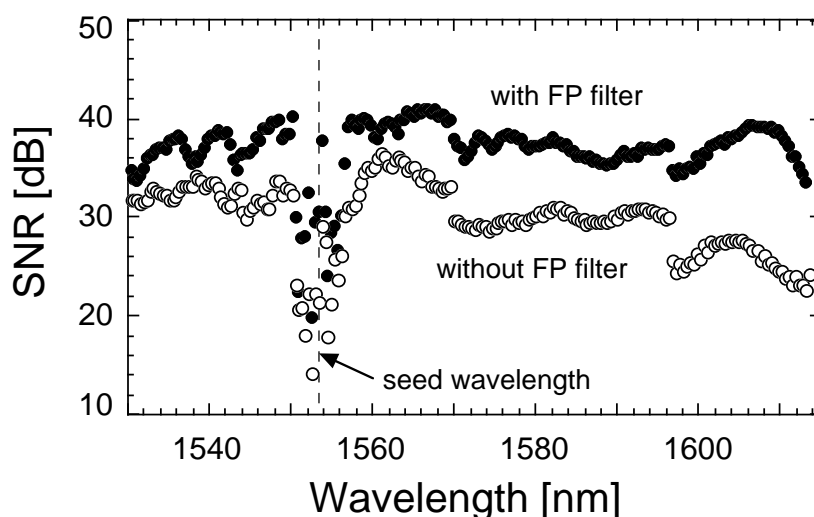


図 5.33: マルチキャリア SC 光から抽出された光キャリアの SN 比 (SNR) [171] (©2005 IET)。黒丸: Fabry-Perot フィルタあり、白丸: Fabry-Perot フィルタなし。SN 比は RIN スペクトルを周波数範囲 100 MHz~10 GHz で積分して算定された。

dB に達した。これは 10 Gbit/s の ON-OFF 変調信号の多中継伝送に十分な光源品質である。以上のように、種光パルスの縦モード間に残留する雑音光の抑圧が SC 光の品質改善に有効であることが実証された。

§5.2.4 で述べるように、Fabry-Perot フィルタの挿入は SC 光のコヒーレンスの改善に対しても有効な手段である。

5.2 SC 光のコヒーレンスおよびその改善方法

前節で SC 光の強度雑音は種光の強度雑音に起因することを明らかにした。強度雑音とならんでコヒーレンスは光通信および光計測にとって光源品質を表す重要な指標である。本節では、まず本研究で議論の対象となる SC 光のコヒーレンスとは何かについて明確にし、しかるのちにシミュレーションおよび実験を通して、種光の強度雑音が SC 光のコヒーレンスに与える影響を調査する。

5.2.1 SC 光のコヒーレンス

コヒーレンスとは光波中の時間的、周波数的または空間的に隔たった座標間における光電界の相関（可干渉性）を表す指標である。

時間的コヒーレンスは光信号の電界振幅の時間波形 $A(t)$ の自己相関関数

$$A_T(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} dt [A^*(t)A(t-\tau)] \quad (5.3)$$

を用いて定義される。 $A_T(\tau)$ は（2次の）コヒーレンス信号とも呼ばれ、可動腕を備える 2 光束干渉計によって実験的に測定可能である。ここで τ はこの可動腕が与える遅延時間を表す。 $A_T(\tau)$ の遅延時間幅はコヒーレンス時間と呼ばれ可干渉性の指標として用いられる。Wiener-Khinchin の定理により、信号の自己相関関数と強度スペクトルは Fourier 変換の関係にあるため、コヒーレンス時間とスペクトル幅は不確定性の関係にある。すなわちスペクトル幅が広い光はコヒーレンス時間が短い。光キャリアのような CW 光の場合、そのスペクトル幅は線幅と呼ばれコヒーレンスの指標となる。位相雑音を含む CW 光はコヒーレンスが劣化し、その結果として線幅が増大する。

一方、周波数コヒーレンスは $A(t)$ の逆 Fourier 変換で与えられる周波数スペクトル $\tilde{A}(\omega)$ の自己相関関数

$$\tilde{A}_F(w) = \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{1}{\Omega} \int_{-\frac{\Omega}{2}}^{\frac{\Omega}{2}} d\omega [\tilde{A}^*(\omega)\tilde{A}(\omega-w)] \quad (5.4)$$

を用いて定義される。式 (5.4) が示すように、周波数コヒーレンスは異なる周波数 ω に対する $\tilde{A}(\omega)$ の偏角（光位相）の秩序の程度を表す。周波数コヒーレンスが高い光波は、それに含まれる各周波数成分の光位相が揃っていることから、時間的に局在した短パルス性を有する。 $\tilde{A}_F(w)$ の Fourier 変換が強度波形 $|A(t)|^2$ と等しいことから、周波数コヒーレンスは光信号の短パルス性の指標であるといえる。

ここで本節で議論する SC 光のコヒーレンスとは何か？という問いについて整理しよう。

SC 光はコヒーレント光とインコヒーレント光としての側面を併せ持つ。上述のように、スペクトル幅が広い光はコヒーレンス時間が短い、すなわち時間的にインコヒーレントである。単一の種光パルスで発生された

SC 光は広いスペクトルを有するため、したがって時間的にインコヒーレントである。SC 光を用いた光コヒーレンストモグラフィ [116, 173–175] はこの時間的にインコヒーレントな光としての側面を活用している。それと同時に、SC 光は周波数的にコヒーレントな光としての性質を有する。すなわち、図 4.27 のスペクトログラムがまさに示すように、SC 光は白色性を有しながら同時に短パルス性を備える。これは逆 Fourier 変換の式 (2.8) における各周波数成分 $\tilde{A}(\omega)e^{i\omega t}$ の波の山が一致するように光の位相が揃っていることの顕れである。一方、繰り返し種光パルスで励起された SC 光は図 5.44 または図 5.44 に示すように周波数間隔一定のマルチキャリア光となる。これは時間軸上で並んだ SC 光相互の干渉の結果である。長い時間スパンにわたって干渉可能な光波は時間的にコヒーレントであるため、この意味でこの SC 光は時間的にコヒーレント光としての側面を有しているといえる。本節で議論する SC 光におけるコヒーレンスとは、この繰り返し種光パルスで励起され、時間軸上で並んだ SC 光相互の時間的なコヒーレンスを指す⁵。これは定量的には、各光キャリアの線幅またはマルチキャリア SC 光の可視度 (visibility) で定義される光 SN 比 (図 5.44 または図 5.46 参照) によって評価される。

すでに §5.1 において、SC 光の雑音特性の解析には決定論的モデルが有効であることが示された。すなわち、図 5.2 のような種光パルスに重畳された強度変調状の雑音が変調利得を介して SC 光の強度雑音として現れることを示した。SC 光のコヒーレンスの場合も、種光パルスの雑音が同様の機構で SC 光の光位相の揺らぎに転移して劣化が起きると予想される。

SC 光のコヒーレンス劣化のシミュレーションおよび実験的検証にさきだって、種光パルスの強度揺らぎとスライスされた SC 光の光位相揺らぎの関係、およびスライスされた SC 光の光位相揺らぎと観測されたコヒーレンス信号または強度スペクトルとの関係を以下に整理する。

最初に、種光パルスの強度揺らぎとスライスされた SC 光の光位相揺らぎの関係を求めよう。

繰り返し種光パルスに図 5.2 のような強度雑音が重畳されている場合を考える。種光パルスの振幅揺らぎと光位相の揺らぎは無相関であると仮定する。このとき、SC 光のスライス波長 λ と規格化ピーク強度 ρ_0 の関数である SC 光の光位相揺らぎ $\Delta\phi(\rho_0, \lambda)$ は

$$\langle \Delta\phi(\rho_0, \lambda)^2 \rangle = \langle \Delta\phi_0^2 \rangle + \left\langle \left(\rho_0 \frac{\partial\phi_{SC}}{\partial\rho_0} \frac{\Delta\rho_0}{\rho_0} \right)^2 \right\rangle \quad (5.5)$$

のように表される。ここで、 $\Delta\phi_0$ は種光パルスの光位相揺らぎ、 $\Delta\rho_0$ は種光パルスの規格化ピーク強度の揺らぎ (規格化雑音強度) である。 $\frac{\Delta\rho_0}{\rho_0}$ は種光パルスの NS 比を表す。 ϕ_{SC} は SC 光の光位相揺らぎで、種光パルスのピーク強度とスライス波長の関数である。第 2 項の $\rho_0 \frac{\partial\phi_{SC}}{\partial\rho_0}$ は種光パルスの NS 比が SC 光の光位相揺らぎに変換される変換係数を表し、以後これを微分位相 (differential phase) と呼ぶ。規格化ピーク強度 ρ_0 の定義より、

$$\rho_0 \frac{\partial\phi_{SC}}{\partial\rho_0} = P_0 \frac{\partial\phi_{SC}}{\partial P_0} \quad (5.6)$$

である。

⁵ 本研究では立ち入らないが、単一モード光ファイバ中で発生し出射される SC 光は白色光でありながら空間的なコヒーレンスに優れ、高効率で他の単一モード光導波路に再結合することができる。この意味では SC 光は空間的にコヒーレントであるといえる。

種光パルスが十分コヒーレントな場合は、右辺第 1 項が第 2 項よりも十分小さくなる。すなわち SC 光の光位相揺らぎ（実効値）は

$$\sqrt{\langle \Delta\phi(\rho_0, \lambda)^2 \rangle} = \rho_0 \left| \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0} \right| \frac{\Delta\rho_0}{\rho_0} \quad (5.7)$$

と表すことができる。したがってこの場合、微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ および種光パルスの NS 比 $\frac{\Delta\rho_0}{\rho_0}$ が得られれば SC 光の光位相揺らぎが求まる。

式 (5.5) により光位相揺らぎが定式化された。次にこれが重畳された光パルス列のコヒーレンス信号および強度スペクトルを求めよう。

単一光パルス電界波形 $A_0(t)$ が周期 T で繰り返す光パルス列において、各単一パルスに揺らぎが重畳されている光パルス列

$$A(t) = \sum_m (1 + F_m) A_0(t - mT) \quad (5.8)$$

について考える。ここで、 F_m は複素数で m 番目の光パルスに重畳される平均 0、分散 σ^2 の定常な揺らぎを表す。式 (5.3) より、 $A(t)$ のコヒーレンス信号 $\mathcal{A}_T(\tau)$ は

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_T(\tau) &= \lim_{MT \rightarrow \infty} \frac{1}{MT} \int_{-\frac{MT}{2}}^{\frac{MT}{2}} dt [A^*(t) A(t - \tau)] \\ &= \sum_{\mu} \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_m [(1 + F_m^*)(1 + F_{m+\mu})] \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} dt [A_0^*(t) A_0(t - \tau - \mu T)] \\ &= \sum_{\mu} (1 + \mathcal{F}_{\mu}) \mathcal{A}_{0T}(\tau - \mu T) \end{aligned} \quad (5.9)$$

で与えられる。ここで、 $\mathcal{A}_{0T}(\tau)$ は単一光パルス $A_0(t)$ のコヒーレンス信号を表し

$$\mathcal{A}_{0T}(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} dt [A_0^*(t) A_0(t - \tau)] \quad (5.10)$$

で定義される。 \mathcal{F}_{μ} は揺らぎ F_m の自己相関関数に対応し

$$\mathcal{F}_{\mu} = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_m [F_m^* F_{m+\mu}] \quad (5.11)$$

で定義される。

揺らぎ F_m が白色、すなわち

$$\mathcal{F}_{\mu} = \begin{cases} \sigma^2 & (\mu = 0) \\ 0 & (\mu \neq 0) \end{cases} \quad (5.12)$$

の場合を考える。このとき式 (5.9) のコヒーレンス信号は

$$\mathcal{A}_T(\tau) = \sum_{\mu} \mathcal{A}_{0T}(\tau - \mu T) + \sigma^2 \mathcal{A}_{0T}(\tau) \quad (5.13)$$

と表される。すなわち、 $\mathcal{A}_T(\tau)$ は図 5.34 (a) に模式的に示すようにピーク値が一定値 1 の相関信号列において、 $\tau = 0$ でのピーク値のみが $1 + \sigma^2$ であるコヒーレンス信号で表される。 $\tau = 0$ における $\mathcal{A}_T(\tau)$ のピーク値に対する $\tau = \mu T$ ($\mu \neq 0$) におけるピーク値の比 $\frac{1}{1 + \sigma^2}$ は狭義のコヒーレンスと呼ばれ、実験的に測定可能な量である。

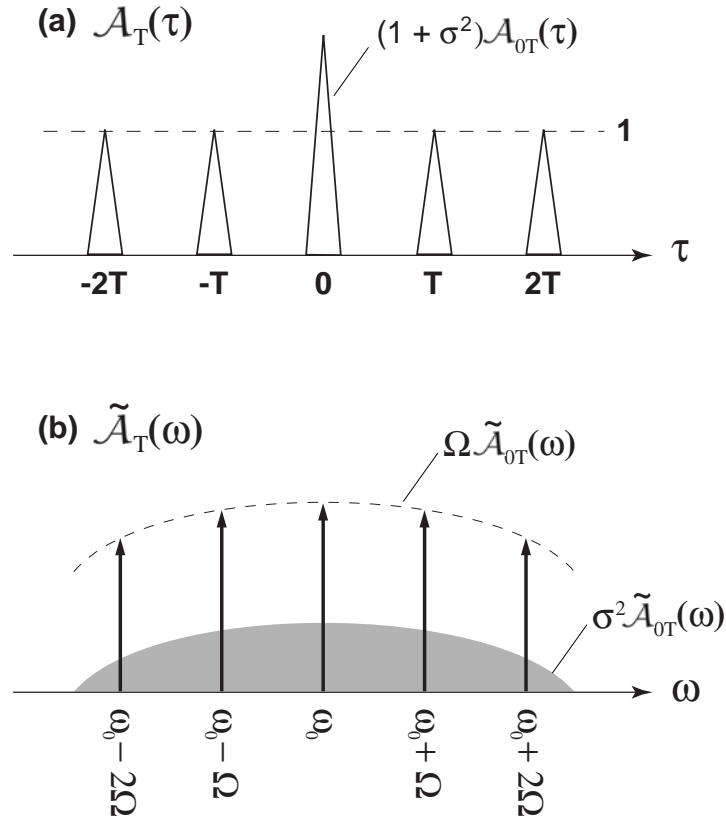


図 5.34: 光位相揺らぎを含む光パルス列のコヒーレンス信号と強度スペクトルの模式図。(a) コヒーレンス信号 $\mathcal{A}_T(\tau)$ (自己相関関数)、(b) 強度スペクトル $\tilde{\mathcal{A}}_T(\omega)$ 。 $\mathcal{A}_T(\tau)$ と $\tilde{\mathcal{A}}_T(\omega)$ は Fourier 変換 (式 (5.14)) で結ばれる。

Wiener-Khinchin の定理より、式 (5.8) の光パルス列 $A(t)$ の強度スペクトルは式 (5.13) の逆 Fourier 変換

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{A}}_T(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left[e^{-2\pi i\omega\tau} \mathcal{A}_T(\tau) \right] \\ &= \Omega \tilde{\mathcal{A}}_{0T}(\omega) \left[\sum_n \delta(\omega - n\Omega) + \frac{\sigma^2}{\Omega} \right]\end{aligned}\tag{5.14}$$

で与えられる。ここで、 $\Omega = \frac{2\pi}{T}$ は光パルス列の繰り返し角周波数である。すなわち強度スペクトルは、図 5.34 (b) に示すようにマルチキャリア光に対応するデルタ関数列 $\Omega \tilde{\mathcal{A}}_{0T}(\omega) \sum_n \delta(\omega - n\Omega)$ と揺らぎに対応するノイズフロア $\sigma^2 \tilde{\mathcal{A}}_{0T}(\omega)$ とを重畳したものとなる。

式 (5.5) で表される光位相揺らぎと、観測可能なコヒーレンスの指標との関係を導出しよう。

光位相揺らぎが正弦波信号 $\Delta\phi \sin \Delta\Omega t$ による位相変調で等価的に表されるものと仮定する。ここで $\Delta\phi$ は位相偏移量 (位相変調の振幅) で、 $\Delta\Omega$ は変調角周波数を表す。このとき、位相変調付与後の光キャリア 1 波あたりの位相雑音の強度比は $\frac{1-J_0^2(\Delta\phi)}{J_0^2(\Delta\phi)}$ で与えられる。この位相雑音対信号 (キャリア) 強度比を角周波数で

平均した相対位相雑音密度と式 (5.14) から導出される相対位相雑音密度 $\frac{\sigma^2}{\Omega}$ との対応より

$$\frac{1 - J_0^2(\Delta\phi)}{\Omega J_0^2(\Delta\phi)} = \frac{\sigma^2}{\Omega} \quad (5.15)$$

が導かれる。この式を整理すると

$$J_0^2(\Delta\phi) = \frac{1}{1 + \sigma^2} \quad (5.16)$$

が得られる。式 (5.16) の右辺は、式 (5.13) から導出された狭義のコヒーレンスに他ならない。位相変調の側帯波は振幅変調の側帯波と比べてより大きく広がることから、図 5.34 (b) の強度スペクトルにおけるノイズフロアは主に光パルス列の光位相揺らぎに由来するものと考えられる。すなわち、強度スペクトル上のノイズフロアの増加（マルチキャリア光の可視度の低下）は観測される光パルス列のコヒーレンスの劣化、すなわち光位相揺らぎの増加を反映したものとなる。前述のように、このマルチキャリア光の可視度は光 SN 比（OSNR）と呼ばれ、

$$\text{OSNR} = \frac{J_0^2(\Delta\phi)}{1 - J_0^2(\Delta\phi)} = \frac{1}{\sigma^2} \quad (5.17)$$

で与えられる。

従って式 (5.7) より、種光パルスの NS 比 $\frac{\Delta\rho_0}{\rho_0}$ および光位相の揺らぎ $\langle\Delta\phi_0^2\rangle$ が一定の場合、観測可能な SC 光のコヒーレンスの指標は微分位相 $\rho_0 \frac{\partial\phi_{SC}}{\partial\rho_0}$ を反映することが導かれる。

上記結果を用いて SC 光のコヒーレンスを解析する。

5.2.2 分散減少・凸型分散ファイバ

シミュレーション

本節では前節で導入した微分位相が SC 光のコヒーレンスに与える影響を、理想化された SC ファイバと実際の SC ファイバの両方についてシミュレーションを用いて調べる。

図 5.35 は Raman 効果を含まず理想化された分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合の SC 光発生における、種光パルスのピーク強度に対する微分位相 $\rho_0 \frac{\partial\phi_{SC}}{\partial\rho_0}$ の変化を示す。図 5.5 の変調利得のシミュレーションと同じパラメータが用いられた。すなわち、SC ファイバは特性ファイバ長 $L_0 = 450$ m、入力端分散値 $D_0 = 9$ ps/(nm·km)、分散湾曲係数 $D_2 = -0.00023$ ps/(nm³·km)、非線形係数 $\gamma = 3.35$ km⁻¹W⁻¹ である。伝搬損失は含まれない。種光パルスは sech パルスで半値全幅 $T_{FWHM} = 4$ ps である。(a) の実線、破線、点線は各々波長 1505 nm、1490 nm、1475 nm を表し、(b) の実線、破線、点線は各々波長 1565 nm、1580 nm、1595 nm を表す。破直線で表されるピーク強度閾値 P_{0th} は 2.31 W で、規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} は 3.49 である。

§ 5.2.1 で述べたように、種光パルスの NS 比 $\frac{\Delta\rho_0}{\rho_0}$ および (5.16) と微分位相 $\rho_0 \frac{\partial\phi_{SC}}{\partial\rho_0}$ が与えられれば、式 (5.7) および (5.16) から（狭義の）コヒーレンス $\frac{1}{1+\sigma^2}$ が求まる。式 (5.17) より、コヒーレンスから光 SN 比が求まる。したがって、 $\frac{\Delta\rho_0}{\rho_0}$ が一定の場合、図に示される微分位相はコヒーレンスおよび光 SN 比の変化を反映する。

シミュレーション結果が示すように、Raman 効果を含まず理想化された分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合は、変調利得の場合と同様に、微分利得は短波長・長波長側でほぼ対称な変化を示す。しかし、その他

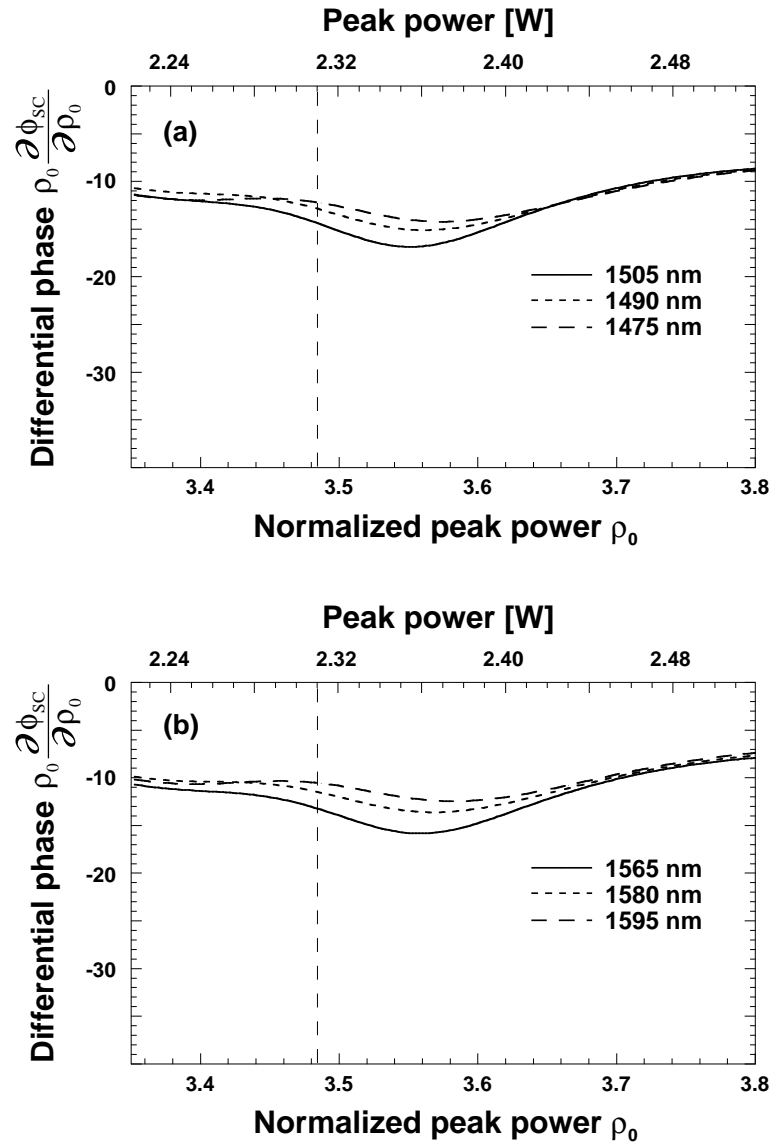


図 5.35: 理想化された分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合の SC 光発生における、種光パルスのピーク強度に対する微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{sc}}{\partial \rho_0}$ の変化。Raman 効果および伝搬損失は含まれない。シミュレーション条件は図 5.5 と同一。(a) 種光パルスの短波長側、(b) 種光波長の長波長側。破直線はピーク強度閾値を表す。

の特徴では微分利得は変調利得と大きく異なる。すなわち、種光パルスのピーク強度に対する微分利得の変化は、対応する変調利得の変化（図 5.5）とは全く対応しない。加えて、微分利得は変調利得と比べて大きな波長依存性を示さない。

実際の SC ファイバにおける微分位相の振る舞いを予想してみよう。

図 5.36 に Raman 効果を含み実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた場合の微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{sc}}{\partial \rho_0}$ を示す。図 5.6 の変調利得のシミュレーションと同じパラメータが用いられた。すなわち、本 SC

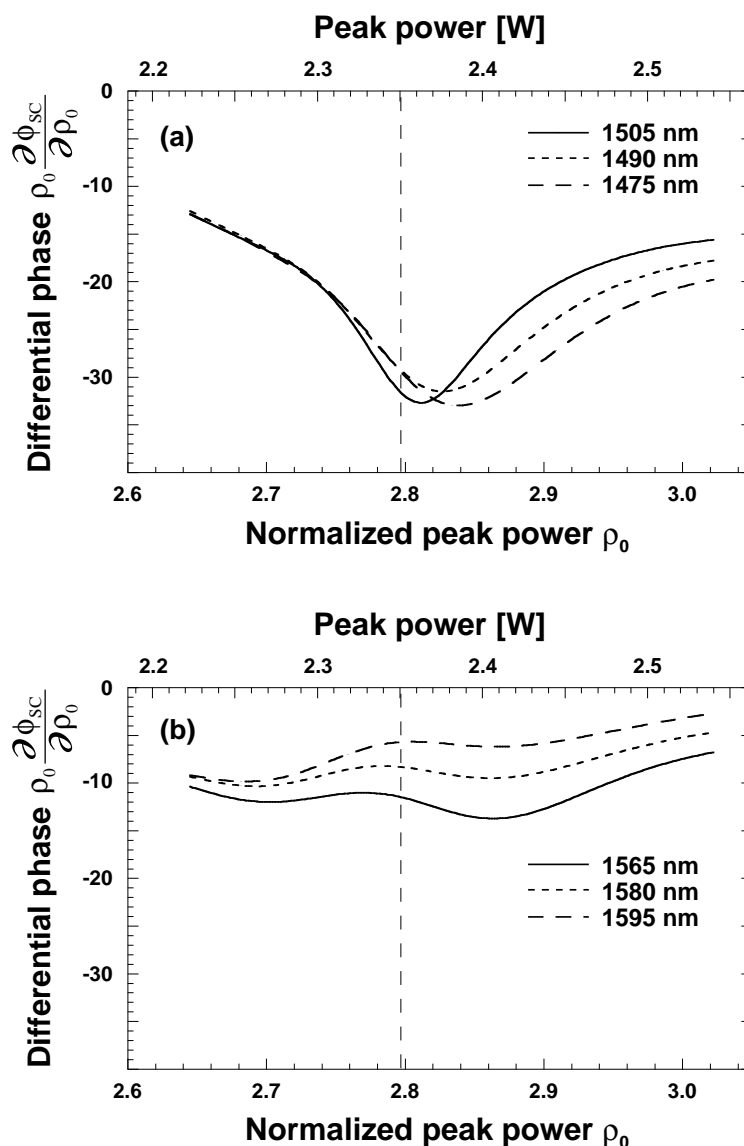


図 5.36: 実際の分散減少・凸型分散ファイバを模した SC ファイバを用いた場合の SC 光発生における、種光パルスのピーク強度に対する微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ の変化。Raman 効果を含む。伝搬損失は含めていない。シミュレーション条件は図 5.6 と同一。(a) 種光パルスの短波長側、(b) 種光波長の長波長側。破直線はピーク強度閾値を表す。

ファイバは、入力端において波長 1751 nm でピーク分散値 14.4 ps/(nm・km) を有し、 $\lambda - D$ 特性のピーク波長はピーク分散値 1 ps/(nm・km) の減少に対し、14.0 nm 短波長側にシフトする。ピーク強度閾値 P_{0th} は 2.35 W で、規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} は 2.80 である。

微分位相の種光波長に関する非対称性は大きくなった。特に短波長側では、ピーク強度閾値付近での微分位相の減少が観測された。長波長側では短波長側と比べ、微分位相の変動が小さい。

実験

分散減少・凸型分散型の SC ファイバ [49, 59, 60] 中での SC 光発生におけるコヒーレンスを測定し、前節の微分位相のシミュレーション結果と比較した。

図 5.37 に SC 光のコヒーレンスの測定系を模式的に示す。コヒーレンス信号は Michelson 干渉計型の光スペクトルアナライザを用いて測定した。式 (5.5) における $\langle \Delta\phi_0^2 \rangle$ および $\langle \Delta\phi(\rho_0, \lambda)^2 \rangle$ は各々 SC ファイバ入力端および光バンドパスフィルタ (OBPF2) 出力における光位相揺らぎに相当する。測定された種光パルスのコヒーレンス $\frac{1}{1+\sigma_0^2}$ は 0.95 である。式 (5.16) より、種光パルスの位相揺らぎの等価振幅の実効値 $\langle \Delta\phi_0^2 \rangle = 0.23$ が求まる。種光源には変調利得の測定に用いた中心波長 1535 nm、繰り返し周波数 6.3 GHz のモード同期 Er 添加ファイバリングレーザが用いられた。変調された種光パルスは Er 添加ファイバ光増幅器 (EDFA) で増幅され、通過帯域の半値全幅が 1.0 nm の光バンドパスフィルタ (OBPF1) を用いて EDFA から出力される自然放雑音を抑制した後、SC ファイバに入射された。オートコリレータを用いて測定された種光パルスの半値全幅は 4.82 ps である。SC ファイバに入射される種光パルスのピーク強度は光バンドパスフィルタ (OBPF1) と SC ファイバの間に挿入した光アッテネータ (ATT) で制御した。SC ファイバの出力光は通過帯域の半値全幅が 1.9 ~ 2.1 nm の光バンドパスフィルタ (OBPF2) を通してスライスされコヒーレンスを測定した。

図 5.38 に測定された種光パルスのピーク強度に対するスライスされた SC 光の (狭義の) コヒーレンス $\frac{1}{1+\sigma_{SC}^2}$ を示す。(a) は種光パルスの長波長側における測定結果で、実線、破線、点線は各々波長 1562.70 nm、1577.98 nm、1597.80 nm を表す。(b) は種光パルスの短波長側における測定結果で、実線、破線、点線は各々波長 1505.03 nm、1490.77 nm、1476.92 nm を表す。

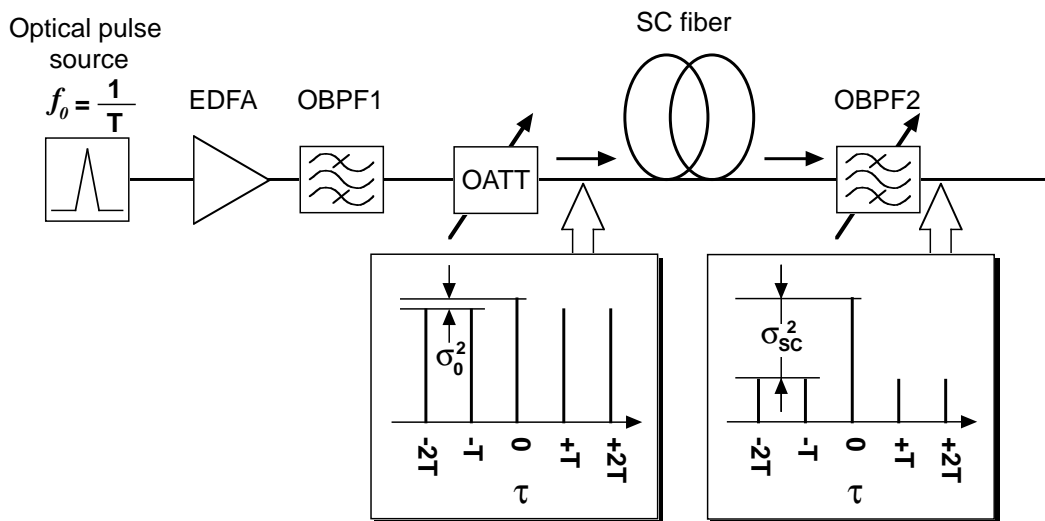


図 5.37: SC 光のコヒーレンスの測定系。挿入図は測定点における光電界のコヒーレンス信号 (自己相関関数)。 T : 種光パルスの繰り返し周期、 $f_0 = \frac{1}{T}$: 種光パルスの繰り返し周波数、EDFA: Er 添加ファイバ光増幅器、OBPF1: 光バンドパスフィルタ 1、OATT: 光アッテネータ、SCF: SC ファイバ、OBPF2: 光バンドパスフィルタ 2、

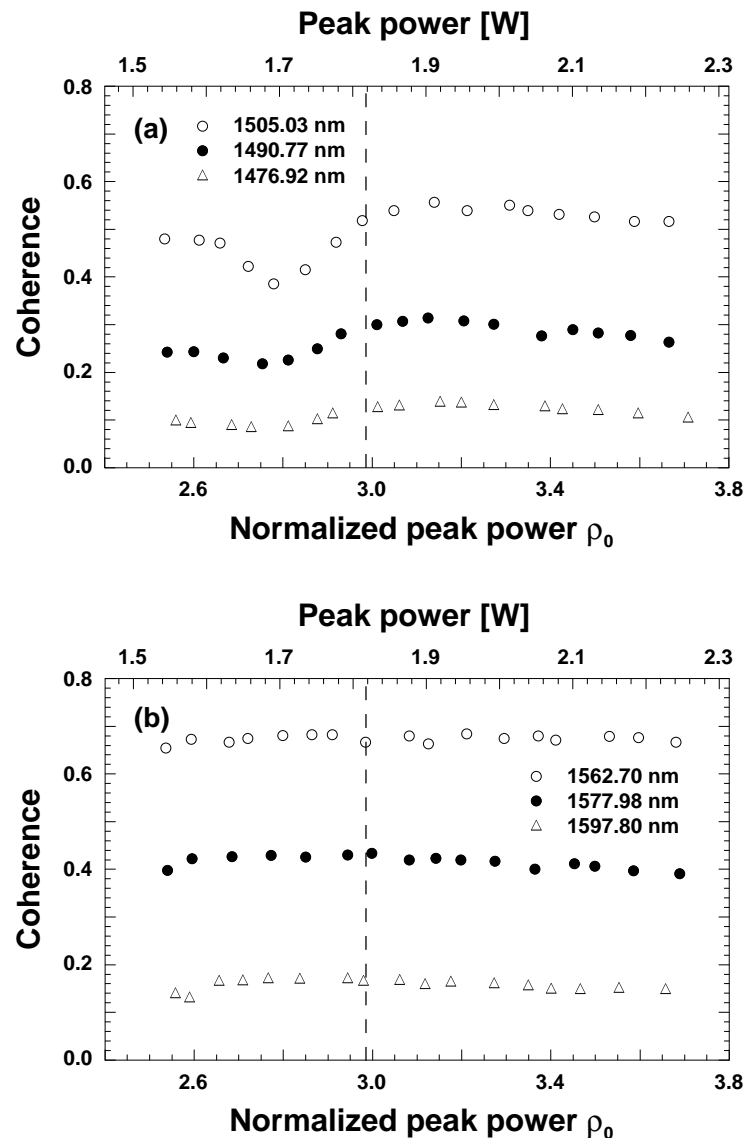


図 5.38: 測定された分散減少・凸型分散ファイバの SC 光の (狭義の) コヒーレンス $\frac{1}{1+\sigma_{SC}^2}$ 。種光波長は 1535 nm。(a) 短波長側、(b) 長波長側。破直線はピーク強度閾値を表す。

式 (5.5) および (5.16) を用いて、種光パルスのコヒーレンス $\frac{1}{1+\sigma_0^2}$ および図 5.38 に示される SC 光のコヒーレンス $\frac{1}{1+\sigma_{SC}^2}$ から、スライスされた SC 光の位相揺らぎの等価振幅 $\Delta\phi_{SC}$ が得られ、これより等価実効振幅 $\sqrt{\langle\Delta\phi_{SC}^2\rangle} = \rho_0 \left| \frac{\partial\phi_{SC}}{\partial\rho_0} \right| \frac{\Delta\rho_0}{\rho_0}$ が求まる。図 5.39 に種光パルスのピーク強度に対する $\sqrt{\langle\Delta\phi_{SC}^2\rangle}$ を示す。ただし比較のため、縦軸の符号は図 5.36 の向きに合わせた。種光の NS 比 $\frac{\Delta\rho_0}{\rho_0}$ は一定値と考えてよいいため、このグラフは微分位相 $\rho_0 \frac{\partial\phi_{SC}}{\partial\rho_0}$ を反映していることになる。

上記実験結果からシミュレーション結果と同様の傾向が観測された。すなわち、測定されたコヒーレンス特性は種光波長に関して非対称になった。長波長側では短波長側と比べ、微分位相の変動が小さい。特に短波長側では、シミュレーション結果 (図 5.36 (a)) で起きたコヒーレンスの劣化が観測された。その一方で、ピー

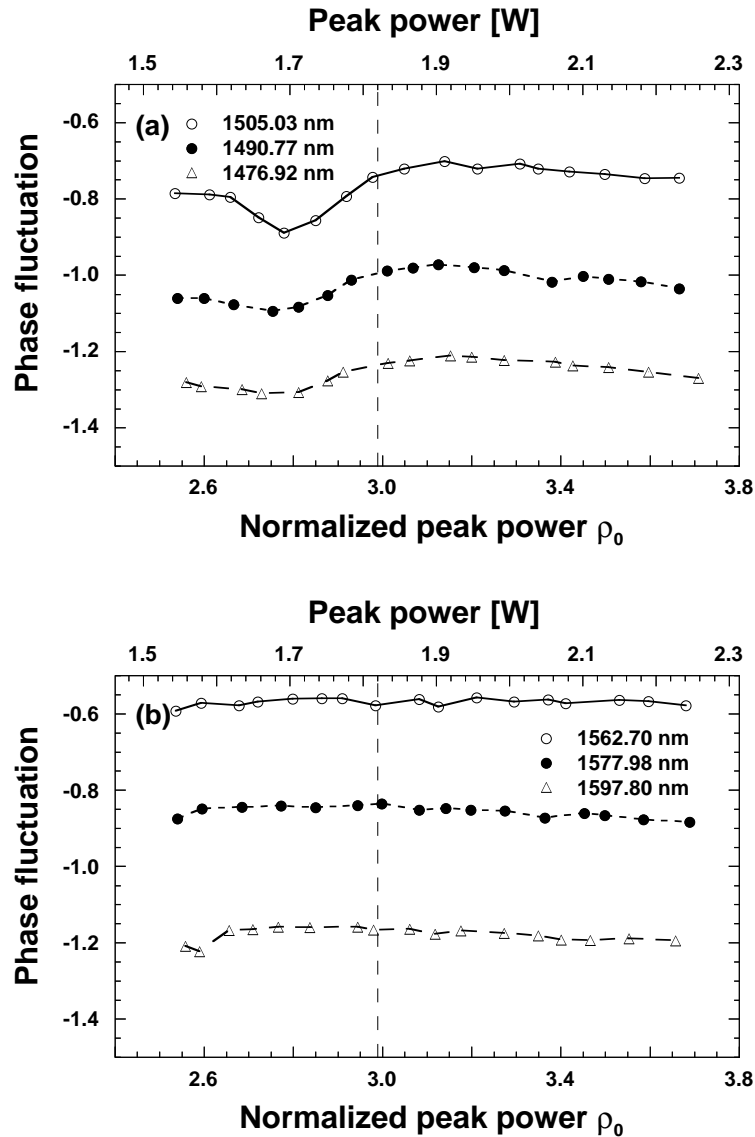


図 5.39: 図 5.38 のコヒーレンスから得られたスライスされた SC 光の位相揺らぎの等価実効振幅 $\sqrt{\langle \Delta \phi_{SC}^2 \rangle} = \rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0} \frac{\Delta \rho_0}{\rho_0}$ 。比較のため、縦軸の符号は図 5.36 の向きに合わせた。(a) 短波長側、(b) 長波長側。破直線はピーク強度閾値を表す。

ク強度閾値とコヒーレンスが劣化するピーク強度の対応関係、およびスライス波長に対する微分位相およびコヒーレンスの大小関係に不一致が観測された。したがって、シミュレーションで予想されたコヒーレンスの特性は実験結果を十分に再現しているとはいえないが、概ね同様の傾向を示していると結論される。

5.2.3 分散一定・正常分散ファイバ

本節では、分散一定・正常分散ファイバを用いた場合の微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ の特性をシミュレーションを用いて調査する。

まず、Raman 効果を含めない場合について調べる。

図 5.40 および 5.41 に分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、種光パルスのピーク強度に対する微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ の変化を 2 種類の規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 の場合について各々示す。シミュレーション条件は各々図 5.20 および 5.21 と等しい。すなわち、SC ファイバの条長 L は 1000 m、種光波長における分散値 D_0 は -0.1 ps/(nm·km)、分散湾曲係数 D_2 は -0.0002 ps/(nm³·km) である。伝搬損失は含めていない。種光波長は 1550 nm である。規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 に対応する半値全幅には

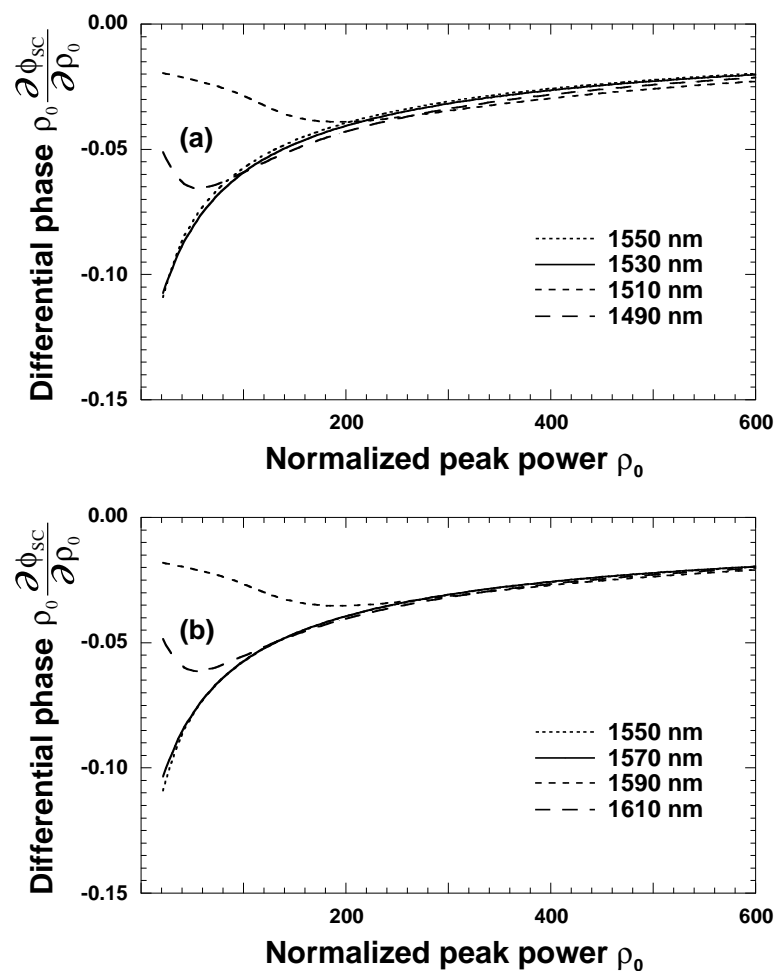


図 5.40: Raman 効果を含めない場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、種光パルスのピーク強度に対する微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ の変化。規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ (半値全幅 $T_{FWHM} = 0.2$ ps)、その他シミュレーション条件は図 5.20 と同一。(a) 種光波長の短波長側、(b) 種光波長の長波長側。

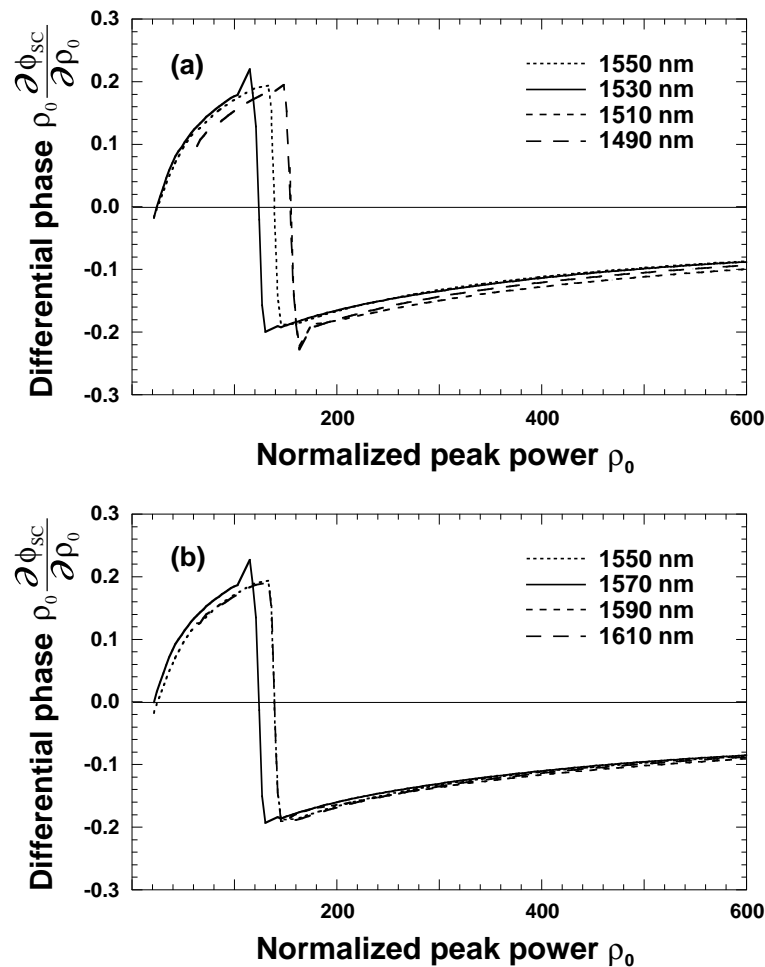


図 5.41: Raman 効果を含めない場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、種光パルスのピーク強度に対する微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ の変化。規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.59$ (半値全幅 $T_{FWHM} = 1$ ps)、その他シミュレーション条件は図 5.21 と同一。(a) 種光波長の短波長側、(b) 種光波長の長波長側。

各々 $T_{FWHM} = 0.2$ ps および 1 ps を用いた。

図 5.40 および 5.41 より、得られた微分位相の大きさは分散減少・凸型分散ファイバの場合と比べて 2 桁以上小さいことが示される。 $\tau_0 = 0.318$ では、 $\tau_0 = 1.59$ の場合よりさらに 1 桁以上小さい。したがって、種光パルスの振幅揺らぎと光位相揺らぎが同程度の場合、式 (5.5) の SC 光の位相揺らぎ $\Delta \phi(\rho_0, \lambda)$ に対しては種光パルスの NS 比 $\frac{\Delta \rho_0}{\rho_0}$ はほとんど影響せず種光パルスの光位相の揺らぎ $\Delta \phi_0$ が支配的であると考えられる。短波長側と長波長側で対応するスライス波長での微分位相について若干の非対称性が示されるが、規格化ピーク強度 ρ_0 が大きい領域ではほぼ対称になる。 $\tau_0 = 1.59$ の場合、コヒーレンス特性は特徴的な変化を示す。すなわち、規格化ピーク強度 $\rho_0 = 140$ 付近において、微分位相は正值から負値へと不連続的に変化する。これは ρ_0 に対する SC 光の光位相の変化が増加から減少に急変したことを意味する。この特異点に対応する規格化ピーク強度 ρ_0 は、規格化パルス幅 τ_0 につれて増加する。当該シミュレーション条件において、 $\tau_0 = 1 \sim 4$ の範囲に

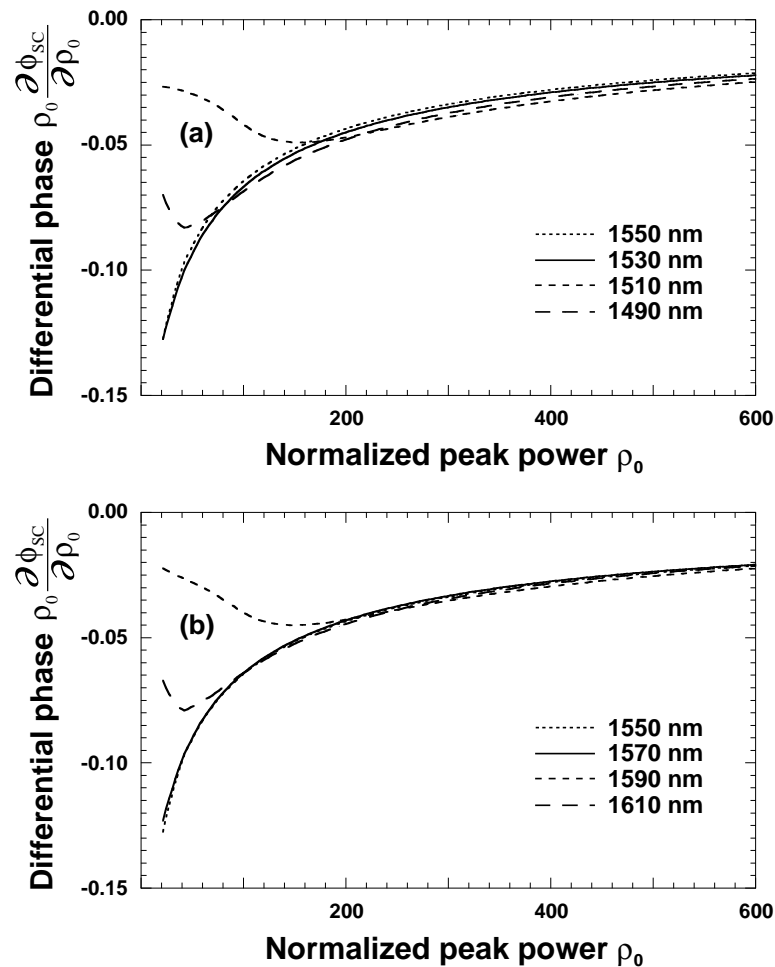


図 5.42: Raman 効果を含む場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、種光パルスのピーク強度に対する微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ の変化。規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ (半値全幅 $T_{FWHM} = 0.2$ ps)、その他シミュレーション条件は図 5.24 と同一。(a) 種光波長の短波長側、(b) 種光波長の長波長側。

おける増加率 $\frac{d\rho_0}{d\tau_0}$ は約 150 であった。同一条件での変調利得のシミュレーション結果 (図 5.6) において、これに対応する変化は観測されなかった。

Raman 効果を含む場合のコヒーレンスも上記と同様の特徴を示す。図 5.42 および 5.43 に、Raman 効果を含む場合の種光パルスのピーク強度に対する微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ の種光パルスのピーク強度に対する変化を 2 種類の規格化パルス幅 $\tau_0 = 0.318$ および 1.59 の場合について各々示す。シミュレーション条件は図 5.24 および 5.25 と等しい。

いずれの τ_0 の場合についても、微分位相の大きさは Raman 効果を含めない場合と同程度であった。 $\tau_0 = 1.59$ の場合における微分位相の不連続点に対応する規格化ピーク強度 ρ_0 はスライス波長の長短側で異なり、短波長側では約 200、長波長側では約 170 であった。

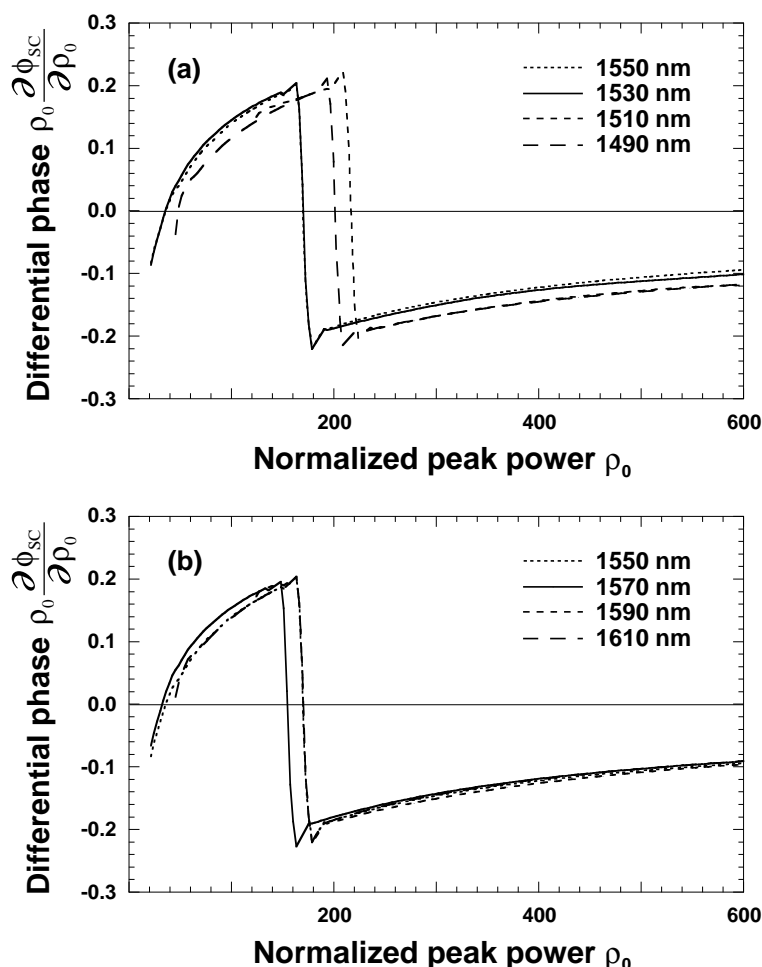


図 5.43: Raman 効果を含む場合の分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生における、種光パルスのピーク強度に対する微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ の変化。規格化パルス幅 $\tau_0 = 1.59$ (半値全幅 $T_{FWHM} = 1$ ps)、その他シミュレーション条件は図 5.25 と同一。
(a) 種光波長の短波長側、(b) 種光波長の長波長側。

上記コヒーレンスの特異点と第 1 自己位相変調から第 2 自己位相変調への遷移との関連性について考察する。コヒーレンスの特異点は、 $\tau_0 - \rho_0$ マップにおける規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} 、すなわち第 1 自己位相変調から第 2 自己位相変調への遷移を表す指標と同様に、 τ_0 につれて増加する。しかし、以下に述べるように、変調利得の場合にみられるような明瞭な関連性は観測されなかった。すなわち、変調利得の変化の様子は、そのスライス波長を含むスペクトル領域形成の起源、つまり主として第 1 自己位相変調によって形成されたか、あるいは第 2 自己位相変調によって形成されたかの違いに依存して、明瞭に異なる (図 5.21 および 5.25)。しかしながら、コヒーレンスの特異点に関しては、変調利得のようなスペクトル領域に対する明瞭な依存性は観測されなかった。また、コヒーレンス (図 5.41 および 5.43) の特異点に対応する事象は、変調利得のシミュレーション結果においては観測されなかった。以上のように、コヒーレンスの特異点と第 1 自己位相変調から第 2 自己位相変調への遷移との直接の関連性は小さいと考えられる。

5.2.4 コヒーレンスの改善方法

SC 光発生におけるコヒーレンスの劣化の原因及びその改善方法の検討は、中沢らのグループによる報告が最も早い [176–178]。彼らはシミュレーションを用いて、図 5.1 (b) のように種光パルスにリップル状に重畳される自然放出雑音光が SC ファイバ中における変調不安定の効果により増幅されることが SC 光のコヒーレンスの劣化の原因であると主張し、SC 光のコヒーレンス改善のためには変調不安定の利得領域に含まれる雑音光成分を抑圧するための光バンドパスフィルタを用いることが有効であると提案した。しかし §5.1.1 で述べたように、SC 光の発生時においては、通常種光パルスを増幅する光増幅器と SC ファイバの間に上記自然放出雑音光を抑圧するための光バンドパスフィルタが挿入されるため、彼らの主張する原因によるコヒーレンスの劣化は実際にはほとんど問題にならないはずである。一方、本研究ではすでに前節までに、光バンドパスフィルタを挿入して種光帯域外の自然放出雑音光を抑圧した場合においても、図 5.2 (b) に示したような強度変調的な雑音成分が種光パルスに残留し、これが SC 光の強度雑音やコヒーレンスの劣化につながることをシミュレーションおよび実験によって明らかにした。したがって、§5.1.4 で述べた雑音特性の改善の場合と同様に、SC 光のコヒーレンスの改善には光バンドパスフィルタだけでは抑圧できない種光パルスに含まれる雑音の抑圧が本質的と考えられる。

本節では §5.1.4 における雑音抑圧で用いられた手法によるマルチキャリア SC 光のコヒーレンスの改善について述べる。§5.2.1 で述べたように、繰り返し種光パルスにより励起されたマルチキャリア SC 光のコヒーレンスは光スペクトルから観測される光 SN 比、または各光キャリアの線幅 [179] によって評価可能である。

注入同期によるコヒーレンス改善

注入同期による SC 光の雑音抑圧の場合と同じく、図 5.28 の実験系が用いられた。マスターレーザには同実験で用いたのと同じ、線幅 260 kHz の波長安定化レーザ光源を用いた。

図 5.44 は SC ファイバ出力光の強度スペクトルを示す。(a) は注入同期時、(b) は注入光 off の場合に対応する。スペクトルは波長範囲 1460 ~ 1625 nm、すなわち S、C、L 帯 [16] をシームレスにカバーする。挿入図に示すように横軸を拡大すると、マルチキャリア SC 光に含まれる個々の光キャリアが観測される。§5.2.1 で述べたように、このマルチキャリア構造は時間軸上で並んだ SC 光相互の干渉の結果である。このマルチキャリア SC 光の可視度 (visibility) がコヒーレンスの指標として用いられる光 SN 比である。もし光 SN 比が SC 光のコヒーレンスよりもむしろ強度雑音を反映するならば、観測される光 SN 比は (図 5.15 ~ 5.17 から予想されるような) 波長に対する大きな変動を示すはずである。しかし、観測された光スペクトルからはそのような傾向は示されず、光 SN 比は種光波長近傍を除いて緩やかに変化する。これはむしろ §5.2.2 の結果から予想されるコヒーレンスの傾向に近い。

図 5.44 に示すように、光 SN 比はマスターレーザによる注入同期の結果改善された。種光波長から離れるほど光 SN 比の改善量は大きい。波長 1460 nm では光 SN 比は 2 dB から 14 dB の改善、波長 1625 nm では光 SN 比は 10 dB から 19 dB の改善がみられた。

注入同期によってスレーブ光の線幅がマスター光と同程度の線幅に改善することが報告されている [179]。し

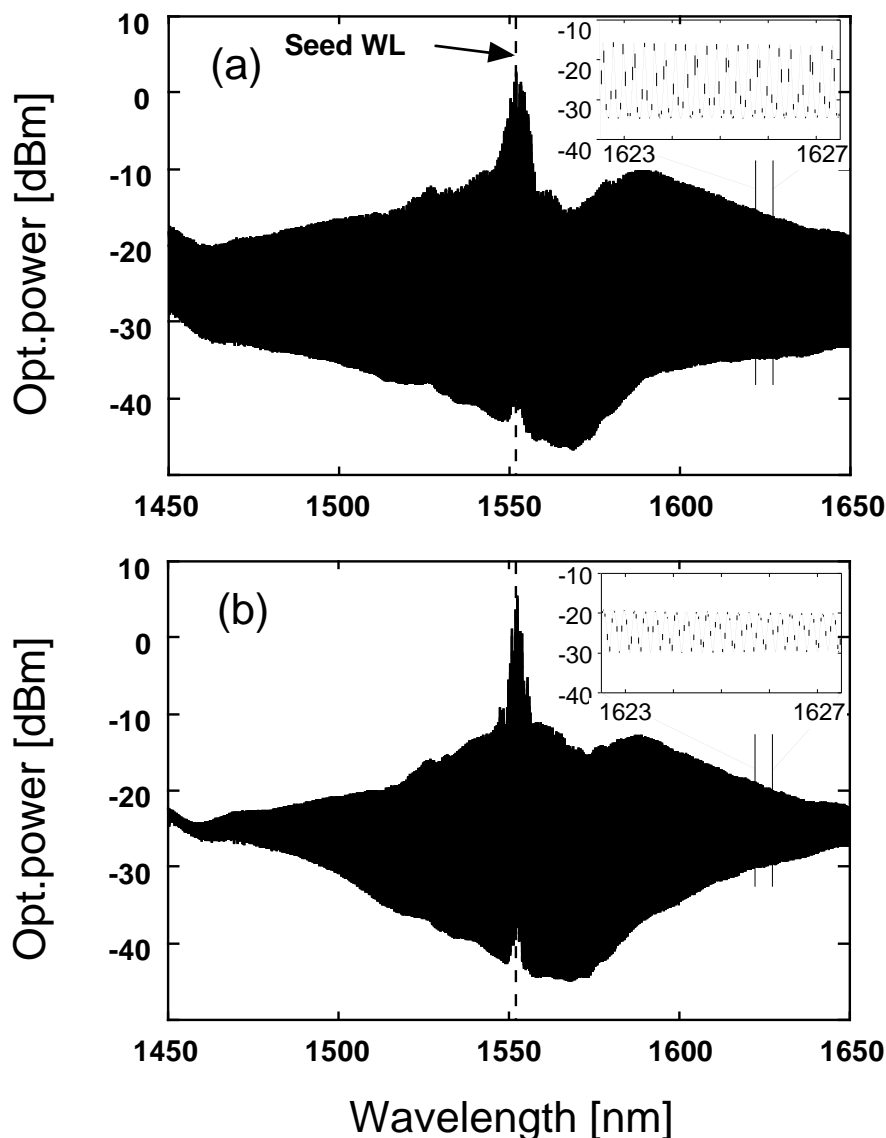


図 5.44: SC ファイバ出力光の強度スペクトル [168] (©2005 IEEE)。 (a) 注入同期時、 (b) 注入光 off の時。挿入図は波長 1625 nm 周辺のスペクトルを表す。波長分解能は 0.01 nm。

たがって、SC 光に含まれる光キャリアの線幅すなわちコヒーレンスも注入同期によってマスター光と同程度まで改善されることが期待される。図 5.45 はマルチキャリア SC 光から抽出された光キャリアの線幅を表す。個々の光キャリアは、§5.1.4 の SN 比測定で用いられたアレイ導波路格子型光バンドパスフィルタで SC 光から抽出され、遅延自己ヘテロダイン法 [170] により線幅を測定された。従って、この測定結果にも波長 1700 nm 周辺に図 5.29 の測定結果と同様のギャップがある。注入光が off、すなわちモード同期レーザが自走状態の場合、遅延自己ヘテロダイン法 [170] により線幅が測定できた波長範囲 1544.72 ~ 1560.81 nm において、SC 光から抽出された光キャリアの線幅は約 4.1 MHz であった。前記マスターレーザ出力光による注入同期時には、

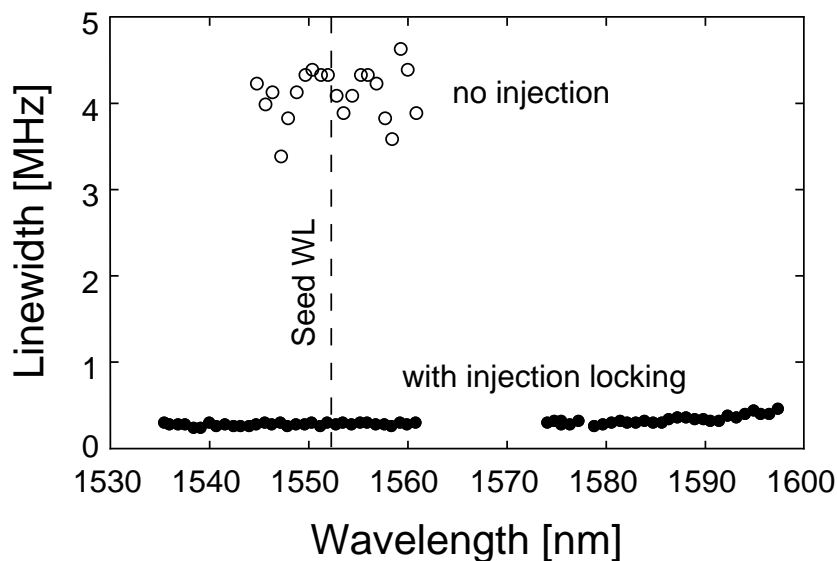


図 5.45: マルチキャリア SC 光から抽出された光キャリアの線幅 [168] (©2005 IEEE)。白丸: 注入光 off の時、黒丸: 注入同期時。マスター光の線幅は 260 kHz。波長 1570 nm 周辺でデータが欠落した波長領域は光キャリア抽出に用いた光バンドパスフィルタの動作範囲外にあたる。

線幅はマスター光と同程度の 270 kHz まで狭窄化された。これは注入同期によって SC 光のコヒーレンスがマスター光と同程度にまで改善したことを意味する。図の測定結果が示すように、種光波長から離れるほど線幅が徐々に大きくなる傾向が観測される。

Fabry-Perot フィルタを用いたコヒーレンス改善

§ 5.1.4 で述べた Fabry-Perot フィルタを用いた種光パルスの強度雑音抑圧をコヒーレンスの改善に試した。

図 5.46 に SC ファイバ出力光の強度スペクトルを示す。(a) は Fabry-Perot フィルタを挿入した場合、(b) は Fabry-Perot フィルタなしの場合を表す。Fabry-Perot フィルタありの場合、発生した SC 光の光 SN 比は SC 光スペクトル全域にわたって 30 dB 以上であった。注入同期を用いた場合と同様、光 SN 比の大きな波長依存性は観測されなかった。このマルチキャリア SC 光は周波数間隔 25 GHz の ITU-T グリッドと一致し、波長範囲 1460 ~ 1625 nm にわたって S、C、L 帯 [16] をカバーした。

以上述べたように、種光パルスの雑音抑圧は SC 光の雑音特性のみならずコヒーレンスの改善にも効果的であることが実証された。

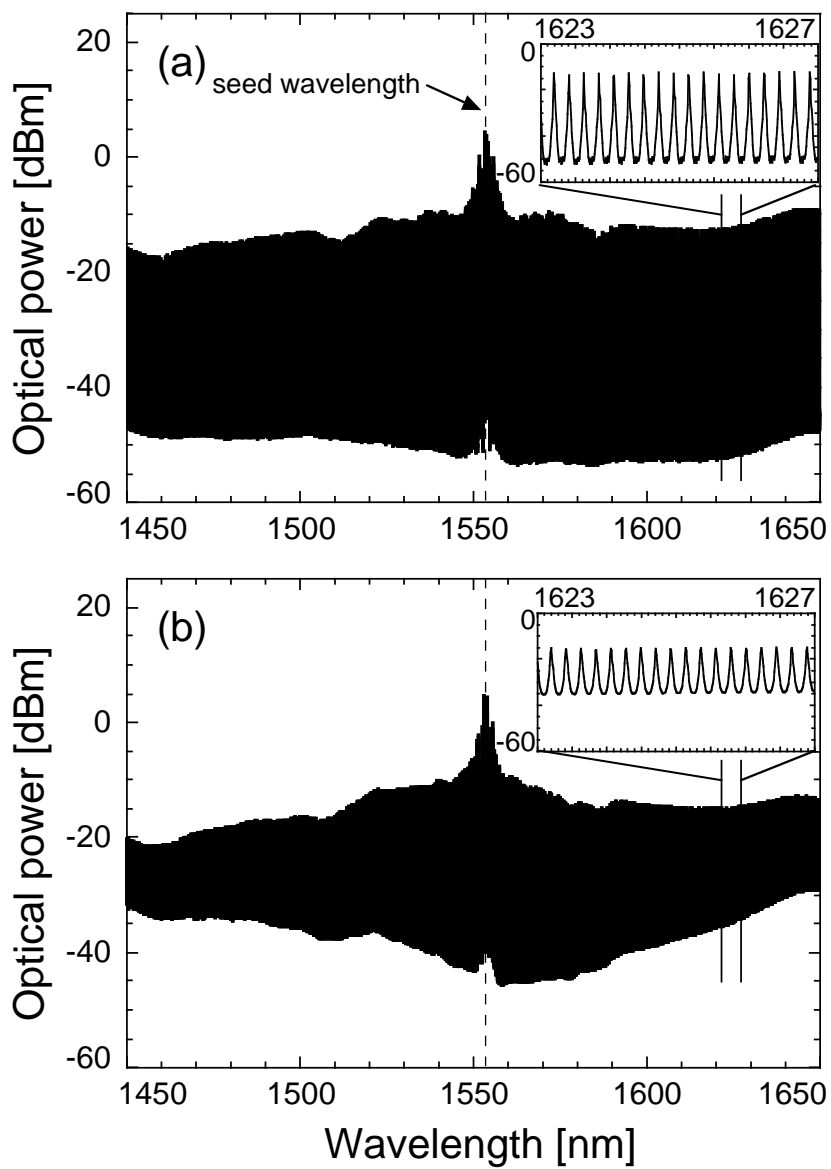


図 5.46: SC ファイバ出力光の強度スペクトル [171] (©2005 IET)。 (a) : Fabry-Perot フィルタあり、(b) : Fabry-Perot フィルタなし。波長分解能は 0.01 nm。

5.3 SC光の高出力化

SC光の高出力化すなわち高いスペクトル密度のSC光発生は長距離大容量光伝送または高感度の光計測にとって重要である。

本節ではSC光発生においてスペクトル密度を増強するための方法について検討する。

第4章のSC光源の設計指針において示したように、他の実パラメータを変えずに単に種光パルスのピーク強度を増大しただけはスペクトル密度の効果的な増大にはつながらず、種光パルスのエネルギーの大半はスペクトル幅の拡大に費やされる。したがって、SC光の特性、特に強度スペクトル形状⁶を変化させずにスペクトル密度を増大させる方法を考える必要がある。

SC光のスペクトル密度を増強するにあたっては、SC光を目的の用途に対しどのように適用するかについて、すなわち連続的なスペクトルの白色光として用いるのか、あるいはキャリア周波数間隔が規定されたマルチキャリア光として用いるのか、によって以下のように方針が分かれる。

SC光を白色光として利用する場合、あるいはキャリア周波数間隔の変更が許容されるマルチキャリア光として利用する場合は、種光パルスの繰り返し周波数を増大させる方法が有効である。この方法の利点は、SC光源設計に関する実パラメータすなわちSCファイバおよび種光パルス単体のパラメータの変更を伴わないことである。繰り返し周波数を N 倍に変化させる場合は、キャリア周波数間隔は N 倍に広がりかつ単位周波数あたりの光キャリアの本数は $1/N$ になるため、光キャリア1波あたりの強度は N^2 倍、SC光のスペクトル密度は N 倍となる。ただしこの方法では、時間領域においてより高い密度で種光パルスを接近させるため、時間的に隣接するSC光パルスがSCファイバ中で波長分散によって広がって互いに重なった場合、非線形相互作用によって出力スペクトルが変化する可能性があることに注意しなければならない。

一方、SC光をキャリア周波数間隔が規定されたマルチキャリア光として利用する場合、上述の方法は種光パルスの繰り返し周波数の増加によりキャリア周波数間隔が比例的に増加するため不向きである。この用途でスペクトル密度を増大、すなわち光キャリア1波あたりの強度を増大するには、SC光発生におけるスケールリング則を活用すればよい。

§4.1.2および§4.2.2で示したように、規格化パラメータセットを維持したまま実効ピーク強度 γP_0 を増大させることにより、SC光出力はスペクトルの形状を変えずにスペクトル密度が比例的に増大する。光キャリア1波あたりの強度も実効ピーク強度 γP_0 に対して比例的に増大し、キャリア周波数間隔の変更も発生しない。ただしこの方法を厳密に実施すると、実効ピーク強度の増大に伴いSCファイバのすべての実パラメータの再設計が必要となる。例えば分散減少・凸型分散ファイバの場合、実効ピーク強度の増加に伴って特性ファイバ長 L_0 および入射端分散値 D_0 だけでなく、分散湾曲係数 D_2 についても式(4.7)にしたがってSCファイバのパラメータを変更することになるため、SCファイバ母材の屈折率プロファイルの再設計にまでおよぶ大事になる。ただし§4.1.3で示したように分散減少・凸型分散ファイバの場合は、SC光のスペクトル幅は閾値条件において概ね $|D_2|^{0.33}$ に比例するため、もし分散湾曲係数 D_2 を変更しなかったとしても、スペクトル密度の低減は D_2 を再設計した場合と比較してたかだか $|D_2|^{-0.33}$ の程度にとどまる。

⁶ マルチキャリアSC光の場合は強度スペクトルの包絡線に対応する。

最後に、分散減少・凸型分散ファイバおよび分散一定・正常分散ファイバを用いる SC 光発生方法について比較する。

分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生は、分散減少・凸型分散ファイバの場合よりも励起効率が悪く、より広帯域のスペクトルを得ることが困難である。その一方で高いスペクトル密度が得られるため、光キャリア 1 波あたりの光強度も大きくなる。加えて前節までに述べたように、優れた雑音特性およびコヒーレンス特性で、かつ平坦で平滑な強度スペクトルの SC 光が設計可能であるというメリットを有する。分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合、小さい種光強度で広帯域のスペクトルが得られるが、その反面、分散一定・正常分散ファイバの場合と比較して高いスペクトル密度を得にくい。さらには、種光パルスの残留成分であるスペクトルピークがスペクトルを中央で分断し、種光エネルギーの無駄をもたらす。したがって所要のスペクトル幅を得るための種光パルスの条件が確保可能な場合は、分散減少・凸型分散ファイバよりも高出力かつ低雑音なマルチキャリア SC 光が得られる分散一定・正常分散ファイバの方が好適であると考えられる。

5.4 光周波数の安定化

これまでに述べたように、繰り返し種光パルスを用いた SC 光は、キャリア周波数が等間隔に並んだマルチキャリア光として用いることができる。ここでマルチキャリア SC 光の光周波数に関する自由度は、光周波数オフセットおよび周波数間隔の 2 つのみである。この 2 つのパラメータを安定化すれば、マルチキャリア光に含まれるすべての光キャリアの周波数が安定化されるため、光周波数（波長）の管理コストが大幅に軽減される。周波数間隔は種光パルス源を駆動する電気信号の周波数で決まる精度で与えられる。したがって、残る周波数オフセットを基準周波数にロックさせることにより SC 光に含まれるすべての光キャリア周波数はロックされ「光のものさし」が実現される。今や SC 光を用いた光周波数コムは各種光周波数基準のトレーサビリティを確保するための不可欠な手段となっている [181–184]。

マルチキャリア SC 光の周波数オフセットの制御はいくつかの方法が提案されている。もっとも精度が高いとされている方法はオクターブ法である [180–182]。これは、繰り返し周波数 $\Delta\nu$ の SC 光スペクトルに含まれる光周波数 ν_1 および ν_2 の光キャリアが $\nu_2 \approx 2\nu_1$ の関係にあるとき、 $2\nu_1$ と ν_2 の差が 0（または $\Delta\nu$ の整数倍）になるように光周波数オフセットをロックする方法である。 $2\nu_1$ と ν_2 の差は、光周波数 ν_1 の光キャリアを 2 次高調波発生により $2\nu_1$ に通倍した光と光周波数 ν_2 の光キャリアとの相関をとることによって検出される。この方法によって、繰り返し周波数 $\Delta\nu$ に対する光周波数オフセットの不定性は解消し、SC 光スペクトルに含まれるすべての光キャリアの周波数は $\Delta\nu$ の整数倍にロックすることが可能となる。このとき時間領域では、光源出力である光パルス列の群速度と位相速度が一致する。

光ファイバ通信用光源の場合 [185]、上記オクターブ法で実現されるような極限的な精度は通常必要ではなく、光周波数オフセットと周波数間隔を個別に安定化する方法で所要の精度が達成可能である。

本節では、種光パルスまたは SC 光に含まれる光キャリアの一つを周波数基準光に対して周波数安定化することによって、マルチキャリア SC 光に含まれるすべての光キャリア周波数を安定化する 3 種類の方法について述べる。

5.4.1 波長ロック法

波長ロック法は光キャリア（CW 光）の光周波数の変化を光の強度に変換する光フィルタを用いる方法で、通信用レーザ光源用の安価な光周波数安定化方法として広く用いられている。種光パルスや SC 光等のマルチキャリア光の場合、CW 光に比べてスペクトルが広いので、そのまま波長ロックを適用しても CW 光の場合と同等の精度で光周波数オフセットを安定化することは困難である。このため § 5.1.4 で用いたような狭帯域の光フィルタで 1 つの光キャリアを抽出して波長ロックに入力することになるが、この場合光フィルタによる損失のため感度の良い光強度の検出は困難である。本節では、モード同期レーザや SC 光等のマルチキャリア光に対して波長ロックを効果的に適用した光周波数の安定化方法 [186] を提案し、その有効性を検証する。

図 5.47 は本方法の原理を表す構成図である。本方法では、入力光の光周波数に対し周期的な出力特性を有する波長ロックを用いる。波長ロックに設けられた周期的光フィルタ（FP filter）の FSR が種光パルスの繰り返し周期 f と等しい場合、種光パルスに含まれるすべての光キャリアは同一の透過特性となるため、種光パルスの光周波数オフセットは CW 光入力の場合と同様に周期的光フィルタ前後の光強度比 PD2/PD1 として変換される。従って PD2/PD1 をモニタし種光源に帰還することによりマルチキャリア光の光周波数オフセットの安定化が可能となる。本方法ではマルチキャリア光から 1 つの光キャリアを濾波することなく全光キャリアを波長ロックへの入力光として用いるため、高い検出感度で光周波数オフセットを測定可能である。上述のような周期的光フィルタには、Fabry-Perot フィルタ等の多光束干渉計型の光フィルタが用いられる。

実験では、FSR が 25 GHz の Fabry-Perot フィルタを備えた波長ロックを用いた。種光源には中心波長 1552.5 nm のモード同期半導体レーザを用い、これを Rb 発振器出力（出力周波数 10 MHz、周波数精度 5×10^{-11} ）を PLL 発振器で逡倍して得た周波数 25 GHz の正弦波信号で駆動した。一般に Fabry-Perot フィルタは温度変化によって共振器長が伸縮するため、その透過特性は図 5.48 のように温度につれて変化し、制御目標である

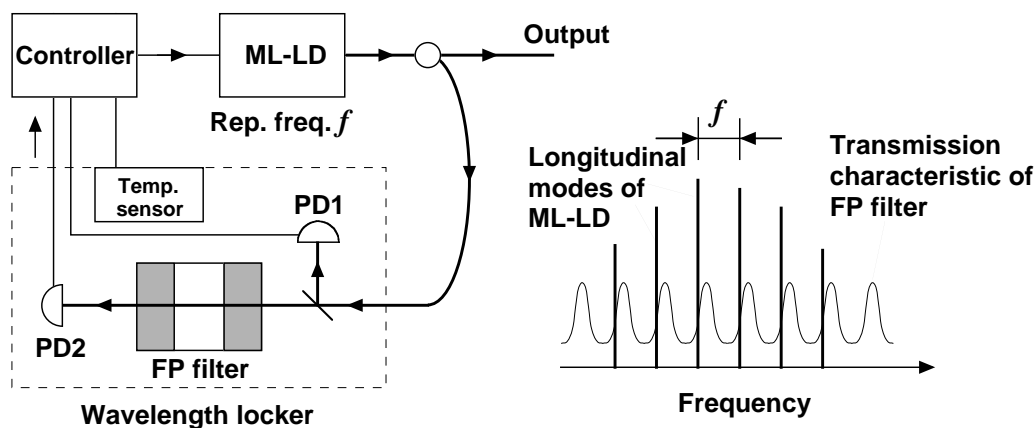


図 5.47: 波長ロックを用いた 25 GHz モード同期半導体レーザ出力の光周波数安定化の原理を表す構成図 [186] (©2005 IET)。FP filter: 周期的光フィルタ (Fabry-Perot フィルタ)、ML-LD: モード同期半導体レーザ、PD1、PD2: 光検出器。点線の箱は波長ロックを表す。

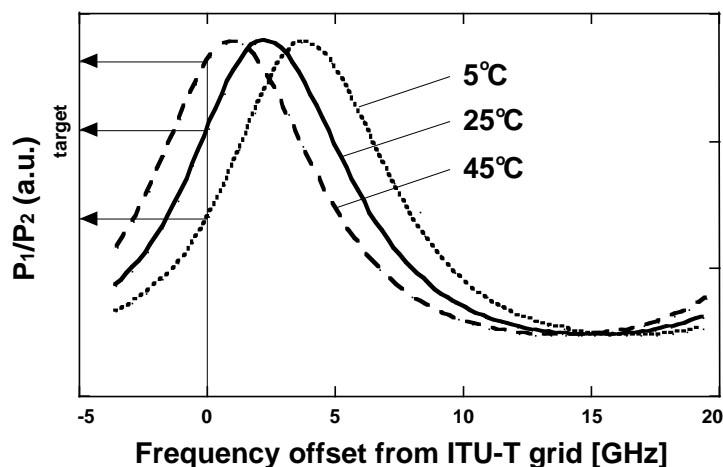


図 5.48: 実験に用いた波長ロッカの特性 [186] (©2005 IET)。

PD2/PD1 の値も変化する。従って、あらかじめ測定した Fabry-Perot フィルタの温度特性を制御器 (Controller) に与えておくことにより、同温度特性の影響がキャンセルされた PD2/PD1 の制御目標値を ML-LD の動作温度に帰還した。

図 5.49 に 25 GHz モード同期光源出力の室温動作時における、光周波数オフセットの安定性の評価結果を示す。“stabilization OFF” の場合は光周波数オフセットは徐々にドリフトし目標周波数から離れたが、“stabilization ON” の場合はドリフトすることなく安定化され続けた。測定時間の間における光周波数オフセットの偏差 (平

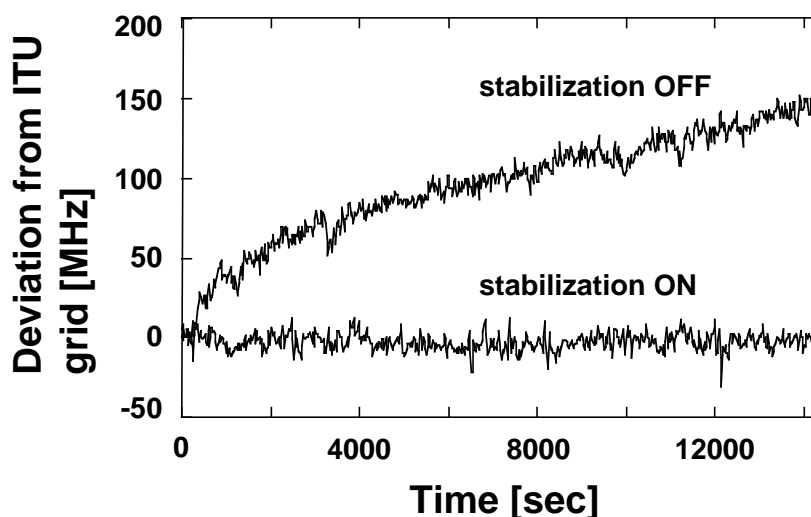


図 5.49: 波長ロッカを適用した 25 GHz モード同期半導体レーザ出力の光周波数オフセットの室温における安定性 [186] (©2005 IET)。縦軸は ITU-T グリッド周波数からの乖離を表す。

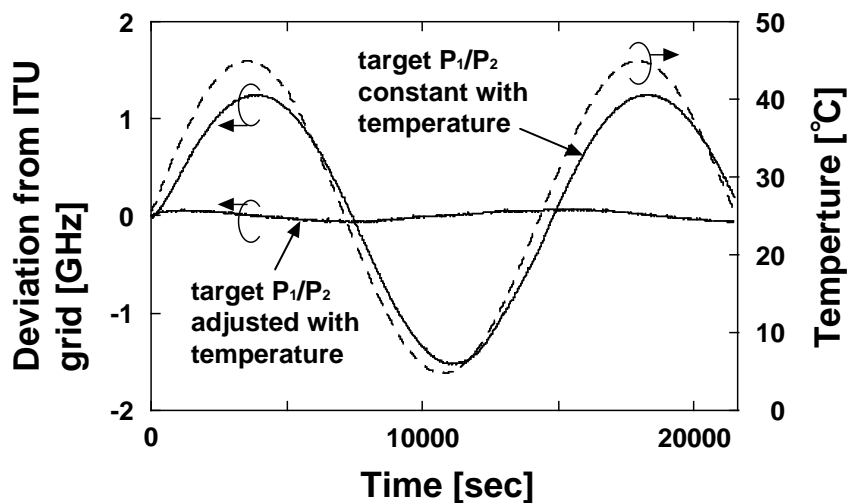


図 5.50: 動作温度を 5 ~ 45 °C で変動させた場合の波長ロックを適用した 25 GHz モード同期半導体レーザ出力の光周波数オフセットの安定性 [186] (©2005 IET)。縦軸は ITU-T グリッド周波数からの乖離を表す。

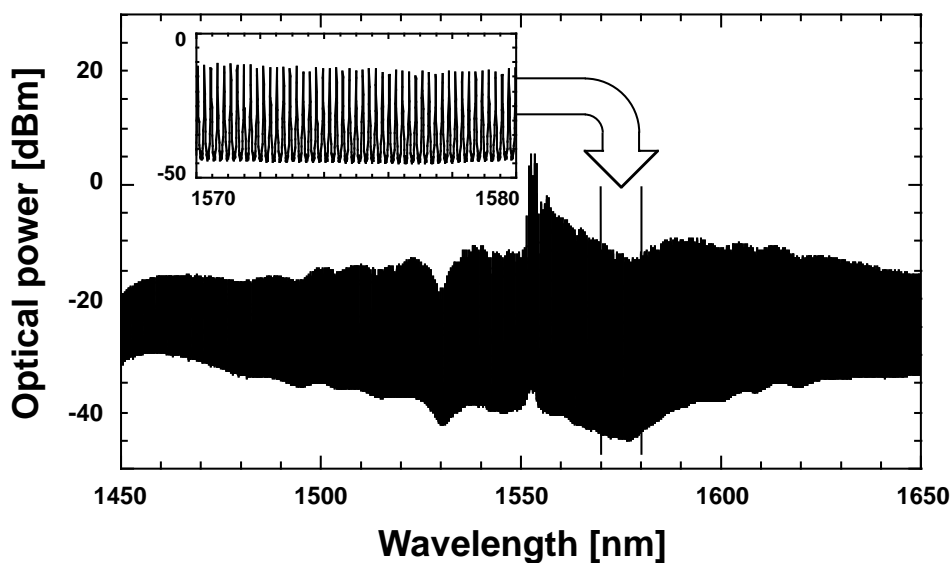


図 5.51: 波長ロック法で光周波数オフセットが安定化された 25 GHz モード同期光源出力を用いて発生した SC 光の強度スペクトル [186] ©2005 IET。SC ファイバには偏波保持分散減少・凸型分散ファイバを使用。

均値) は -2.8 MHz、安定度 (標準偏差) は 5.3 MHz であった。

図 5.50 に、波長ロックの動作温度の変化に対して PD2/PD1 の制御目標値を自動補正した場合の、光周波数オフセットの安定性の評価結果を示す。本測定では恒温槽内で波長ロックの動作温度を 5 ~ 45 °C に変化させた。自動補正せずに 25 °C における PD2/PD1 の目標値に固定した場合、温度変化につれて光周波数オフセッ

トが peak-to-peak で 2.8 GHz 変動した。自動補正した場合、変動は抑えられ安定度（標準偏差）42 MHz が得られた。

図 5.51 に上記方法により光周波数オフセットが安定化された種光パルスで偏波保持型の分散減少・凸型分散ファイバ [187] を励起して発生させた SC 光を示す。SC 光に含まれる光キャリアは 25 GHz 間隔で整列し安定化された。発生したスペクトルは S、C、L 帯（1460～1625 nm）をカバーした。マルチキャリア光の可視度に対応し最大値と最小値の比で定義される光 SN 比は測定された波長範囲にわたって 18～38 dB であった。

本方法は後述の方法と異なり周波数基準光源を用いないため、所要の周波数安定度が～数 100 MHz 程度の場合には最も安価な光周波数安定化方法である。

5.4.2 ビート信号検出法

マルチキャリア SC 光に含まれる光キャリアの 1 つと周波数基準光とのビート信号の周波数をモニタし、種光源の出力光周波数に帰還することにより光周波数オフセットの安定化が可能である [172]。本節ではこのビート信号検出法とその実験的検証について述べる。

図 5.52 に本方法を用いた SC 光源の構成図を示す [207]。実験では、波長 1552.524 nm（光周波数 $\nu_0 = 193.1000$ THz、周波数精度 ± 10 MHz）の周波数基準光源の出力光周波数に対して、種光源である中心波長 1538 nm（光周波数 194.9 THz）、繰り返し周波数 25 GHz のモード同期半導体レーザ（ML-LD）出力の光周波数オフセットの安定化を試みた。本構成の利点は種光パルスの出力光周波数の選択の自由度が大きいという点である。すなわち、実験に用いた種光源と周波数基準光源は出力光周波数が 1 THz 以上離れているため、それらのビート信号を直接観測することはできない。しかし、種光パルスにより励起されたマルチキャリア SC 光は周波数基準光の光周波数をカバーするため、当該 SC 光に含まれる光キャリアの 1 つと上記周波数基準光とのビート信号を検出することが可能となる。このビート信号の周波数を監視し、種光源（ML-LD）の動作温度に帰還して

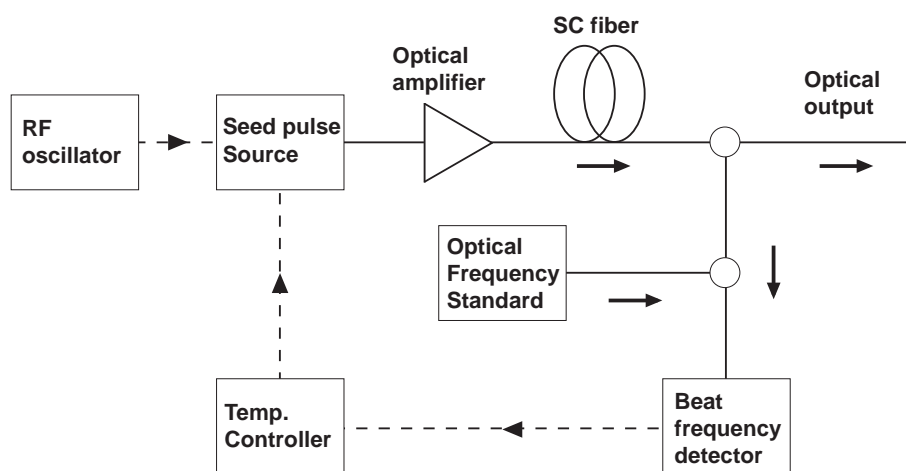


図 5.52: ビート周波数検出法の構成 [207] (©2009 IEICE)。実線および破線は各々光および電気信号の経路を表す。

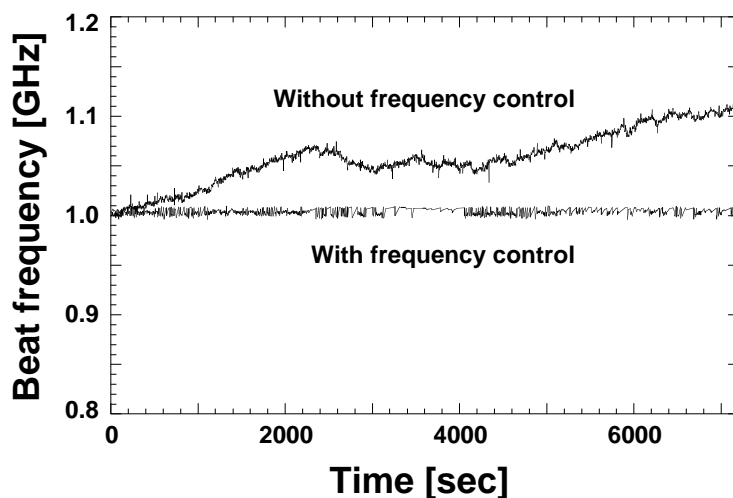


図 5.53: ビート周波数検出法による光周波数オフセットの安定性 [172]。制御目標周波数+1 GHz。

SC 光の光周波数オフセットを安定化させた。

図 5.53 に室温下で種光源出力の光周波数オフセットを安定化させ、2 時間にわたりビート周波数を測定した結果を示す。ビート周波数の制御目標値は+1 GHz とした。図に示すように、ビート周波数の監視・制御をしない開ループ時では直ちに光周波数オフセットのドリフトが起きるが、帰還制御することにより光周波数オフセットは安定化される。帰還制御時における全測定時間にわたる安定度（標準偏差）は 5 MHz であった。種光源と周波数基準光源の出力光周波数の差が十分小さく、これらのビート信号を直接検出可能な場合、SC ファイバを帰還ループの外に置いてよい。

ビート信号検出法では数 MHz の光周波数安定度が簡易に得られるため、§ 6.3.3 ではこの方法により光周波数を安定化したマルチキャリア SC 光を光周波数計測に応用する。

5.4.3 注入同期法

§ 5.1.4 および § 5.2.4 において SC 光の雑音特性およびコヒーレンス（線幅）の改善に用いた注入同期は、光周波数の安定化にも有効な手法である。本節では注入同期を用いた SC 光の光周波数の安定化方法およびその実験的検証について述べる。

注入同期は § 5.1.4 および § 5.2.4 と同じ条件で行った [168]。図 5.54 は種光パルスとマスターレーザ出力光（周波数基準光）の光周波数およびビート信号の周波数の関係を表す。図 5.54(c) に示すように、マスターレーザ出力光を音響光学変調器を用いて周波数シフトした光 ($\nu_0 + f_{AO} = 193.1 \text{ THz} - 80 \text{ MHz}$) は、フォトディテクタにおける種光パルスとのミキシングによって複数のビート信号を発生する。このうち、注入光周波数に直近のモード同期レーザの縦モードの 1 つ隣の縦モード（周波数 $\nu_0 - f_{ML} = 193.1 \text{ THz} - 25 \text{ GHz}$ ）とのビート信号を選んでモニタした。このように、注入同期（マスター光周波数）に対応する縦モードと光周波数安定

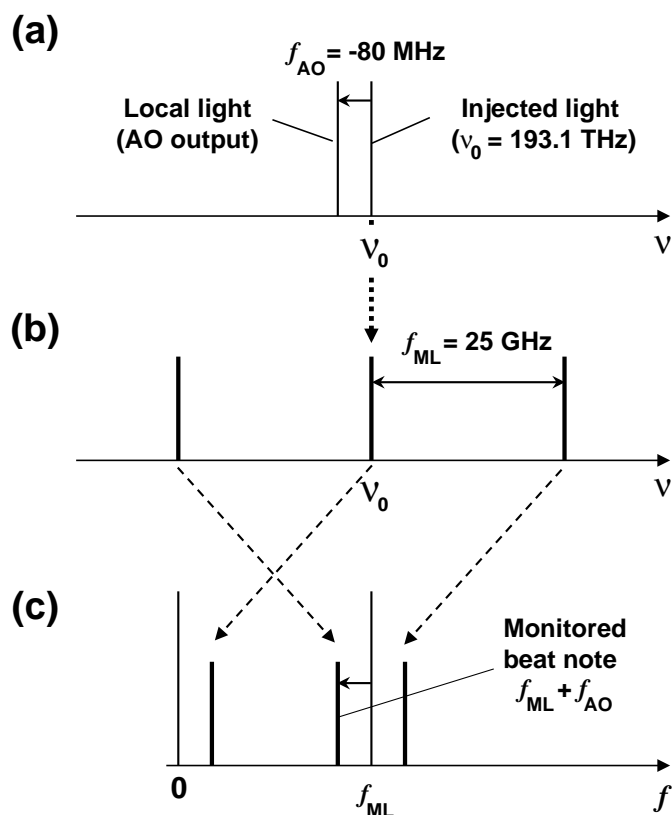


図 5.54: 種光パルスおよびマスターレーザ光（周波数基準光）の光周波数とビート信号の周波数の関係を表すダイアグラム。(a) マスターレーザ出力光（光周波数 $\nu_0 = 193.1$ THz）およびその音響光学変調器（周波数シフタ）出力（同 $\nu_0 + f_{AO}$ ）の光スペクトル、(b) 種光パルス（モード同期半導体レーザ出力光、繰り返し周波数 $f_{ML} = 25$ GHz）の光スペクトル、(c) ビート信号の電気スペクトル。ただし、 $f_{AO} = -80$ MHz。

度をモニタするための縦モードを別にするることによって、種光源の注入同期状態および光周波数オフセットの安定性を正確に評価することが可能となる。

図 5.55 にビート信号（中心周波数 $f_{ML} + f_{AO}$ ）のスペクトルを示す。周波数分解能 1.0 Hz で測定したビート信号の半値全幅は約 1 Hz であった。スペクトルより、モード同期レーザ出力光の縦モードは周波数基準光の光周波数 193.100 THz に対してロックされていることが示される。図 5.56 に注入同期状態におけるビート信号周波数（オフセット）の安定性を示す。モード同期半導体レーザの変調部電極から検出される光電流をモニタし、同レーザの動作温度に帰還することにより室温における注入同期状態を安定化させた。ビート信号のピーク周波数は全測定時間（4 時間）にわたり安定で、周波数安定度を表す標準偏差は 1.2 Hz であった。これは種光パルスの光周波数オフセットがビート周波数の安定度、すなわちマスターレーザ出力光の周波数安定度でロックされたことを意味する。モード同期レーザの出力光は Er 添加ファイバ光増幅器で増幅された後、分散減少・凸型分散型の偏波保持 SC ファイバ [132] に入射された。発生された SC 光の強度スペクトルおよび光源品質は § 5.1.4 および § 5.2.4 において述べた通りである。このマルチキャリア SC 光は S、C、L 帯 [16] を

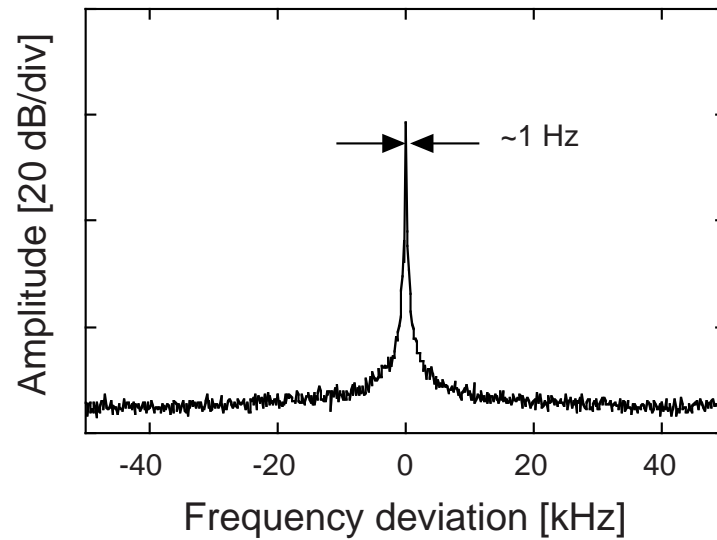


図 5.55: 注入同期状態をモニタするためのビート信号 [168] (©2005 IEEE)。中心周波数は $f_{ML} + f_{AO} = 25 \text{ GHz} - 80 \text{ MHz}$ 。スペクトルの周波数分解能は 30 Hz。平均化回数は 100 回。ビート信号の半値全幅は周波数分解能 1.0 Hz で測定した。

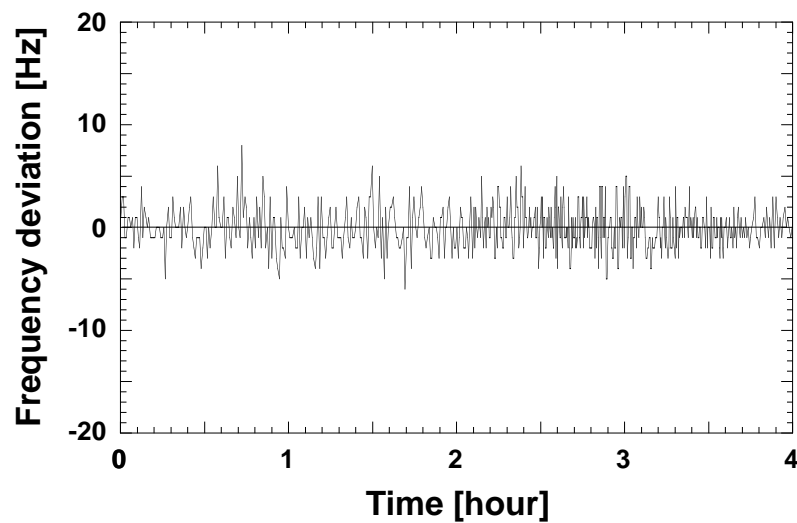


図 5.56: 注入同期状態におけるビート信号のピーク周波数の安定性。4 時間にわたる周波数安定度 (標準偏差) は 1.2 Hz。

シームレスにカバーし、かつ ITU-T のアンカー周波数 193.100 THz [28] にロックされていることから、まさに周波数間隔 25 GHz の「光の ITU グリッド」を実現していることになる。

5.5 残留種光パルスの抑圧

分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光発生における大きな課題の一つはスペクトル中央部のピークである。§3.1.2 で明らかにしたように、これは SC 光に変換されずに残った種光パルスの裾部分である。このスペクトルピークは種光パルスのエネルギーの無駄であるのみならず、スペクトルを中央で分断し、かつピーク波長近傍において SN 比を劣化させるため、SC 光出力の用途を著しく制限する。§4.1.8 の図 4.22 および図 4.21 に示すように、当該スペクトルピークの大きさはチャープパラメータに依存する。したがって、種光パルスのパラメータの最適化によってスペクトルピークを極小化することが可能と考えられる。

本節では、分散減少・凸型分散ファイバを用い、かつ残留種光成分が抑圧された SC 光を発生する方法を提案する [188]。理想化された分散減少・凸型分散ファイバの場合についてシミュレーションを用いて調べる。

最初に、種光パルスのチャープがない場合についてパルス幅とスペクトルピークの間関係を調査する。図 4.13 における種光パルスの閾値条件上で発生させた SC 光スペクトルの規格化パルス幅 τ_0 に対する依存性を図 5.57 に示す。(b) は $\tau_0 = 1.059$ に対応し、このとき規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} は 3.50 でほぼ最小値となる。 $\tau_0 = 0.529$ および 1.853 に対応する (a) および (c) では ρ_{0th} はほぼ等しく約 4.6 である。スペクトルピークの大きさは τ_0 に依存し、表記 3 つの内では τ_0 が最も小さい場合に最小となった。ここで、スペクトルピークの抑圧の指標

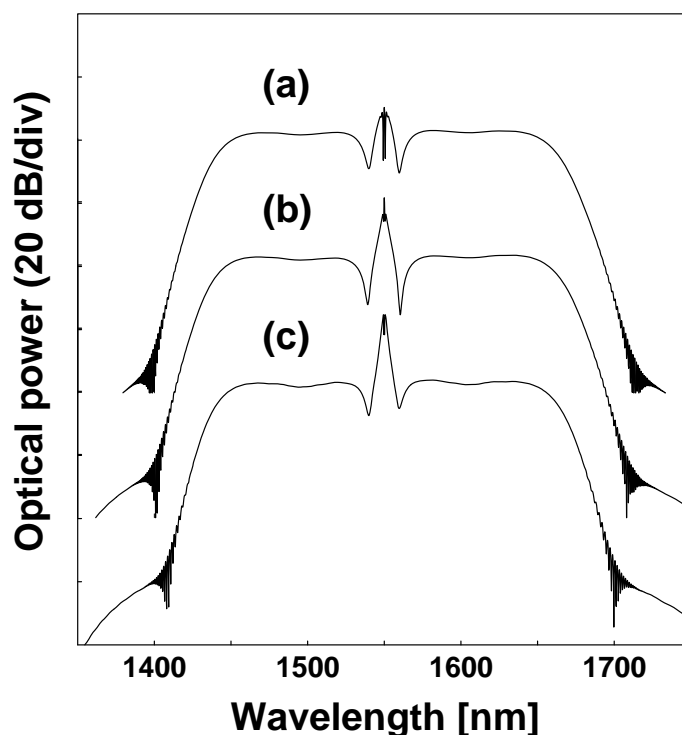


図 5.57: 図 4.13 の閾値条件における SC 光スペクトルの規格化パルス幅 τ_0 に対する依存性 [188] (©2014 IEICE)。種光パルスのチャープはない。(a) $\tau_0 = 0.529$ 、(b) $\tau_0 = 1.059$ 、(c) $\tau_0 = 1.853$ 。各スペクトルは縦軸方向に 40 dB ずつずらして表示している。Raman 効果およびファイバ損失は含まれない。

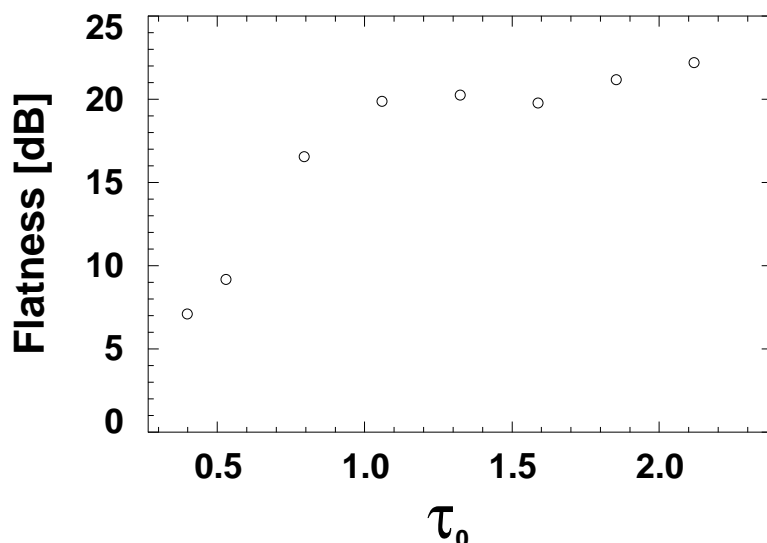


図 5.58: 規格化パルス幅 τ_0 に対する SC 光スペクトルの平坦度の依存性 [188] (©2014 IE-ICE)。種光パルスのチャープはない。Raman 効果およびファイバ損失は含まれない。

(平坦度: flatness) として、強度スペクトルの最大値と種光波長 $\lambda_0 \pm 100$ nm の波長範囲における強度スペクトルの平均値の差 (dB 値) を用いることにする。規格化パルス幅 τ_0 に対するこの平坦度の関係を図 5.58 に示す。 τ_0 が小さいほど平坦性が高い、すなわちスペクトルピークがより抑圧されている傾向が示される。図 5.57 の強度スペクトルの平坦度は各々 (a) 9.2 dB、(b) 19.9 dB、(c) 21.0 dB である。

種光パルス幅の最適化に加えて種光パルスに周波数チャープを付与することにより、さらにスペクトルピークが抑圧される。

図 5.59 にチャープパラメータ C_2 と SC 光発生における規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} の関係を示す。規格化パルス幅 τ_0 が 0.529 の場合 (実線) および 1.059 の場合 (点線) において ρ_{0th} が最小となる C_2 の値は各々 0.30 および 1.56 であった。周波数チャープの付与によりスペクトルの平坦度も向上する。図 5.60 にチャープパラメータ C_2 に対する平坦度の関係を示す。規格化パルス幅 τ_0 が 0.529 の場合 (実線) および 1.059 の場合 (点線) において平坦度が最小、すなわち最もスペクトルピークが抑圧された場合の C_2 の値は各々 0.4 および 1.4 であった。図 5.59 との比較により、スペクトルピークが極小となるチャープパラメータ C_2 は SC 光発生における種光パルスの規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} が最小となる C_2 とほぼ一致する。図 5.60 の平坦度が最小となる条件において得られる SC 光スペクトルを図 5.61 に示す。(a) は $\tau_0 = 0.529$ および $C_2 = 0.4$ の場合、(b) は $\tau_0 = 1.059$ および $C_2 = 1.4$ の場合を表す。図 5.57 のチャープのない場合と平坦度を比較すると、 $\tau_0 = 0.529$ の場合、9.2 dB から 3.4 dB に、 $\tau_0 = 1.059$ の場合、19.9 dB から 7.1 dB に改善された。

正值のチャープパラメータによって SC 光発生閾値 ρ_{0th} が低減化される理由として、SC ファイバの波長分散 (異常分散) により種光パルスの線形圧縮が起きたことが上げられる。閾値低減と同時に平坦度が改善されたことは、種光パルスの裾部分が周波数チャープによって SC 光に効率的に変換されたことを示している。

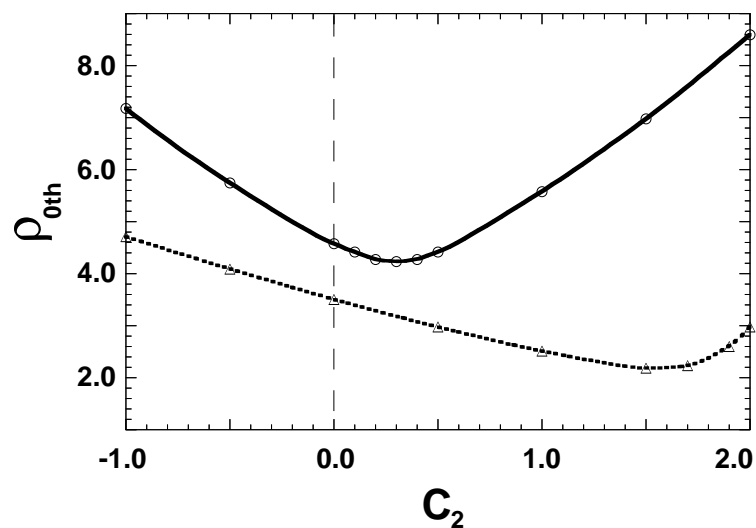


図 5.59: 線形チャープパラメータ C_2 に対する規格化ピーク強度閾値 ρ_{0th} の依存性 [188] (©2014 IEICE)。破線: $\tau_0 = 0.529$ 、点線 $\tau_0 = 1.059$ 。

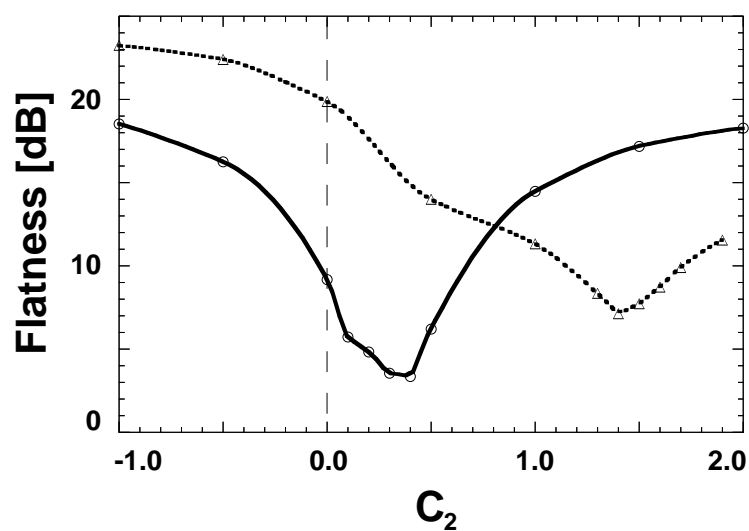


図 5.60: 線形チャープパラメータ C_2 に対する SC 光スペクトルの平坦度の依存性 [188] (©2014 IEICE)。破線: $\tau_0 = 0.529$ 、点線 $\tau_0 = 1.059$ 。

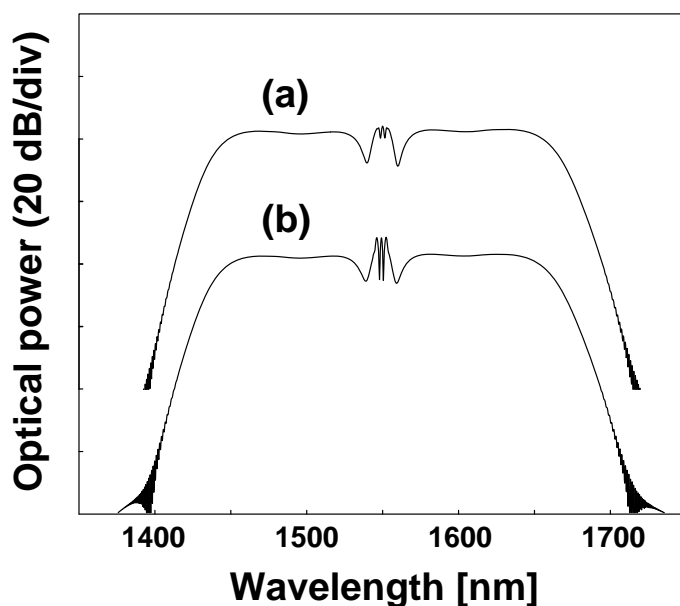


図 5.61: 図 5.60 における平坦度が極小となる条件における SC 光スペクトル [188] (©2014 IEICE)。 (a) $\tau_0 = 0.529$ および $C_2 = 0.4$ 、 (b) $\tau_0 = 1.059$ および $C_2 = 1.4$ 。各スペクトルは縦軸方向に 40 dB ずつずらして表示している。

周波数チャープの制御によるスペクトルピークの抑圧を実験的に試みた。

図 5.62 に実験系を示す。種光源として中心波長 1554.7 nm、繰り返し周波数 25 GHz のモード同期半導体レーザー (ML-LD) が用いられた。ML-LD 出力光パルスはチャープ補償ファイバ (CCF) を用いてトランスフォームリミットパルスに線形圧縮し、ML-LD と同期させた光位相変調器 (OPM) を用いて周波数チャープを付与した。光位相変調器の出力光は Er 添加ファイバ光増幅器 (EDFA) を用いて増幅した後、分散減少・凸型分散型の SC ファイバに入射した。SC ファイバに入射される種光パルスの半値全幅は 3.6 ps である。

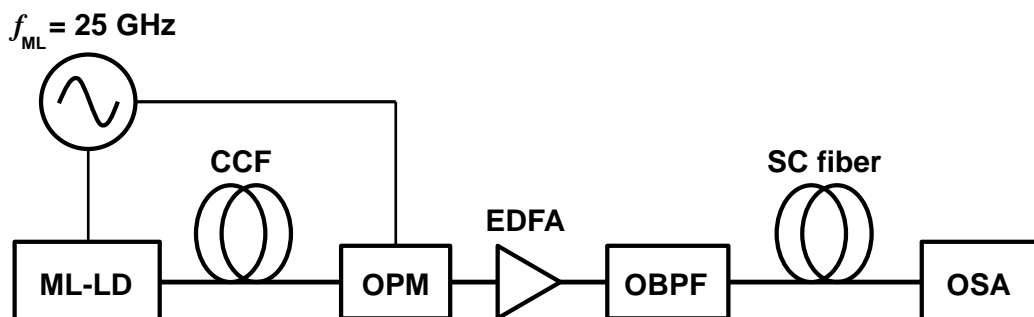


図 5.62: 実験系。ML-LD: モード同期半導体レーザー、CCF: チャープ補償ファイバ、OPM: 光位相変調器、EDFA: Er 添加ファイバ光増幅器、OBPF: 光バンドパスフィルタ、OSA: 光スペクトルアナライザ。

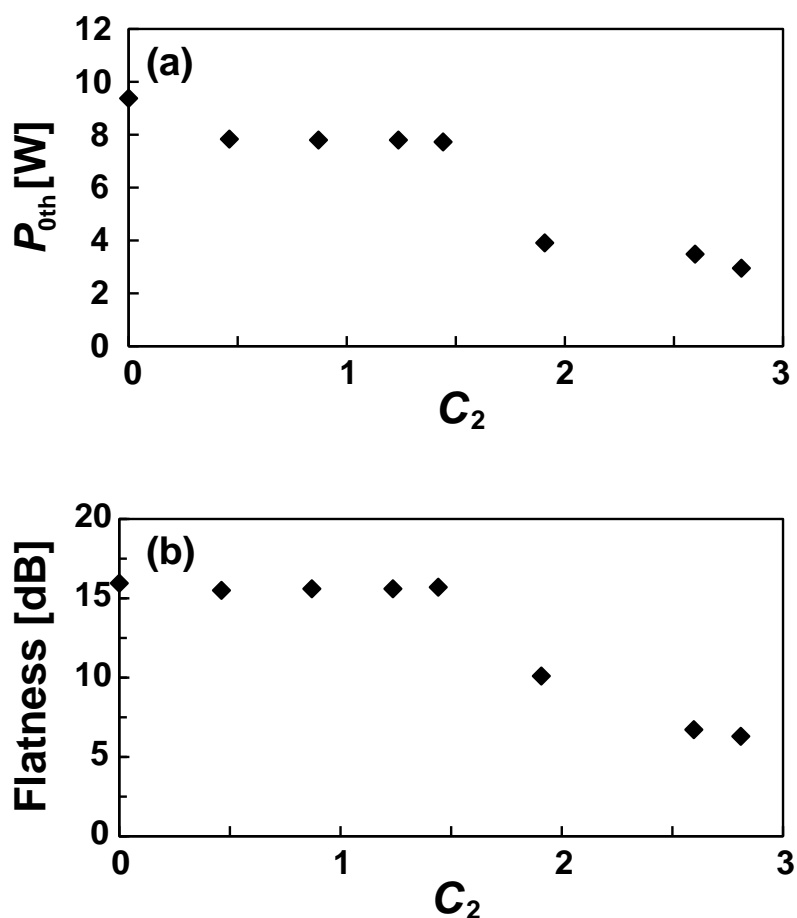


図 5.63: チャープパラメータ C_2 に対する依存性。(a) 種光パルスのピーク強度閾値 P_{0th} 、(b) SC 光スペクトルの平坦度。

図 5.63(a) は種光パルスのピーク強度閾値 P_{0th} のチャープパラメータ C_2 に対する依存性を示す。 $C_2 = 0$ のとき、すなわちトランスフォームリミットの時、SC 光発生にピーク強度 9.38 W を要した。付与可能なチャープの上限値 $C_2 = 2.8$ では SC 光発生に必要なピーク強度は最小となり 2.95 W であった。図 5.63(b) は測定された SC 光スペクトルの平坦度のチャープパラメータ C_2 に対する依存性を表す。図 (a) の種光パルスのピーク強度閾値 P_{0th} のチャープパラメータ C_2 に対する依存性と同様の傾向になることが示される。図 5.64 に SC ファイバ出力光の強度スペクトルを示す。(a) は $C_2 = 0$ 、 $P_0 = 9.38$ W の場合で、(b) は $C_2 = 2.8$ 、 $P_0 = 2.95$ W の場合を表す。チャープパラメータの制御により、 $C_2 = 0$ のときの SC 光スペクトルの平坦度 16.0 dB は、 $C_2 = 2.8$ で 6.3 dB まで改善された。種光パルスのピーク強度閾値 P_{0th} も 3 分の 1 以下に低減された。

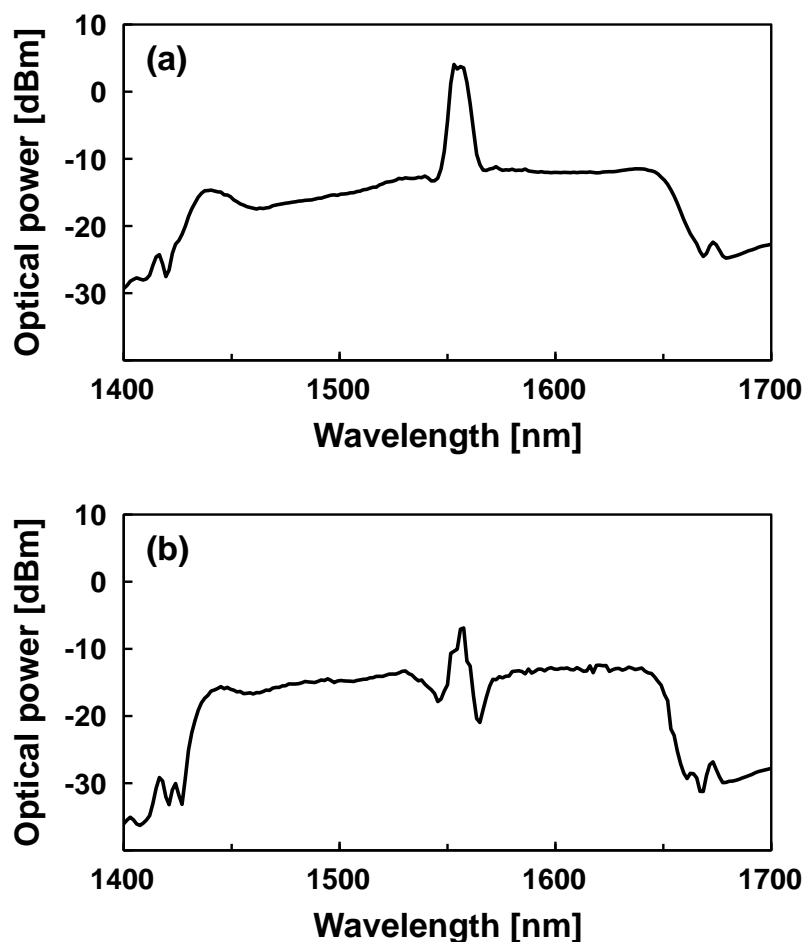


図 5.64: SC ファイバ出力。(a) $C_2 = 0$ 、 $P_0 = 9.38$ W、(b) $C_2 = 2.8$ 、 $P_0 = 2.95$ W。

5.6 まとめ

本章では、SC 光源の応用における性能指標となる種々の光学的特性とそれらを改善および向上するための方法について述べた。これらを以下にまとめる。

SC 光の雑音特性とその改善方法

SC 光の雑音特性とその発生機構について理論的・実験的に明らかにした。

第3章で述べた SC 光の発生機構に基づく決定論的な雑音発生モデルに基づく作業仮説、すなわち、

「SC 光の雑音は種光パルスに含まれる雑音のみを起源とする」

を立て、これをシミュレーションおよび実験によって検証するため、SC 光発生における雑音特性の指標となる変調利得を導入した。分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光発生についてこの変調利得を評価し、上記仮説を支持する結果を得た。すなわち、シミュレーションで予想された変調利得は傾向において実験結果を

よく再現した。種光パルスに含まれる白色性の RIN (相対強度雑音) を含む種光パルスで励起され SC 光から測定される変調利得と種光パルスの強度変調によって得られる変調利得とを比較し、両者が同じ特性を示すことを示した。すなわち、実際の状況で種光パルスに含まれる強度雑音も、正弦波変調の場合と同じ機構、すなわち変調利得によって増幅されることが実証された。変調利得を高感度に測定するには、RIN を測定する方法より強度変調を印加する方法が有利であることが示された。さらに、スライスされた SC 光パルスの強度波形に対する変調利得の影響を調査し、変調利得の増加につれて観測された SC 光パルス波形の強度雑音が増大することを確認した。

SC 光を用いた低雑音光パルスの発生のための設計指針、すなわち変調利得を小さくする種光パルス強度およびスライス波長の条件を選択すること、および、変調利得によるペナルティを補償できる程度に SN 比が高い種光パルスを用いることを明らかにした。さらに、波長多重伝送に好適な条件を見つけるため変調利得をピーク強度とスライス波長の関数として表示する 2 次元マップを導入して分散減少・凸型分散ファイバまたは分散一定・正常分散ファイバを用いた SC 光発生について解析を行った。その結果、規格化パルス幅 τ_0 を小さく設定する方が、波長多重に好適、すなわち連続した広い波長範囲にわたって変調利得が小さい領域を得られる傾向があること、および Raman 効果は種光波長の長波長側において変調利得を低減する効果があることが明らかになった。分散減少・凸型分散ファイバの場合、波長多重に好適な τ_0 の条件は Raman 効果だけではなく分散ピークがシフトする波長分散特性によっても緩和される。両者のうちでは特に波長分散特性の寄与が大きい。分散一定・正常分散ファイバを用いた場合、 τ_0 が小さい条件で種光波長を中心に波長多重に好適な広い領域が得られた。この条件は平坦かつ平滑な SC 光スペクトルが得られる条件と重なる。第 1 自己位相変調が顕著となる τ_0 が大きい条件では、対応するスペクトルの領域において変調利得が劣化し波長多重に不適となる。

種光パルスの雑音抑圧による SC 光の雑音特性の改善方法 2 例を提案し、それらの有効性を実験的に検証した。いずれも種光源としてモード同期半導体レーザ、SC ファイバとして分散減少・凸型分散ファイバを用いている。各々の場合について、周波数間隔 25 GHz の ITU-T グリッドと一致するマルチキャリア SC 光を S、C、L 帯にわたって発生させた。

- 注入同期法 :

高品質のマスターレーザ光を種光源であるモード同期半導体レーザに注入してその出力光の光位相をロックする。注入同期時によって SC 光に含まれる光キャリアの SN 比は 4 ~ 20 dB 改善した。種光波長近傍を除く全測定波長範囲で 30 dB 以上の SN 比が得られた。

- Fabry-Perot 法 :

高フィネスの周期的光フィルタを用いて種光パルスの縦モード間の雑音光を抑圧する。Fabry-Perot フィルタの挿入により種光パルスの SN 比を 9 dB 改善した結果、SC 光に含まれる光キャリアの SN 比は SC 光スペクトルの全域にわたって 2 ~ 14 dB 改善した。このうち、種光波長近傍を除く C 帯および L 帯で SN 比は 34 ~ 41 dB に達した。縦モード間の残留する雑音光の抑圧が種光源の品質改善に有効であることが実証された。

SC 光のコヒーレンスとその改善方法

SC 光のコヒーレンスの特性とその劣化機構について理論的・実験的に明らかにした。決定論的モデルに基づき、光パルス列の位相揺らぎと観測可能なコヒーレンスの指標との定量的関係を導いた。種光パルスの NS 比および光位相の揺らぎが一定の場合、SC 光からスライスされた光パルス列のコヒーレンスは微分位相 $\rho_0 \frac{\partial \phi_{SC}}{\partial \rho_0}$ に対応して変化することを予想した。この結果を用いて SC 光のコヒーレンスを解析した。

種光パルスのピーク強度と微分位相の関係をシミュレーションを用いて求め、分散減少・凸型分散ファイバを用いて実験的に測定したコヒーレンスとの関係を調べた。その結果、シミュレーションで予想された以下の傾向が観測された。すなわち、測定されたコヒーレンス特性は種光波長に関して非対称性になる。長波長側では短波長側と比べ、微分位相の変動が小さい。特に短波長側では、シミュレーション結果で予想されたコヒーレンスの落ち込みが観測された。

分散一定・正常分散ファイバを用いた場合について種光パルスのピーク強度と微分位相の関係をシミュレーションを用いて調べた。その結果、微分位相の絶対値は分散減少・凸型分散ファイバの場合より 2 桁以上小さく、また規格化パルス幅がより小さい方が微分位相が小さくなる傾向があることが明らかになった。

コヒーレンスの指標である線幅の改善方法について実験的に検討した。種光源であるモード同期半導体レーザへの注入同期または Fabry-Perot フィルタの適用によって、分散減少・凸型分散ファイバを用いて発生したマルチキャリア SC 光に含まれる光キャリアの線幅および光 SN 比がマスターレーザ出力光と同程度まで改善されることを実験的に確認した。

SC 光の高出力化

SC 光発生においてスペクトル密度を増大させるための方法を検討した。連続的なスペクトルの白色光として用いる場合、およびキャリア周波数間隔が規定されたマルチキャリア光として用いる場合について以下の結論を得た。

- SC 光を連続的なスペクトルの白色光として利用する場合、あるいはキャリア周波数間隔の変更が許容されるマルチキャリア光として利用する場合は、種光パルスの繰り返し周波数を増大させる方法が有効である。この方法の利点は、SC ファイバおよび種光パルスの実パラメータの変更を伴わないことである。ただし繰り返し周波数増加の際には、時間的に隣接する SC 光パルスの非線形相互作用による出力スペクトル等の特性の変化に注意して設計する必要がある。
- 一方、SC 光をキャリア周波数間隔が規定されたマルチキャリア光として利用する場合、光キャリア 1 波あたりの強度を増大するには、SC 光発生におけるスケールアップ則を活用すればよい。すなわち、規格化パラメータセットを維持したまま実効ピーク強度を増大させることにより、SC 光出力はスペクトルの形状を変えることなくスペクトル密度が比例的に増大する。分散減少・凸型分散ファイバの場合における、実効ピーク強度増大に伴う実パラメータの再設計の要否を検討し、特に分散湾曲係数を変更しない場合のスペクトル密度への影響を定量的に見積もった。

さらに、分散減少・凸型分散ファイバを用いる方法および分散一定・正常分散ファイバを用いる方法について利害得失を比較し、所要のスペクトル幅を得るための種光パルスの条件が確保可能な場合は、分散減少・凸型分散ファイバよりも高出力かつ低雑音なマルチキャリア SC 光が得られる分散一定・正常分散ファイバの方が好適であることを示した。

光周波数安定化

マルチキャリア SC 光に含まれるすべての光キャリア周波数を安定化するための 3 つの方法を実験的に検討した。SC 光の発生にはいずれもモード同期半導体レーザおよび分散減少・凸型分散ファイバを用いた。

- 波長ロック法：

本方法では、入力光の光周波数に対し、自由スペクトル領域 (Free-Spectral Range: FSR) が種光パルスの繰り返し周期と等しい周期的な出力特性を有する波長ロックを用いた。これにより、スペクトルが広い種光パルスや SC 光等のマルチキャリア光に対しても CW 光の場合と同等の精度と検出感度で光周波数オフセットを安定化することが可能となった。室温下での測定時間の間における周期的光フィルタ (Fabry-Perot フィルタ) の温度特性をキャンセルするため、動作温度に対する制御目標値を種光源に帰還し与え出力光周波数を安定化した。室温下での光周波数オフセットの安定度 (標準偏差) は全測定時間にわたり 5.3 MHz、動作温度を 5 ~ 45 変動させたときの安定度は 42 MHz であった。周波数基準光源を用いないため、所要の周波数安定度が数 100 MHz 以下程度の場合は、最も安価な光周波数安定化方法である。

- ビート信号検出法：

本方法では、マルチキャリア SC 光に含まれる光キャリアの 1 つと周波数基準光とのビート信号の周波数をモニタし、種光源の出力光周波数に帰還することにより光周波数オフセットを安定化する。これにより、種光パルスの出力光周波数の選択の自由度が大きくなる。すなわち、種光源と周波数基準光源の出力光の周波数が離れている場合、それらのビート信号を直接検出することはできないが、発生した SC 光に含まれる光キャリアの 1 つと周波数基準光とのビート信号を検出できるため安定化制御が可能となる。実験では全測定時間にわたり周波数の安定度は 5 MHz であった。

- 注入同期法：

SC 光の雑音特性およびコヒーレンス (線幅) の改善に活用した注入同期を、マルチキャリア SC 光の光周波数の安定化に用いた。発生した SC 光の光周波数オフセットの安定度は注入するマスターレーザ出力光と同等になる。実験では全測定時間にわたり測定時間にわたり、周波数の安定度は 1.2 Hz であった。マスターレーザ出力光の周波数安定度を向上することにより SC 光の光周波数オフセットの安定度を向上することが可能である。検討した 3 つの方法のうち最も安定度を高くできる。

光周波数を安定化した種光源出力光によって分散減少・凸型分散ファイバを励起し、S、C、L帯をシームレスにカバーし、かつITU-Tのアンカー周波数193.100 THzにロックされたマルチキャリアSC光を発生した。これは周波数間隔25 GHzの「光のITUグリッド」が実現されたことを意味する。

残留種光パルスの抑圧方法

分散減少・凸型分散ファイバを用いたSC光発生における大きな課題の一つであるスペクトル中央部のピークを抑圧する方法を検討し、その有効性を実験的に示した。種光パルスのパラメータを最適化することによって、スペクトルの平坦性を維持しつつスペクトルピークを極小化する方法を検討し、以下の知見を得た：(1) 規格化パルス幅が小さいほどスペクトルピークがより抑圧される傾向があること、(2) 正の線形周波数チャープの付与によりスペクトルピークが極小化される条件が存在すること、および(3) スペクトルピークが極小となるチャープパラメータは、SC光発生における種光パルスの規格化ピーク強度閾値が最小となるチャープパラメータとほぼ一致する。したがって、時間幅およびチャープパラメータを最適化することによって、種光パルスのほとんどすべてのエネルギーをSC光に変換し、分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合でもスペクトルピークが極小化されたSC光を発生可能である。チャープパラメータの制御によるスペクトルピークの抑圧を実験的に試み、種光パルスのピーク強度閾値が低減される条件において実際にスペクトルピークが抑圧されることを示した。

第6章 スーパーコンティニウム光の応用

本章では SC 光源の光通信分野および光計測分野への応用について、特に本研究で取り組んだ適用事例について述べる。すべての事例で分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光が使用されている。

6.1 SC 光の特長

各応用事例について述べる前に、ここで SC 光の特長について整理しよう。

第3章および第5章で明らかにしたように、SC 光の発生および雑音のメカニズムは決定論的モデルにより説明できる。この性質は下記の重要な特長をもたらす。§5.2.1 で述べたように、これらは SC 光のコヒーレンス特性の顕れである。

1. スペクトルの広帯域性：

SC 光の最も著しい特長で、希土類添加光増幅器の自然放出雑音光よりはるかに広帯域なスペクトルを発生可能である。ファイバ中の Raman 増幅において観測される自然放出雑音光スペクトルとは異なり、スペクトルは長波長側だけでなく短波長側にも効率よく広がる [53, 55, 136]。§3.3 で述べたように、SC 光発生時における非線形波動から分散性波動への遷移、およびチャープの単調性を管理することにより、平坦かつ平滑なスペクトルを得ることが可能となる。SC 光が単一の種光パルスで励起された場合、またはパルス間の光位相関係がランダムな繰り返し種光パルスで励起された場合はインコヒーレント光としてふるまう。これは、(2次の)コヒーレンス信号(式(5.3))と比較した場合、SC 光と同一の強度スペクトルを有する雑音光とは区別がつかないことを意味する。

2. 短パルス性：

別名「白色光パルス」と称されるように、SC 光は広帯域性のみならず短パルス性を兼ね備える。§5.2.1 で述べたように、これは SC 光が周波数的にコヒーレントであることの顕れである。一般に、発生した SC 光はチャープを含むため、トランスフォームリミットではないが、このチャープが時間に関する一価関数で表され、かつ線形補償手段によって理想的に補償されれば、トランスフォームリミットな極短光パルスに変換することができる。これは、逆 Fourier 変換の式(2.8)における SC 光の各周波数成分 $\tilde{A}(\omega)e^{i\omega t}$ が互いに強め合うように光の位相を一致させることを意味する。実験的には、広帯域の光フィルタを用いて濾波・整形した後、時間チャープを補償することによりフェムト秒パルスが実現されている [59, 189]。

3. マルチキャリア性：

周期 T の繰り返し種光パルスで発生される SC 光が時間的にコヒーレント、すなわち時間領域における SC 光相互の可干渉性が大きい場合、SC 光は周波数間隔 $\frac{1}{T}$ のマルチキャリア光（光周波数コム）となる。§5.2 で述べたように、強度雑音および光位相の揺らぎが小さい種光パルスで励起することによって、コヒーレンスの高い SC 光、すなわち高い光 SN 比（可視度）を有するマルチキャリア SC 光を発生することが可能である。

4. 雑音特性：

§5.1 で述べたように、強度雑音の小さい種光パルスで励起することによって、高い雑音特性を有する SC 光を発生することが可能である。変調利得が 0 dB 以下となる発生条件を選ぶことにより、種光パルスと同等以上の SN 比を有する SC 光を発生することが可能となる。実際の状況では、種光パルスは SC ファイバへの入射前の光増幅過程により雑音光が重畳され強度雑音が増えるため、光フィルタリング手段を用いてこの雑音光を抑圧する必要がある。

5. 高輝度性：

単一モード光ファイバ中で発生された SC 光は高い空間コヒーレンスを有する。ハロゲンランプのような白色の熱光源と比較して高い輝度の出力光を単一モード導波路に高効率で再結合することが可能である。

6.2 超大容量光通信への応用

通信用 SC 光源は 1994 年から研究が始まった比較的新しい応用領域である。研究の初期から SC 光の特性を活かしたリンクの大容量化の実験的検討が集中的に実施された。

§5.1 で述べたように、大容量光伝送における SC 光の利用形態は以下の 2 種類に大別される。すなわち、

1. スペクトルスライス方式：

SC 光を光バンドパスフィルタで濾波して得た光パルスを変調して伝送に用いる。周期的光フィルタでスライスする波長多重（Wavelength-Division Multiplexing: WDM）[59] およびビットインターリーブによる光時分割多重（Optical Time-Division Multiplexing: OTDM）[193] を併用して用いる形態 [60–63, 65] もこれに含まれる。

2. 光マルチキャリア方式：

繰り返し種光パルスにより発生されたマルチキャリア SC 光から抽出された個々の光キャリアを変調して高密度波長多重（Dense Wavelength-Division Multiplexing: DWDM）伝送に用いる [67–69, 72]。

光通信における SC 光源の活用は上記リンクの大容量化以外に、OTDM 用多重回路 [194, 195] および OTDM 用分離回路 [66, 196–199] への応用、および光符号分割多重（OCDM）と波長多重を組み合わせた大容量ネットワークへの応用 [96–99, 101–104] が検討されている。

本節では、上述のスペクトルスライス方式および光マルチキャリア方式について SC 光を用いた超大容量光伝送への検討事例について述べる。いずれの事例も分散減少・凸型分散型の SC ファイバを用いている。

6.2.1 スペクトルスライス方式による光時分割多重 / 波長多重伝送

本節ではスペクトルスライス方式の事例として、分散減少・凸型分散ファイバを用いた 2 組の SC 光源出力を用いた総伝送容量 3 Tbit/s (160 Gbit/s × 19 ch) の光時間多重 / 波長多重伝送実験について述べる。

図 6.1 に実験系の構成を示す。モード同期 Er 添加ファイバリングレーザ (ML-EDFL) で発生させた繰り返し周波数 10 GHz の種光パルスを LiNbO₃、光強度変調器 (LN-MOD) で強度変調して Er 添加ファイバ光増幅器で増幅した後、SC ファイバ (PM SC fiber) に入射して SC 光を発生させた。本実験では安定した SC 光出力を得るため、偏波保持型の分散減少・凸型分散ファイバを用いている。第 1 および第 2 の SC 光源は各々種光波長 1532 nm および 1556 nm で励起された。図 6.2 に発生された SC 光スペクトルを示す。第 1 の SC 光源は種光波長 1532 nm で励起され、短波長領域 1540 ~ 1566 nm をカバーする。第 2 の SC 光源は種光波長 1556 nm で励起され、長波長領域 1570 ~ 1609 nm をカバーする。§ 5.1.3 において述べたように、実際の分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光の場合は、本事例のように種光波長の長波長側から光信号をスライスする方が、変調利得を抑圧し光源品質を向上させる上で有利である。発生したビットレート 10 Gbit/s の SC 光は平面光導波路型の光時間多重回路 (TDM-MUX) を用いて 160 Gbit/s に多重され、アレイ導波路格子型波長多重回路 (AWG WDM MUX) を用いてチャンネル間隔 480 GHz に波長多重したあと合波され、波長範囲 1540 ~ 1609 nm、総伝送容量 3 Tbit/s の光時間多重 / 波長多重 (OTDM/WDM) 信号として伝送に用いた。この信号を伝送前に利得範囲 70 nm のテルライト系の Er 添加ファイバ光増幅器 (T-EDFA) を用いて増幅したあと、条長 40 km の分散シフトファイバ (DSF) を伝送させた。DSF の零分散波長は 1535 nm、入射された OTDM/WDM 光信号の強度は 20.2 dBm である。図 6.3 に伝送前および伝送後の OTDM/WDM 信号のス

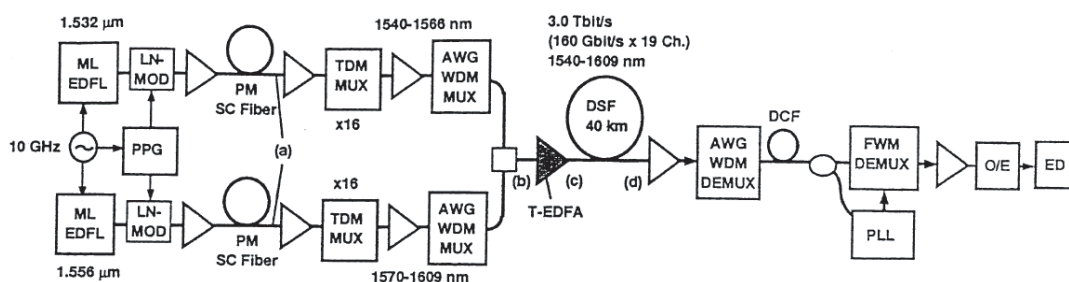


図 6.1: 3 Tbit/s 伝送実験系の構成 [62] (©1999 OSA)。ML-EDFL: モード同期 Er 添加ファイバリングレーザ、LN-MOD: LiNbO₃ 光強度変調器、PM SC fiber: 偏波保持分散減少・凸型分散型 SC ファイバ、TDM-MUX: 光時間多重回路、AWG WDM MUX: アレイ導波路格子型波長多重回路、▷: Er 添加ファイバ光増幅器、T-EDFA: テルライト系の Er 添加ファイバ光増幅器、AWG WDM DEMUX: アレイ導波路格子型波長分離回路、DCF: 分散補償ファイバ、FWM DEMUX: 時間多重分離回路、PLL: 光位相同期ループ回路、O/E: O/E 変換器、ED: 誤り率測定器。

ペクトルを示す。伝送後の信号はアレイ導波路格子型波長分離回路 (AWG WDM DEMUX) を用いて各チャンネルを分離した後、分散補償ファイバ (DCF) を用いて DSF の波長分散による波形歪みを補償した。図 6.4 に伝送前および伝送後の 160 Gbit/s の OTDM 信号のアイダイアグラムを示す。チャンネル波長は 1552 nm である。分離された 160 Gbit/s の OTDM 信号は光位相同期ループ回路 (PLL) [200] および四光波混合を用いた時間多重分離回路 (FWM DEMUX) [60] を用いて 10 Gbit/s 信号が抽出され、その信号品質を評価した。図 6.5 に抽出された 10 Gbit/s の信号がビット誤り率 10^{-10} となる最小受信光強度を示す。黒丸はベースライン (多重前)、白丸は 40 km 伝送して分離抽出した後の信号品質を表す。ベースラインの信号はいずれも最小受信光強度 -30 dBm 以下と良好である。これは偏波保持化された SC ファイバを用いることにより、安定な SC 光発生が実現されたことによるものと考えられる。伝送後のチャンネル波長 1540 nm、1569 nm および 1609 nm でペナルティが劣化しているのは、主に送信部で用いられたシリカベースの EDFA (白三角▷) の利得変動が原因と考えられる。

文献 84、87 および 89 では、分散一定・正常分散ファイバで発生した SC 光を用いたスペクトルスライス方式による伝送実験が報告されている。第 5 章で述べたように、この方法は分散減少・凸型分散ファイバの場合と比べて励起効率が悪くスペクトル広がり小さいため、キャリア数は多くは得られないが、その反面スペクトル密度が高いという利点があるため、SN 比の高い送信用光キャリアが得られる。

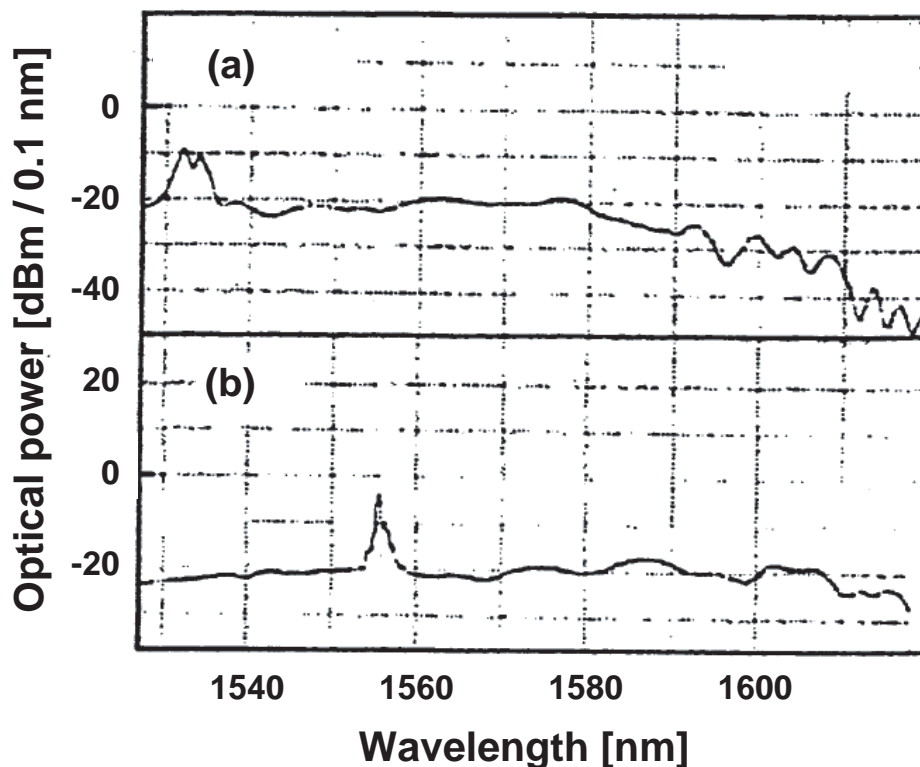


図 6.2: 3 Tbit/s 伝送実験に用いられた SC 光のスペクトル [62] (©1999 OSA)。 (a) 第 1 の SC 光源出力 (波長 1540 ~ 1566 nm 用)。 (b) 第 2 の SC 光源出力 (波長 1570 ~ 1609 nm 用)。

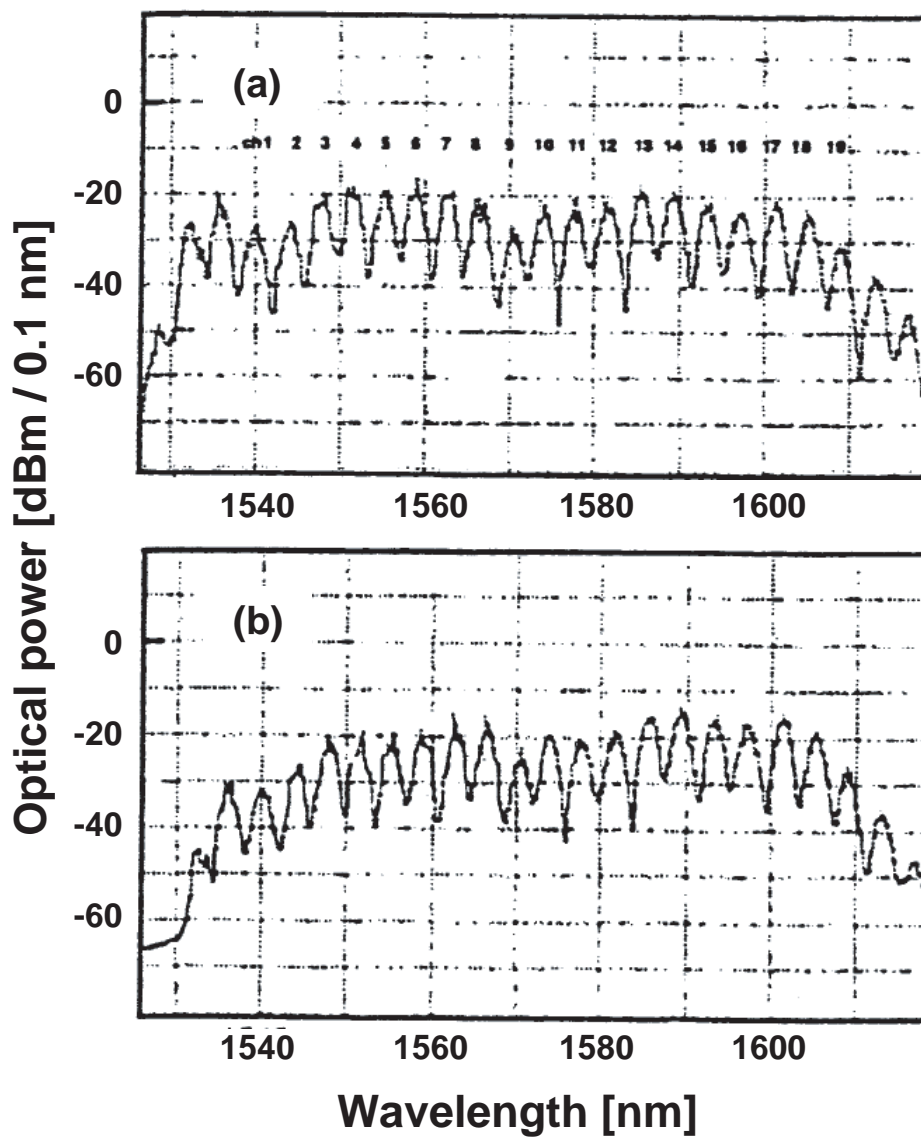


図 6.3: 3 Tbit/s 伝送実験における波長多重信号の強度スペクトル [62] (©1999 OSA)。 (a) 伝送前 (送信部出力)、 (b) 伝送後 (受信部入力)。

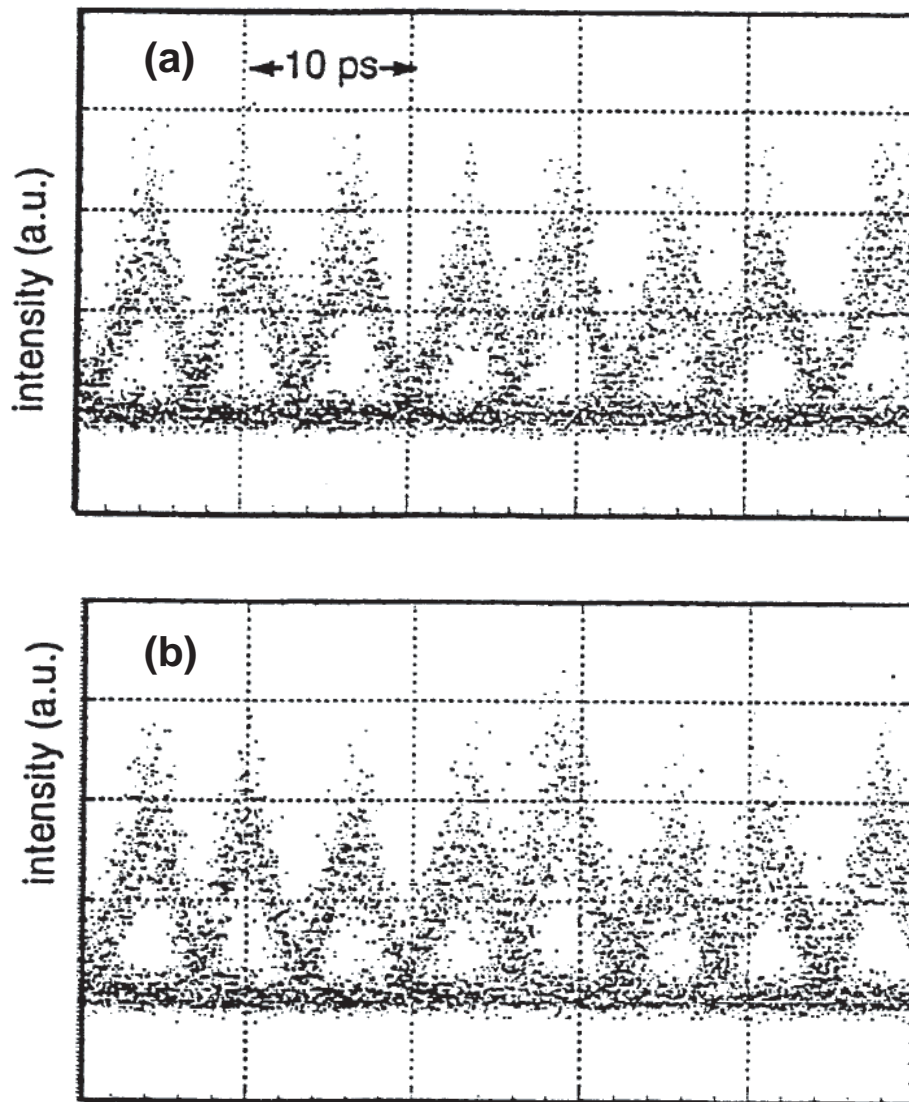


図 6.4: 3 Tbit/s 伝送実験におけるアイダイアグラム [62] (©1999 OSA)。波長は 1552 nm。
(a) 伝送前 (送信部出力) (b) 伝送後 (受信部入力)

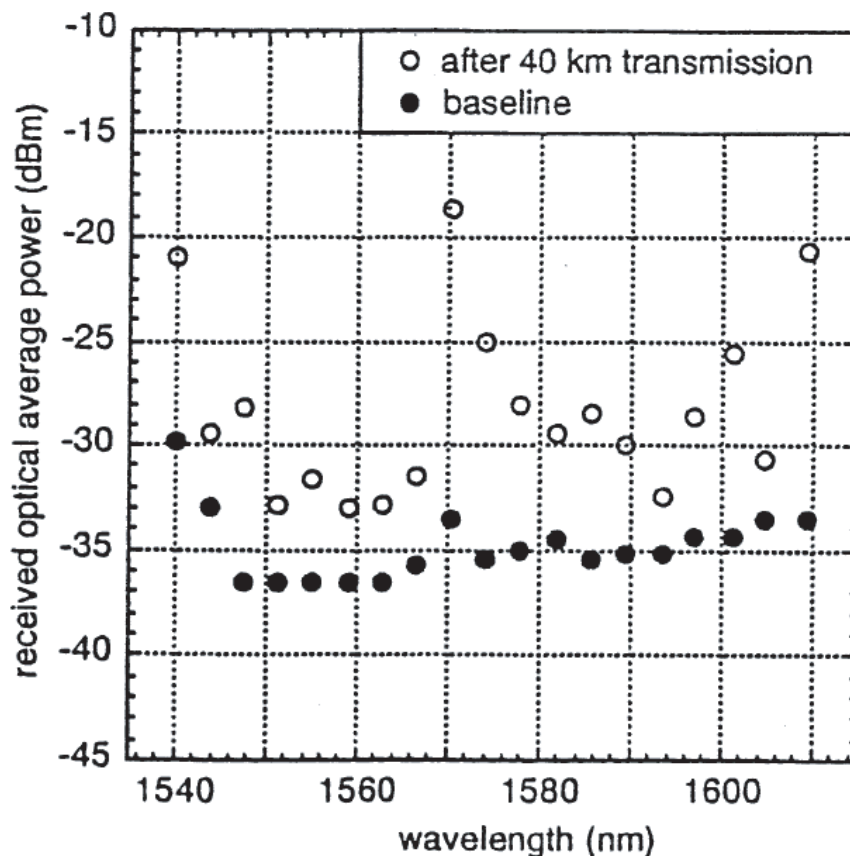


図 6.5: ピット誤り率 10^{-10} となる各チャンネルの最小受信光強度 [62] (©1999 OSA)。黒丸はベースライン (多重前)、白丸は 40 km 伝送して分離抽出した後の信号品質。

6.2.2 光マルチキャリア方式による高密度波長多重伝送

本節では分散減少・凸型分散ファイバを用いたマルチキャリア SC 光による伝送実験について述べる。

図 6.6 は伝送可能なマルチキャリア SC 光の発生を初めて実証した実験系を示す [67]。

種光パルス光源として、レーザ共振器内に電界吸収変調器およびチャープ Bragg 回折格子が設けられたモード同期半導体レーザ [169] が用いられた。繰り返し周波数 12.5 GHz、中心波長は 1538 nm である。SC 光発生の安定性を向上させるため、偏波保持型の分散減少・凸型分散 SC ファイバおよび偏波保持型の Er 添加ファイバ光増幅器が用いられた。SC ファイバ出力光のスペクトルは波長範囲 100 nm にわたって広がった。これはキャリア周波数間隔 12.5 GHz に対して約 1000 チャンネルぶんのスペクトル広がりに対応する。波長範囲 1500 ~ 1600 nm におけるキャリアの光強度は -15 ~ -23 dBm であった。波長 1560 nm 付近の拡大図は、波長範囲 20 nm にわたって発生した約 200 チャンネルの均質な光キャリアの発生を示している。横軸を周波数表示すると、種光パルスの繰り返し周波数で等間隔に並んだ光グリッドとなる。他の波長 1500 nm、1520 nm および 1600 nm 付近のマルチキャリアのスペクトルを図 6.7(a)、(b) および (c) に示す。同図 (d) はアレイ導波路格子型光バンドパスフィルタを用いて濾波した波長 1560 nm の光キャリアをあらわす。濾波後の光キャリア間のクロストーク

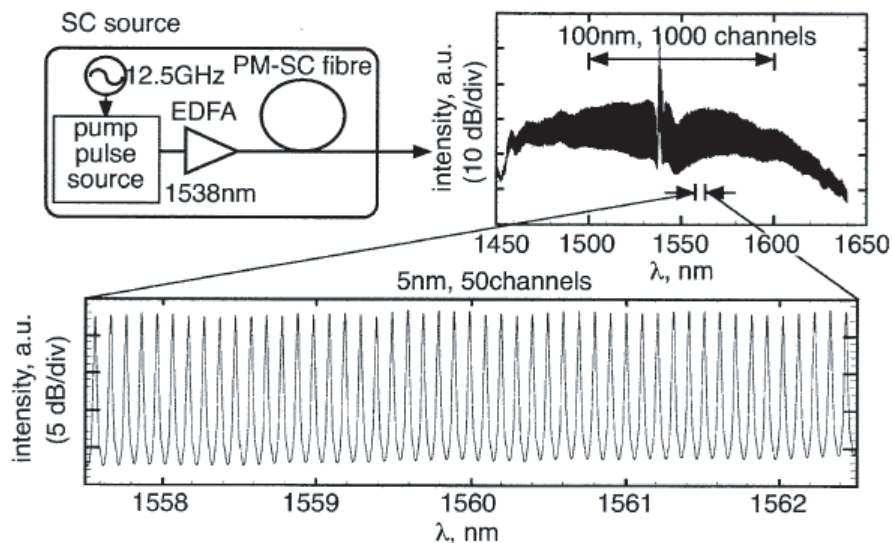


図 6.6: 1000 波長周波数グリッド発生実験系 [67] (©2000 IET)。EDFA: 偏波保持 Er 添加ファイバ光増幅器、PM SC fiber: 偏波保持分散減少・凸型分散型 SC ファイバ。

クは -21 dB であった。この濾波された光について光キャリアの信号品質 (SN 比および Q 値) を評価した。SN 比は RIN を周波数範囲 100 MHz から 2.5 GHz にわたって積分することにより算出した。Q 値は、抽出した光

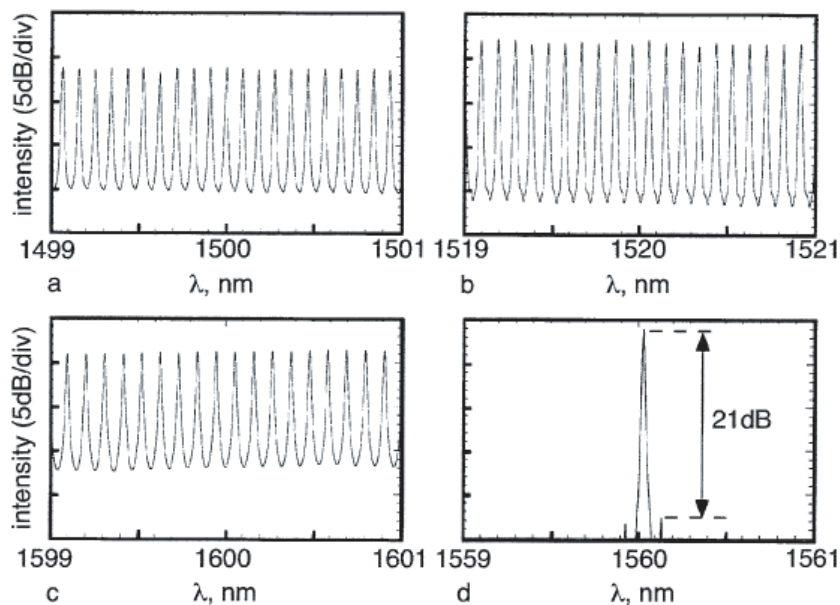


図 6.7: 発生された光周波数グリッド [67] (©2000 IET)。 (a) 1499 ~ 1501 nm、 (b) 1519 ~ 1521 nm、 (c) 1599 ~ 1601 nm (d) 波長 1560 nm の光キャリア (アレイ導波路格子型光バンドパスフィルタによる濾波後)

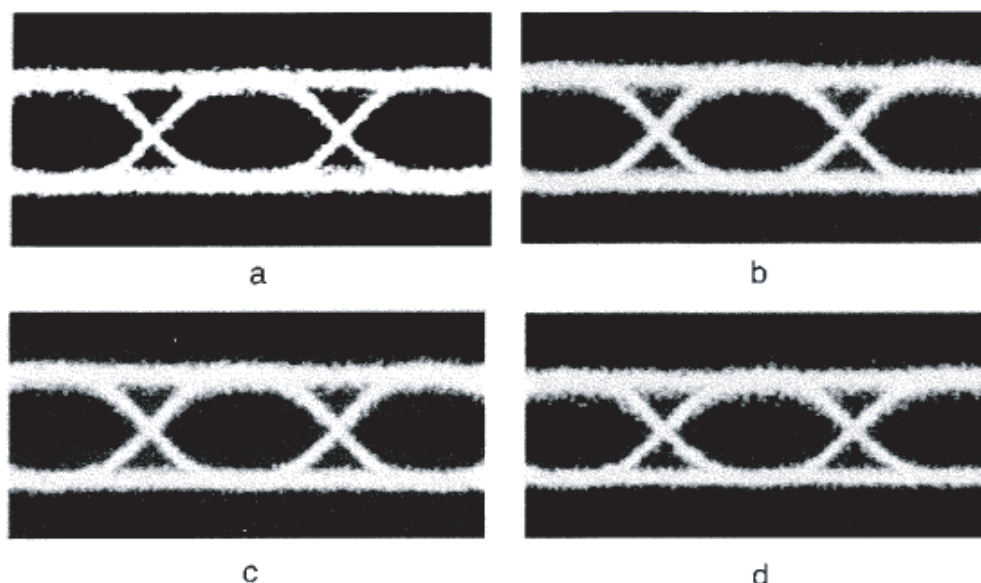


図 6.8: アレイ導波路格子型光バンドパスフィルタで濾波した SC 光を 2.5 Gbit/s で強度変調した時のアイダイアグラム [67] (©2000 IET)。 (a) 1517 nm、(b) 1531 nm、(c) 1560 nm、(d) 1570 nm。

キャリアを LiNbO_3 光強度変調器を用いて、ビットレート 2.5 Gbit/s、 $2^{31} - 1$ の疑似ランダムパターンで NRZ 変調して得た光信号のビット誤り率を評価することによって求めた。図 6.8 は波長 1517、1531、1560 および 1570 nm における変調された光キャリアのアイダイアグラムを表す。測定された各光キャリアについて、良好なアイ開口が得られた。図 6.9 は各光キャリアの SN 比および Q 値を示す。100 nm の波長範囲にわたって、光キャリアの SN 比は 20 dB 以上の値となった。Q 値は波長範囲 1512 ~ 1580 nm にわたって、18.3 dB (ビット誤り率 $< 10^{-16}$) 以上の値となった。これは多中継伝送に供するのに十分な光源品質である。以上の結果は、発生した 600 チャンネル以上の光キャリアが数 100 km にわたる伝送に十分な信号品質を有していることを示している。

チャンネル周波数間隔が広い方がより高い SN 比の光キャリアが得られる傾向がある。文献 68 および 187 では、分散減少・凸型分散ファイバを繰り返し周波数 50 GHz のモード同期半導体レーザを用いた種光パルス源で励起することにより、S、C、L 帯 [16] をカバーし、キャリア周波数間隔 50 GHz 間隔で ITU グリッド周波数にロック [28] されたマルチキャリア SC 光を発生している。図 6.10 に示すこの周波数間隔 50 GHz のマルチキャリア SC 光に含まれる光キャリアの強度および SN 比 (SNR) は、種光波長近傍のスペクトルピークの領域を除いて各々 -12 dBm 以上および 30 ~ 40 dB であった。本 SC 光源を用いて 10.7 Gbit/s \times 313 チャンネル、160 km の DWDM 伝送実験に成功している。チャンネル周波数間隔が大きい方がより高い SN 比のマルチキャリア SC 光が得られた理由は、繰り返し周波数の高いモード同期光源を用いることにより、光子寿命に対して共振器長が短くなるため、種光パルスの時間的コヒーレンスが高くなり、結果として発生する SC 光の雑音特性の改善につながったためと考えられる。

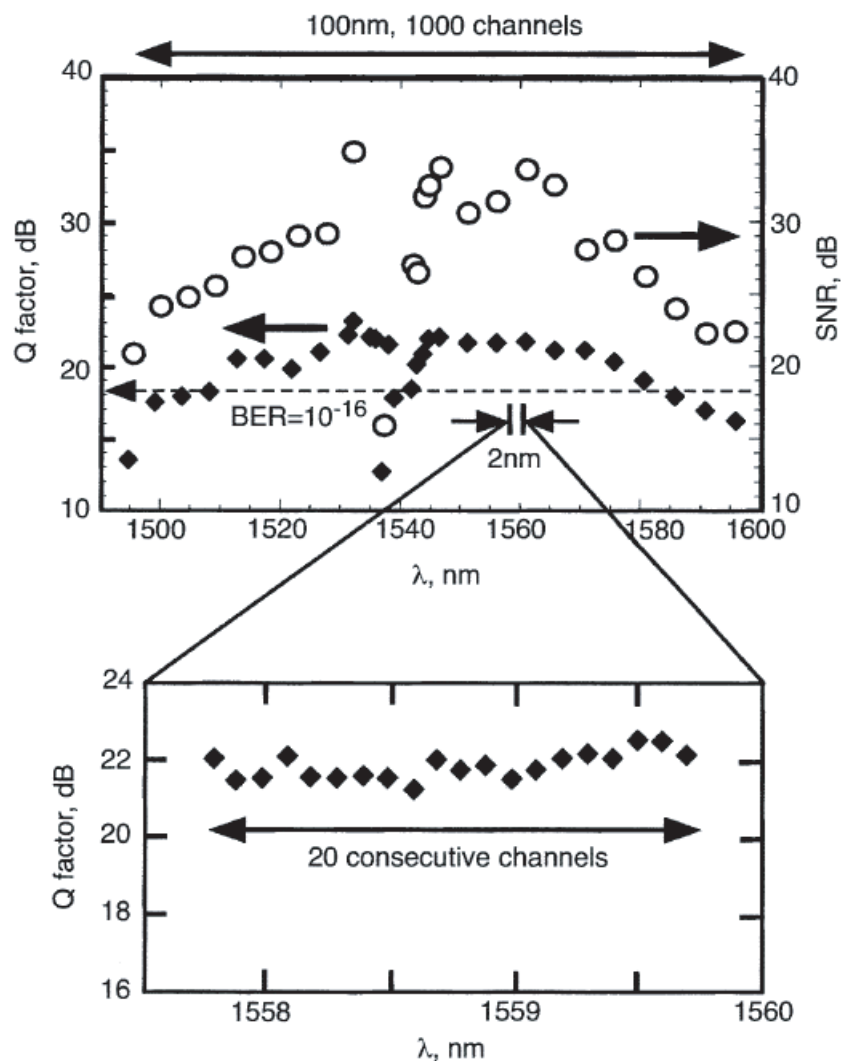


図 6.9: マルチキャリア SC 光の光源品質 [67] (©2000 IET)。上: 光 SNR と Q 値の測定結果 (波長範囲 70 nm)、下: 波長 1559 nm 周辺の連続した 20 チャンネルの Q 値。白丸: SNR、黒丸: Q 値。

分散一定・正常分散ファイバを用いたマルチキャリア伝送実験も行われている [72]。第 5 章で述べたように、この方法は分散減少・凸型分散ファイバを用いる場合と比較してスペクトル広がり小さい反面、キャリアあたりの光強度が大きく、かつ高い雑音特性の出力光が得られるというメリットを有する。

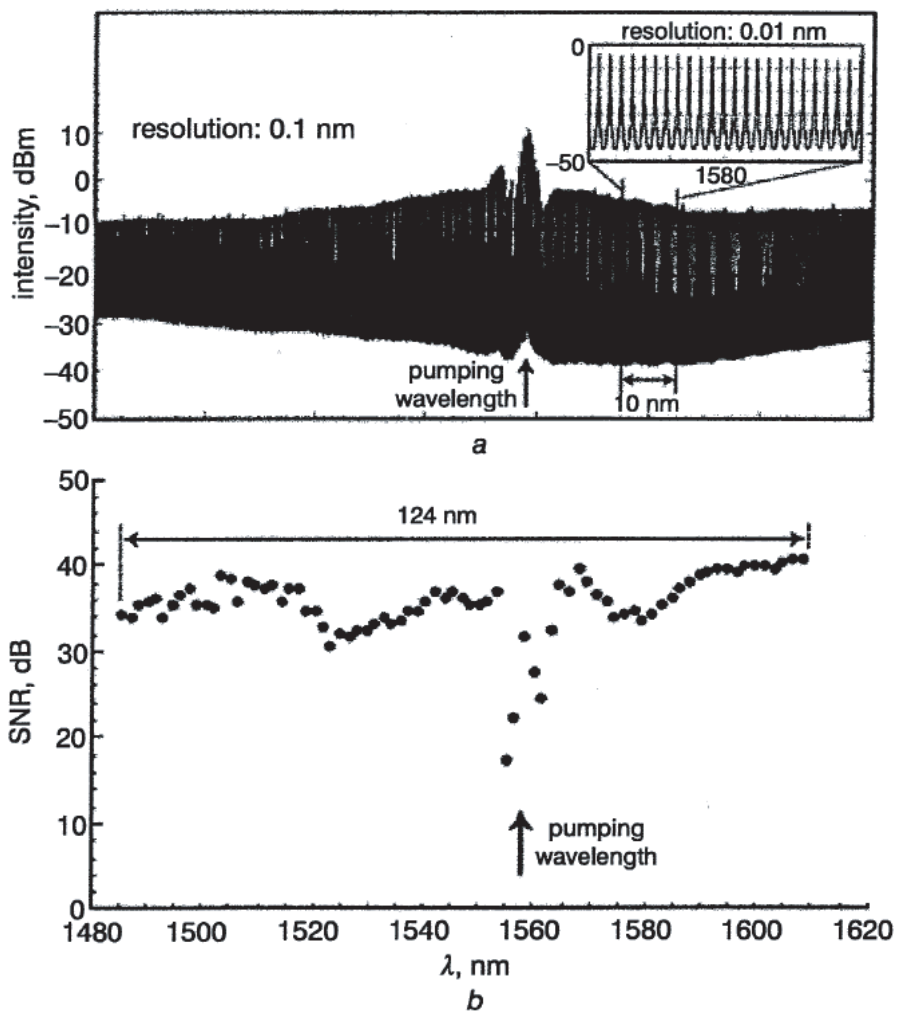


図 6.10: 10 Gbit/s \times 313 チャンネル、160 kmDWDM 伝送実験に用いられた SC 光 (周波数間隔 50 GHz) [68] (©2003 IET)。 (a) 強度スペクトル、(b) RIN を 100 MHz ~ 10 GHz で積分して算出した SN 比 (SNR)。

6.3 超広帯域・高分解能光計測への応用

SC 光の計測への応用は SC 光発生現象の発見 [38] の直後から検討が開始された [201]。

§ 5.2.1 で述べたように、SC 光の応用はそのコヒーレンスの性質によって分けられる。SC 光の計測への応用もこの観点で分類することができる。

1. 時間的インコヒーレンスの活用

SC 光の広帯域性、白色性を利用する。熱光源出力や自然放出雑音光と同じ使い方である。光フィルタの透過特性の測定 [202]、または光コヒーレンストモグラフィ [116, 173–175] への応用が代表的である。

2. 周波数コヒーレンスの活用

SC 光の短パルス性を利用する。しばしば 1 の広帯域性、白色性も併せて活用する。超短光パルス発生による光サンプリング [203–205]、光素子の時間分解分光測定 [13, 201]、または飛行時間法による波長分散の測定 [136] が代表的である。

3. 時間的コヒーレンスの活用

繰り返し SC 光のマルチキャリア特性を「光周波数コム」、「光のものさし」として活用する。光周波数計測 [172, 180–182, 206, 207] が重要な応用領域である。異なる種光パルスから発生した SC 光どうしを干渉させることによって、例えば、光コヒーレンス領域リフレクトメトリ (Optical Coherence-Domain Reflectometry: OCDR) [208, 209] における測定可能距離の長延化が可能である。

本節は SC 光の計測応用事例について述べる。いずれの例も分散減少・凸型分散型の SC ファイバを用いている。

6.3.1 超広帯域波長可変光フィルタの透過特性測定

SC 光の超広帯域性を活用した最も基本的な用途として受動光素子の特性評価がある。§ 6.2.2 で述べたように、SC 光源は光増幅器の自然放出雑音光よりはるかに広帯域の白色光を発生できる上に、S、C、L 帯 (1460 ~ 1625 nm) を単独でカバーできるため、通信用光学素子の評価に好適である。さらに、ハロゲンランプのような熱光源と比較して、高い輝度および空間コヒーレンスが得られるため、高い SN 比での測定が可能である。

本節では SC 光を利用した超広帯域の波長可変光バンドパスフィルタ [202] の透過特性の測定について述べる。

測定される光フィルタは、直径 50 mm、厚さ 2 mm のガラス基板上に、基板の回転方向につれて直線的な膜厚分布を持たせたキャビティ層を 1 対のミラー層の間に挟んだ構造の誘電体多層膜フィルタ (ディスク型波長可変光フィルタ) である。透過帯域幅 (半値全幅) 0.5 nm および 3.0 nm の 2 種類が設計された。

図 6.11 は本ディスク型波長可変光フィルタ (設計透過帯域 3.0 nm) の入出力光のスペクトルを示す。点線はフィルタの入力光スペクトルで、繰り返し周波数 25 GHz のモード同期半導体レーザーで励起された分散減少・凸型分散ファイバから発生された SC 光が用いられた。スペクトル中央のピークはあらかじめノッチフィルタを用いて抑圧した。実線はフィルタ出力光スペクトルで、回転角に対して透過帯域の中心波長が変化する。図

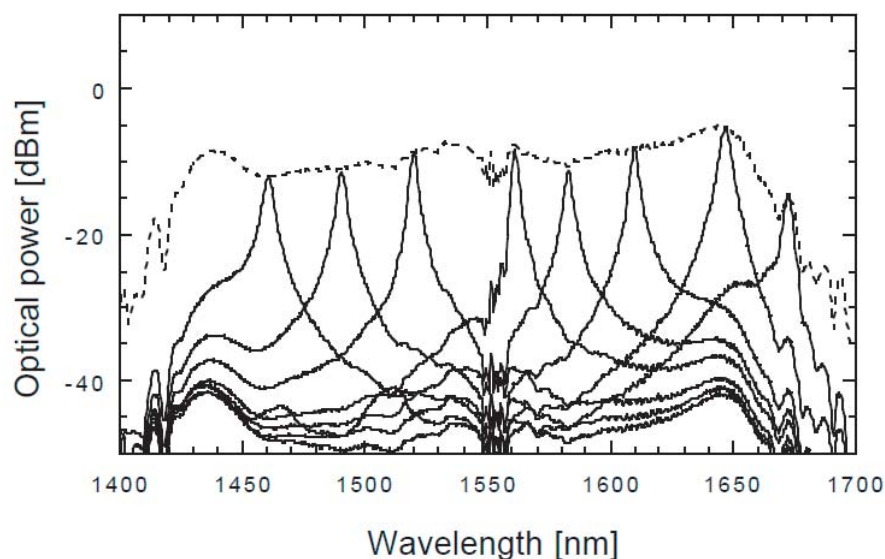


図 6.11: ディスク型波長可変光フィルタの透過特性 [202] (©2008 IEICE)。破線：フィルタ入力光 (SC 光) の強度スペクトル、実線：フィルタ出力光の強度スペクトル。

6.12 は回転角に対する本ディスク型波長可変光フィルタの透過中心波長の変化を示す。(a) および (b) は試料の透過帯域幅の設計値が各々 0.5 nm および 3.0 nm の場合を表す。両者は回転角に対するフィルタ膜厚分布の増減の方向が逆になっている。回転角 $0 \sim 350^\circ$ に対して、S、C、L 帯を優にカバーする波長可変範囲 1460 ~ 1721 nm が実現されていることが示される。角度に対する直線性からのずれは、製膜時における基板の回転速度むらに起因する。図 6.13 は回転角に対する本ディスク型波長可変光フィルタの透過半値全幅の変化を示す。S、C、L 帯ではほぼ目標の設計値 0.5 nm が実現されていることが示される。長波長側において透過帯域が大きくなっているのは、S、C、L 帯で最適設計されたミラー層の反射率が小さくなり、光フィルタの Q 値が劣化したためと考えられる。

本ディスク型波長可変光フィルタは非常に広い可変波長範囲で用いることができるため、SC 光源と組み合わせることにより、広帯域の波長可変光源を実現することが可能である。

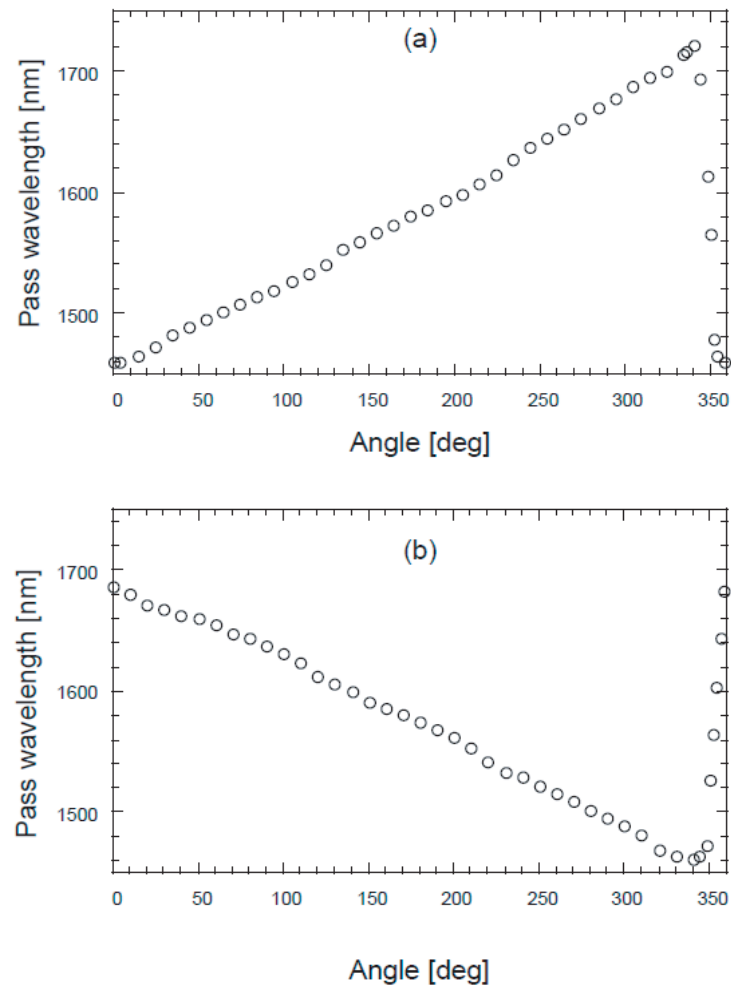


図 6.12: ディスク型波長可変光フィルタの透過特性。回転角に対する透過中心波長を表す。
 (a) 透過半値全幅 0.5 nm (設計値) [202] (©2008 IEICE), (b) 透過半値全幅 3.0 nm
 (設計値)。試料 (a)、(b) は回転角に対するフィルタ膜厚分布の変化が逆であることに注意。

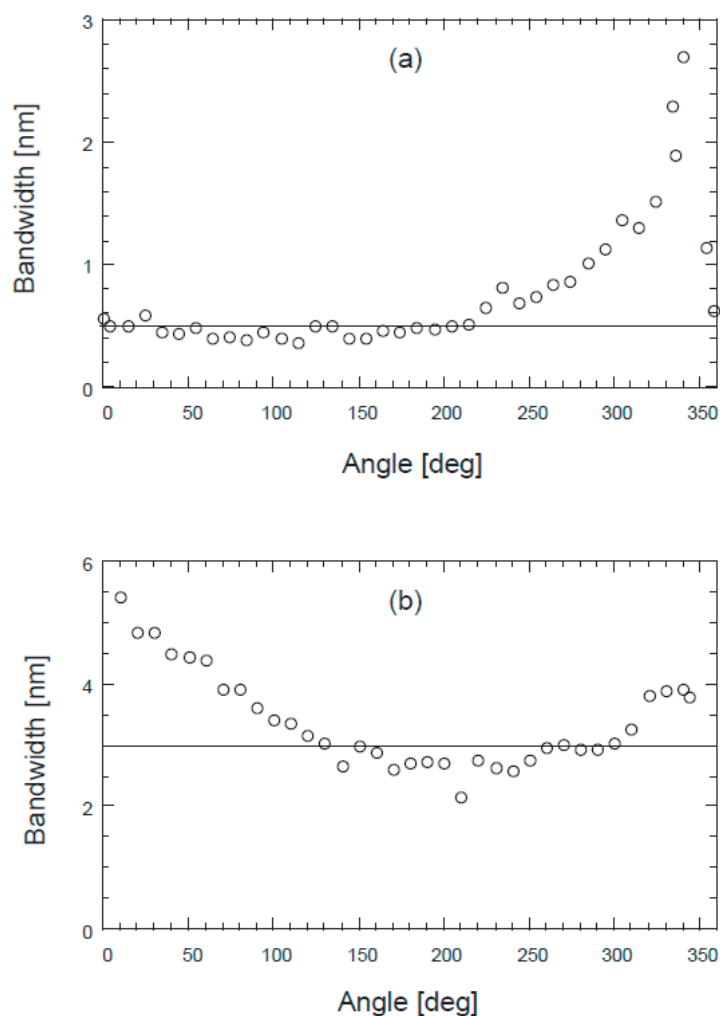


図 6.13: ディスク型波長可変光フィルタの透過特性。図 6.12 と同一の試料を用いた。回転角に対する透過波長帯域の半値全幅を表す。(a) 透過半値全幅 0.5 nm (設計値) [202] (©2008 IEICE), (b) 透過半値全幅 3.0 nm (設計値)。

6.3.2 光ファイバの波長分散測定

SC 光の広帯域性、波長の連続性、短パルス性および高輝度性は、単一モード光ファイバの波長分散特性の測定に好適である。SC 光を用いれば広い波長範囲でかつ稠密な測定ができるため、Sellmeier 方程式¹等の近似関数による仮定を不要とする。SC 光の短パルス性はピコ秒級の精度での群遅延測定を可能にする。さらに熱光源等の白色光より輝度が高いため、高感度の測定が可能となる。§ 2.2.1 で述べたように、単一モード光ファイバの波長分散特性 $D(\lambda)$ は群遅延時間の波長依存性 $\beta_1(\frac{2\pi c}{\lambda})$ を測定し、これを波長微分することによって求める。群遅延時間の測定方法には、飛行時間法、位相シフト法および干渉法が代表的である [210]。飛行時間法

¹ 材料分散に関する近似式であることに注意。

は光パルスを被測定ファイバに伝搬させ、群遅延時間 $\beta_1(\frac{2\pi c}{\lambda})$ を測定する方法である。この方法では、群遅延時間の測定分解能は光パルスの時間幅と受光器の帯域で決まる。一般に繰り返し光パルスが用いられるため、繰り返し周期によって測定可能なファイバ長が制限される。位相シフト法は正弦波変調された光を被測定ファイバに伝搬させ、群遅延時間を正弦波の位相遅延として測定する方法である。この方法では、被測定ファイバ長に応じて変調周波数を変えることによって、測定可能なファイバ長の延伸化が可能となる。干渉法は白色光を用いて、Mach-Zender 干渉計等の2光束干渉計に挿入された短尺(1 m程度)の被測定ファイバによる(2次の)コヒーレンス信号のシフトを群遅延時間として測定する。この方法は白色光の広帯域性・連続性を利用可能な反面、長尺のファイバの測定には適していない。SC光はこれらのいずれの測定法にも用いることができる。特にその広帯域性・短パルス性は長尺な単一モード光ファイバの波長分散特性の測定に好適である。

SC光源を用いた飛行時間法による波長分散の測定は文献136で初めて報告された。この測定では、ファイバ回折格子法[108]でパルス圧縮されたモード同期Nd:YLFレーザ出力を種光パルスとして条長450 m、零分散波長1309 nmの偏波保持単一モード光ファイバを励起して波長範囲1200~1395 nmにわたって発生したSC光が用いられた。群遅延時間の測定は§4.1.9で用いられたスペクトログラムの測定法と同じで、モノクロメータ(波長分解能0.5 nm)を前置したストリークカメラ(時間分解能5.8 ps)を用いて測定した。

飛行時間測定法ではSC光の利点を活かせるが、高い群遅延時間の分解能を実現するために広帯域の受光器が必要となる。位相シフト法は広帯域の受光器を必要としないが、短光パルスではなく正弦波変調光を用いるため、そのままではSC光に適用できない。本節では飛行時間法と位相シフト法の両方の利点を活かした、変形位相シフト法[135]について述べる。

変形位相シフト法は測定用光源として繰り返し短光パルスを用い、それをFourier展開した低次の周波数成分の被測定ファイバによる位相シフトを検出する。

原理を以下に述べる。繰り返し周期 T 、中心角周波数 ω_0 の繰り返し光パルスの被測定光ファイバの入射端($z=0$)での時間波形を

$$\begin{aligned} A(t, 0; \omega_0) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_0(t - mT) e^{i\omega_0 t} \\ &= \frac{\Omega}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{A}_0(n\Omega) e^{i(\omega_0 + n\Omega)t} \end{aligned} \quad (6.1)$$

とする。ここで、 $A_0(t)$ および $\tilde{A}_0(\omega)$ は単一光パルスの時間波形および周波数スペクトルを表す。 $\Omega = \frac{2\pi}{T}$ は繰り返し角周波数を表す。この式は繰り返し光パルスは正弦波光の重ね合わせとして表されることを示す。

この光パルスを伝搬係数 $\beta\omega$ 、条長 L の被測定ファイバに通過させると、その出射端での時間波形は

$$A(t, L; \omega_0) = \frac{\Omega}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{A}_0(n\Omega) e^{i[(\omega_0 + n\Omega)t - \beta(\omega_0 + n\Omega)L]} \quad (6.2)$$

となる。ただし、光非線形効果の影響は無視し得る程度に小さいものとする。通常の位相シフト法は式(6.2)において $n=0, \pm 1$ の特殊なケースである。ここで、 $A_0(t)$ が実数で、かつ $\omega_0 \gg n\Omega$ の場合、式(6.2)は

$$A(t, L; \omega_0) = \frac{\Omega}{\sqrt{2\pi}} e^{i[\omega_0 t - \beta(\omega_0)L]} \left[\tilde{A}_0(0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} |F_0(n\Omega)| \cos[n\Omega t - n\Omega\beta_1(\omega_0)L + \phi(n\Omega)] \right] \quad (6.3)$$

と表される。ここで、 $\phi(\omega)$ は $\tilde{A}_0(\omega)$ の偏角で、 $\beta_1(\omega_0) = \frac{d}{d\omega}\beta(\omega)|_{\omega=\omega_0}$ は求める群遅延時間を表す。式 (6.3) の基本波の位相シフト量 $n\Omega\beta_1(\omega_0)L$ を測定して被測定光ファイバの群遅延を求める。以上のように、角周波数 $\omega = \omega_0$ における群遅延特性 $\beta_1(\omega_0)$ を、光パルスを構成する正弦波成分の位相シフト量から求めることができる。なお、 $n = \pm 1$ の基本波だけでなく高次の正弦波成分を用いることも可能である。後述のように、より高い次数の高調波成分を用いることによって、より高い時間分解能で群遅延特性を測定することが可能となる。

図 6.14 に変形位相シフト法の測定系を示す。SC 光は繰り返し周波数 42.5 MHz のモード同期 Er 添加ファイバリングレーザを用いて、分散フラット設計された条長 3 km の単一モード光ファイバを励起して発生させた。種光波長 1547 nm における SC ファイバの分散値は 0.011 ps/(nm·km) である。SC ファイバ入力時の種光パルスのピーク強度は 1.2 kW、半値全幅は 0.7 ps である。図 6.15 に測定に用いた SC 光の強度スペクトルを示す。種光パルスのスペクトルも併記した。スペクトルの長波長側がより発達しているのは Raman 効果の影響と考えられる。SC ファイバの出力光は被測定光ファイバ (FUM) に入射される。出力光は 2 分岐され、1 つは光バンドパスフィルタ (BPF) で群遅延時間の基準となる波長の光パルスを抽出され、もう一方はモノクロメータを通して分光される。図 6.16 に SC ファイバ出力光および被測定ファイバの出力光のスペクトログラムを示す。§ 4.1.9 で用いられたスペクトログラムの測定法と同様に、モノクロメータ (波長分解能 0.5 nm) を前置したストリークカメラ (時間分解能 5.8 ps) を用いて測定した。連続な測定可能な波長範囲は 1150 ~ 1770 nm であった。条長 3 km の被測定ファイバ出力光のスペクトログラムも併記した。スペクトログラムの形状に被測定ファイバの群遅延特性が反映されていることが示される。スペクトログラムの時間幅は最大で 10 ps であった。文献 136 に示されるように、被測定ファイバの群遅延特性は、これら 2 つのスペクトログラムの間の

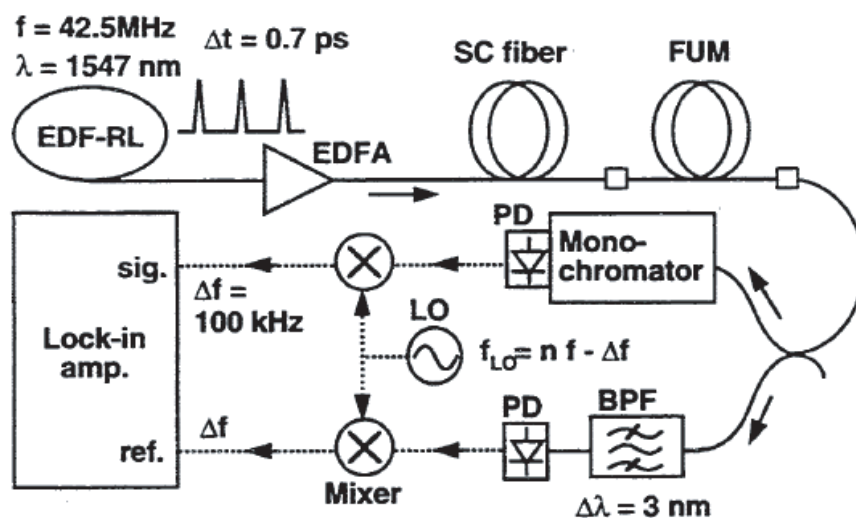


図 6.14: SC 光源を用いた光ファイバの波長分散特性の変形位相シフト法による測定系 [135] (©1995 IEEE)。実線は光信号の流路、点線は電気信号の流路を表す。EDF-RL: Er 添加ファイバリングレーザ、EDFA: Er 添加ファイバ光増幅器、FUM: 被測定光ファイバ、BPF: 光バンドパスフィルタ、PD: 受光器。

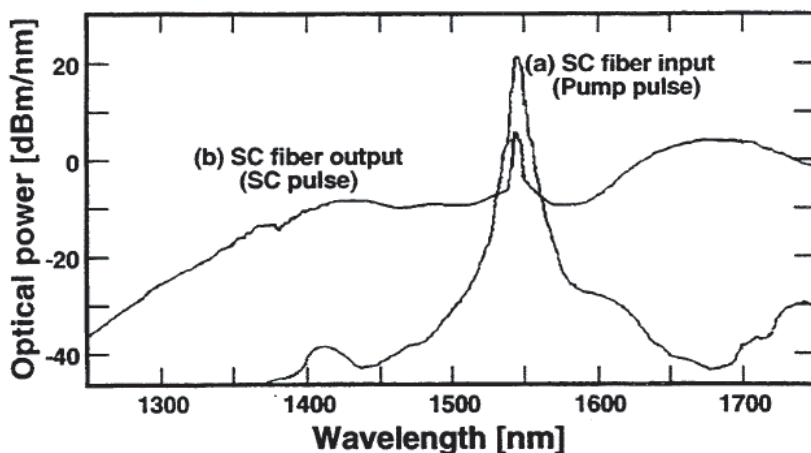


図 6.15: 単一モード光ファイバの波長分散特性の測定に用いた SC 光スペクトル [135] (©1995 IEEE)。種光パルスのスペクトルも併記した。

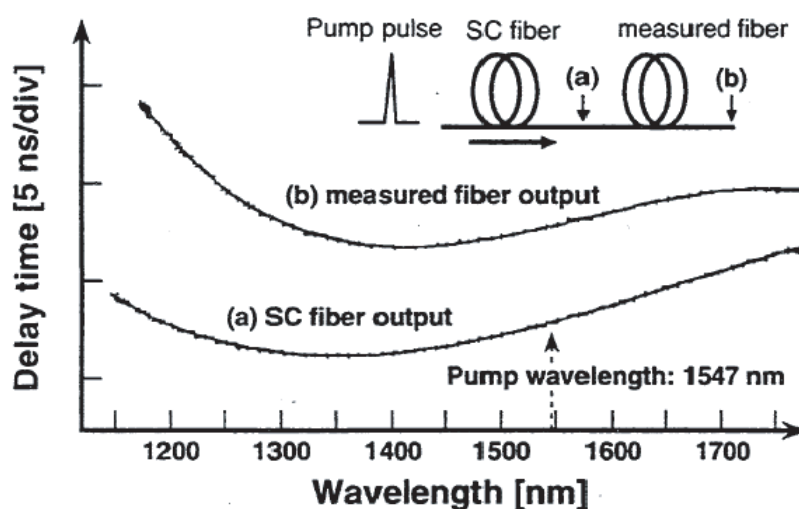


図 6.16: 被測定光ファイバ (糸長 3 km) 前後で測定されたスペクトログラム [135] (©1995 IEEE)。

時間差を測定することによっても得られる。これは飛行時間法による波長分散測定と等価である。SC ファイバ出力光の強度は、被測定ファイバ中における光非線形効果の影響が大きくなるように制限した。両者は受光器にて電気信号に変換され、正弦波の局発電気信号 (周波数 $f_{LO} = nf - \Delta f$) およびダブルバランスミキサを用いて周波数 $\Delta f = 100$ kHz の正弦波にダウンコンバートされた後、ロックインアンプを用いて位相差を測定した。局発電気信号の周波数 f_{LO} の選択により SC 光に含まれるの正弦波成分の次数 n を選択することができる。測定された被測定光ファイバ出力の位相遅延量から、あらかじめ測定された SC ファイバ出力光の位相遅延特性 (式 (6.3) の $\phi(\omega)$ に対応) を差し引くことにより被測定光ファイバの群遅延特性が求まる。この

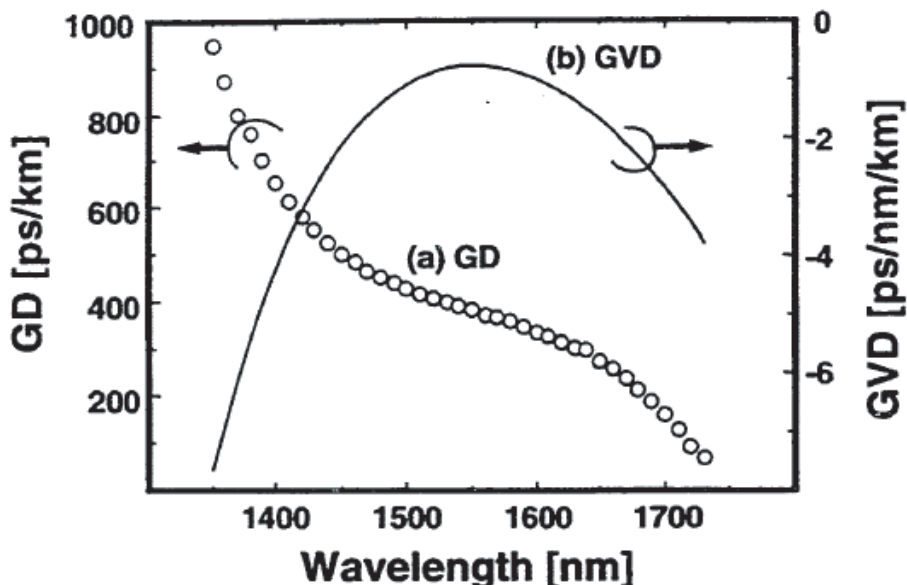


図 6.17: 被測定光ファイバ(分散フラットファイバ)の群遅延特性(GD)および波長分散特性(GVD) [135] (©1995 IEEE)。

測定系の波長分解能は 0.95 nm であった。

この測定法は群遅延時間の基準となる光信号を送るための経路が不要なため、敷設された光ファイバケーブル等の遠端測定に好適である。

図 6.17 に変形位相シフト法によって測定された群遅延特性 (a) および、群遅延特性から算出された波長分散特性 (b) を示す。被測定光ファイバは図 6.16 に用いられたものを測定した。群遅延時間は波長範囲 1350 ~ 1730 nm の範囲にわたって波長間隔 10 nm で測定された。十分な群遅延時間の測定精度および稠密な測定波長間隔で測定されているため、Sellmeier 方程式等の近似関数ではなく、高次の多項式を適用することによって波長分散特性を求めることが可能となった。

ここで変形位相シフト法の精度について議論しよう。測定精度は最終的には群遅延時間の時間分解能によって決まる。図 6.18 に受光強度 P に対する群遅延時間の時間分解能 Δt の測定結果を示す。黒丸および白丸は、各々式 (6.3) における基本波 ($n = 1 : 42.5$ MHz) および 2 倍高調波 ($n = 2 : 85.0$ MHz) に対応する。時間分解能は、位相を 20 回測定して求めた標準偏差 $\Delta\theta$ から $\Delta t = \frac{T\Delta\theta}{2\pi n}$ として算出した。2 倍高調波を用いる方が、時間分解能が基本波の場合の半分に改善される。受光強度 P が 10 dB 大きくなるにつれて時間分解能 Δt が 10 分の 1 に改善されることが示される。時間分解能が約 1 ps でフロアに達したという実験結果は、位相誤差の下限が究極には検出される光パルスの時間幅で決まることに対応する。

なお、SC 光を用いた干渉法による波長分散測定も報告されている [211]。光増幅媒質の自然放出光よりも広帯域で、熱光源のような白色光よりも輝度が高いため SN 比の高い測定が可能である。

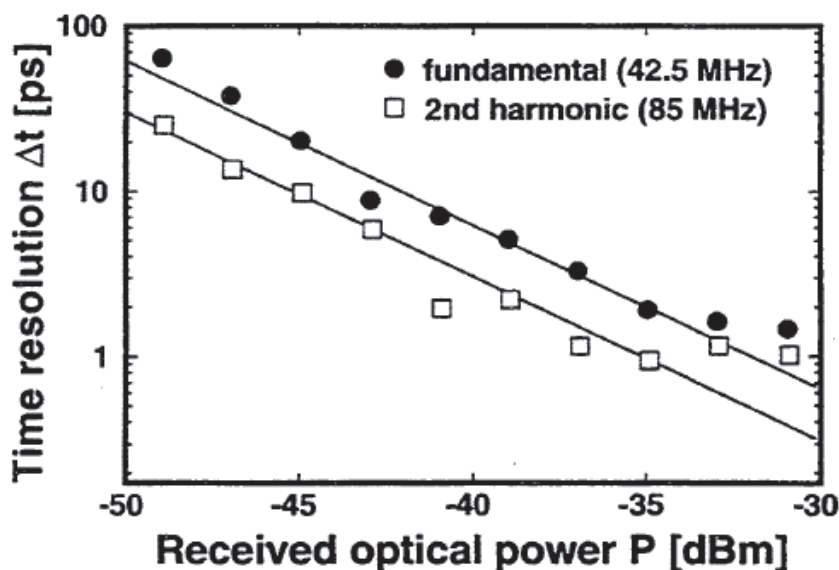


図 6.18: 受光強度 P に対する群遅延時間の時間分解能 Δt [135] (©1995 IEEE)。位相を 20 回測定して求めた標準偏差 $\Delta\theta$ から $\Delta t = \frac{T\Delta\theta}{2\pi n}$ を算出。黒丸および白丸は、各々式 (6.3) における基本波 (42.5 MHz : $n = 1$) および 2 倍高調波 (85.0 MHz : $n = 2$) に対応。測定波長は 1500 nm。

6.3.3 光周波数計測

本節ではマルチキャリア SC 光を用いた光周波数に関する高精度計測技術の 3 つの事例について述べる。

光スペクトルアナライザの校正

§5.4 で述べたように、高精度の信号源でドライブされた種光源出力により励起されたマルチキャリア SC 光の周波数オフセットを基準周波数にロックすることにより、光スペクトルアナライザや光波長計より高精度な「光のものさし」が実現される。この高精度化されたマルチキャリア SC 光を光スペクトルアナライザや光波長計等の光周波数計測機器で「測定」することによって、これらの計測機器の表示値の真値からの偏差を簡単に調べることが可能となる。ここではマルチキャリア SC 光を用いた光スペクトルアナライザの校正 [172] について述べる。

校正には §5.4.2 で述べたビート信号検出法により光周波数オフセットが安定化されたマルチキャリア SC 光が用いられた。すなわち、光周波数オフセットの基準には種光源の注入同期で使用された光周波数 $\nu_s = 193.1000$ THz (波長 1552.524 nm)、周波数精度 $\Delta\nu_s = 10$ MHz の光周波数基準光が用いられた。種光源 (モード同期半導体レーザ) は Rb 発振器出力 (出力周波数 10 MHz、周波数精度 5×10^{-11}) を PLL 発振器で逡倍して得た周波数 $f_{rep} = 25$ GHz の正弦波信号によって駆動された。分散減少・凸型分散ファイバを励起して発生されたマルチキャリア SC 光は光周波数オフセット $\nu_s + f_B$ で安定化された。ビート周波数の目標値は $f_B = 1$ GHz

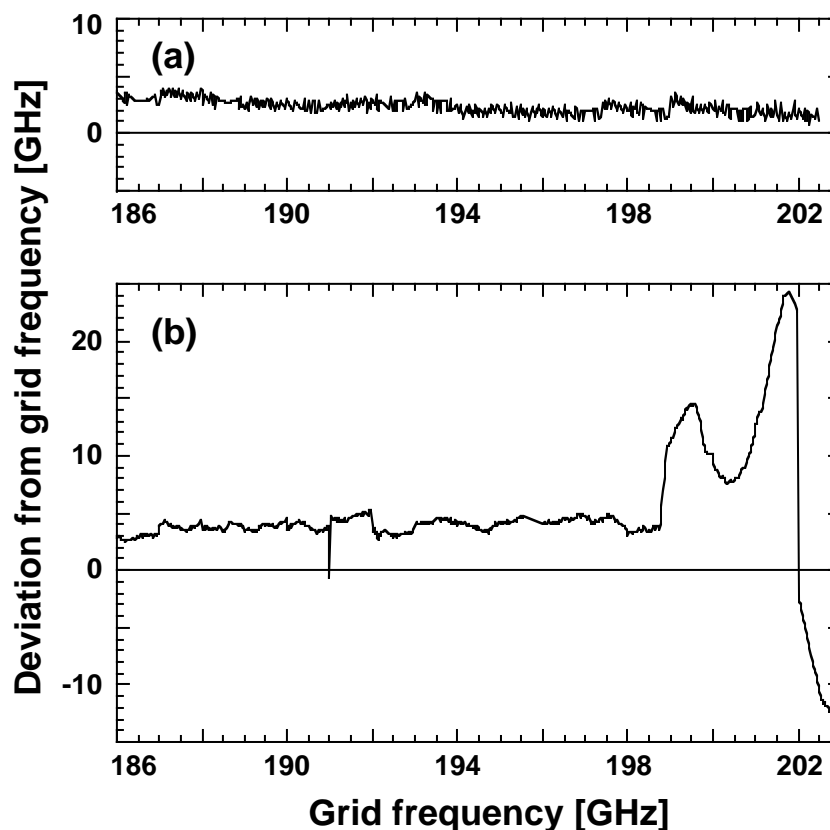


図 6.19: 25 GHz マルチキャリア SC 光を用いた光スペクトルアナライザの校正 [172]。グリッド周波数（真値）に対して読み値の真値からの偏差を表す。2 種類のモデルの光スペクトルアナライザ (a) および (b) について評価した。

で、安定度（標準偏差）は $\Delta f_B = 5$ MHz である。光周波数基準 ν_s から N 番目の光キャリアの周波数 ν_N は

$$\nu_N = \nu_s + N f_{rep} + f_B \quad (6.4)$$

で、不確かさは

$$\Delta \nu_N = \sqrt{\Delta \nu_s^2 + (N \Delta f_{rep})^2 + \Delta f_B^2} \quad (6.5)$$

で与えられる。したがって、本マルチキャリア光源のスペクトル帯域内における光周波数の不確かさは 11 MHz と見積もられ、この値を超える誤差が校正可能となる。

図 6.19 は光周波数 ν_N に対する表示値の偏差 $\hat{\nu}_N - \nu_N$ を示す。ただし、 $\hat{\nu}_N$ は測定された光周波数 ν_N に対する光スペクトルアナライザの表示値を表す。光スペクトルアナライザは異なる 2 つのモデルが評価された。モデル (a) では表示値の偏差は 5 GHz 以内でほとんど一様であったのに対し、モデル (b) では光周波数が S 帯における 198.8 THz 以上（波長 1508 nm 以下）では大きなずれを示した。この例では、光周波数（波長）が 186 THz（1611 nm、 $N = -284$ ）から 203 THz（1476 nm、 $N = 396$ ）の範囲にわたって光スペクトルアナライザの偏差が校正された。

光周波数基準用ガス吸収線の測定

光周波数基準は、C帯においてはアセチレンガス $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ の吸収線 P(16) の利用が *Mise en pratique of CCL* において勧告されている [212]。一方、L帯においては CO ガスの吸収線 [213] が光周波数基準の候補として検討されている [206]。前者を基準として後者を評価しようとする場合、周波数差が大きすぎる（約 6 THz）ため受光素子を用いてビート信号を直接測定する方法は現実的ではない。このような場合、周波数安定化されたマルチキャリア SC 光を用いることにより、光周波数が隔たった領域間における高精度の評価が可能である [207]。

SC 光を用いた光周波数計測方法を図 6.20 に示す原理図および図 6.21 に示す構成図を用いて説明する。本方法ではビート信号検出法を用いて、繰り返し周波数 f_{rep} の種光パルスによって発生したマルチキャリア SC 光の光周波数オフセットを、光周波数基準（光周波数 ν_s ）に対して安定化させる。すなわち、基準光周波数 ν_s に最も近い SC 光の（0 番目の）光キャリアの周波数 ν_0 と周波数基準光とのビート周波数 $f_{B1} = \nu_0 - \nu_s$ を安定化することによってマルチキャリア SC 光全体の光周波数を安定化させる。このとき N 番目の光キャリアの光周波数は $\nu_N = \nu_s + Nf_{rep} + f_{B1}$ で与えられる。波長可変光源（TLS）から出力されるプローブ光の光周波数 ν_p は、これと近接する SC 光中の光キャリアとのビート周波数を検出することで、

$$\nu_p = \nu_s + Nf_{rep} + f_{B1} + f_{B2} \quad (6.6)$$

と求まる。ここで、N は光周波数の増加につれて大きくなるものとする。

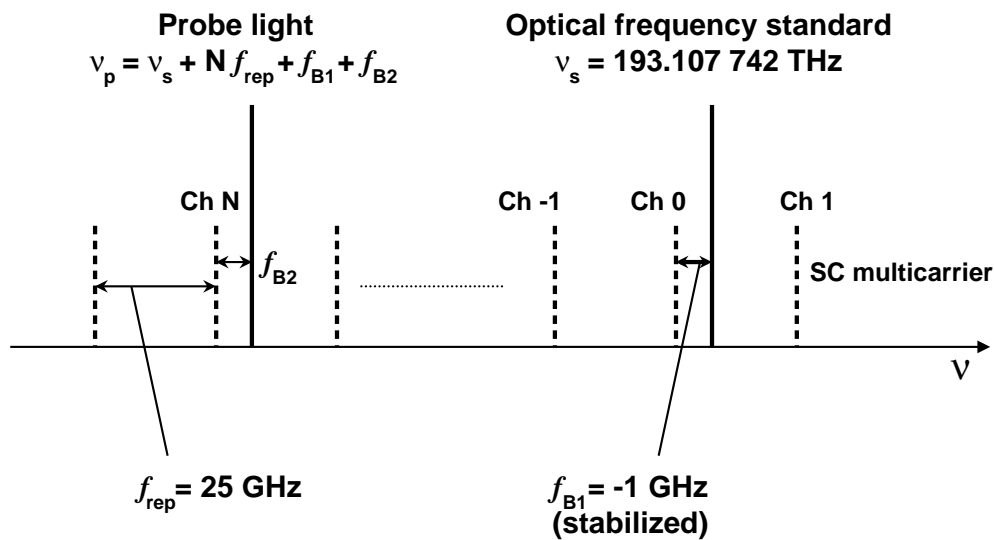


図 6.20: SC 光を用いた光周波数計測の原理 [207] (©2009 IEICE)。破線はマルチキャリア SC 光を表す。 ν_s : 周波数基準光の光周波数。 ν_p : プローブ光の光周波数。 f_{B1} : 周波数基準光とマルチキャリア SC 光のビート周波数 1 GHz、 f_{B2} : プローブ光とマルチキャリア SC 光のビート周波数、 f_{rep} : マルチキャリア SC 光のキャリア周波数間隔 25 GHz。

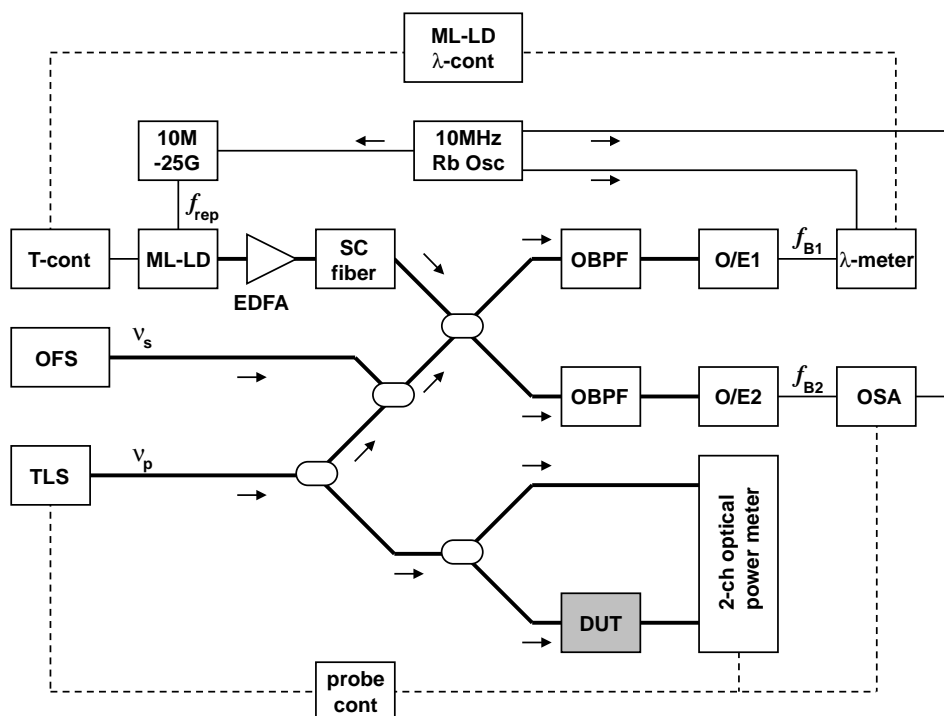


図 6.21: マルチキャリア SC 光を用いた光周波数計測の構成 [207] (©2009 IEICE)。10M - 25G: 10 MHz - 25 GHz 逡倍器、10MHz Rb Osc: 10 MHz Rb 発振器、DUT: 被測定光デバイス、EDFA: Er 添加ファイバ光増幅器、ML-LD: モード同期半導体レーザ、ML-LD λ -cont: モード同期半導体レーザ制御器、O/E1、O/E2: ビート信号検出用 O/E 変換器、OBPF: 光バンドパスフィルタ、OFS: 光周波数基準光源、OSA: 光スペクトルアナライザ、probe cont: プロブ側測定制御器、T-cont: 温度制御器、TLS: 波長可変光源、 λ -meter: 光波長計。

プローブ光の周波数の不確かさは

$$\Delta\nu_p = \sqrt{\Delta\nu_s^2 + (N\Delta f_{rep})^2 + \Delta f_{B1}^2 + \Delta f_{B2}^2} \quad (6.7)$$

で与えられる。但し、 $\Delta\nu_s$ は基準光周波数 ν_s の不確かさ、 Δf_{B1} および Δf_{B2} およびは各々ビート周波数 f_{B1} および f_{B2} の安定度、 Δf_{rep} は種光パルスの繰返し周波数 f_{rep} の不確かさを表す。

本方法を用いて、CO ガスセルの $1.58 \mu\text{m}$ 帯の吸収線の周波数を測定した。種光源の注入同期で使用された光周波数基準光源および種光源を駆動する周波数 25 GHz の正弦波信号源が用いられた。増幅されたモード同期半導体レーザ (ML-LD) の出力光 (中心波長 1567.5 nm 、繰返し周波数 25 GHz) で偏波保持分散減少・凸型分散型の SC ファイバを励起することによって C 帯から L 帯にわたるマルチキャリア SC 光を発生した。式 (6.6) におけるビート信号周波数が $f_{B1} = -1 \text{ GHz}$ となるように ML-LD の温度を制御することによってマルチキャリア SC 光の光周波数オフセットを安定化した。プローブ光は市販の波長可変光源を用い、上述の周波数安定化された SC 光とのビート周波数 f_{B2} を監視することによりプローブ光周波数 ν_p の値を測定した。周波数基準光の不確かさ $\Delta\nu_s = 0.8 \text{ MHz}$ に対し、測定されたビート周波数の安定度は $\Delta f_{B1} = 1.4 \text{ MHz}$ および

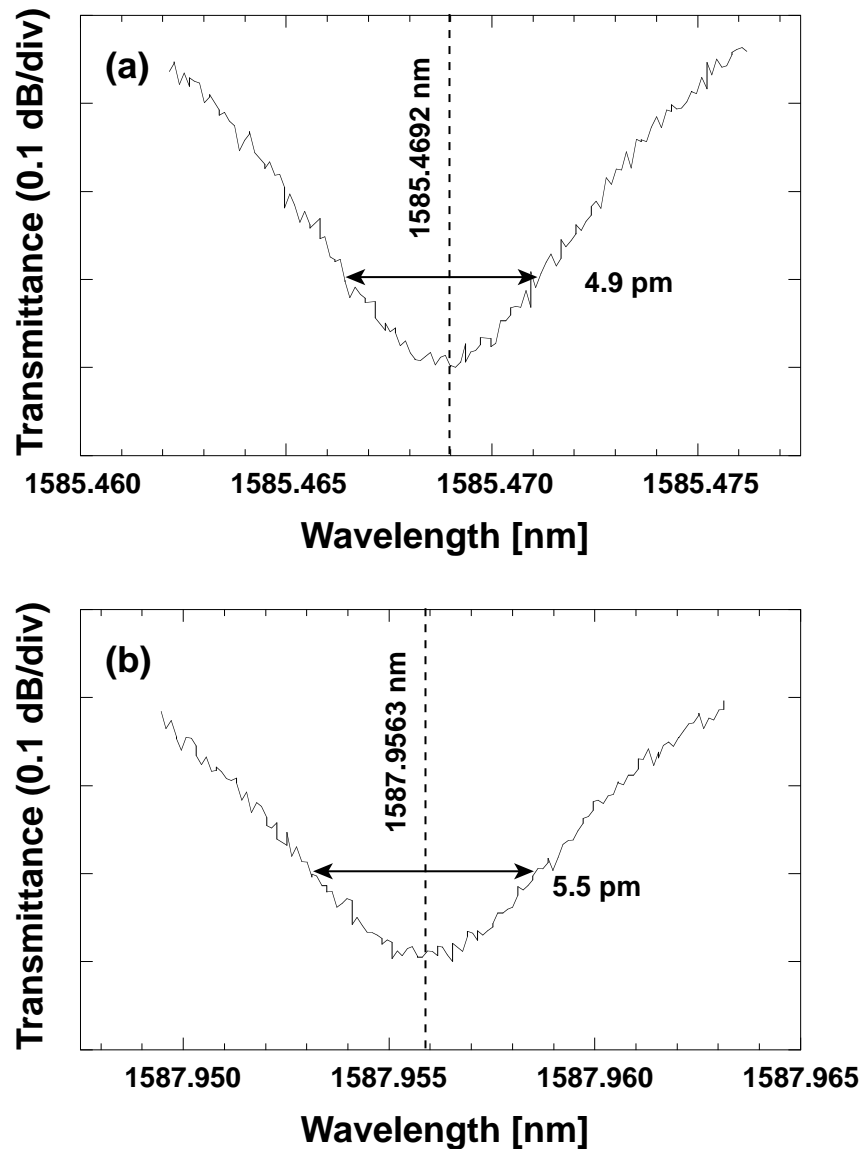


図 6.22: 測定された CO の吸収線スペクトル [207] (©2009 IEICE)。 (a) P10、(b) P12。

$\Delta f_{B2} = 1.3$ MHz であった。プローブ光が C 帯あるいは L 帯に含まれる場合、すなわち $n = -250 \sim 185$ の場合、SC 光のキャリア光周波数間隔の不確かさ Δf_{rep} の影響は無視できる。従って、測定される光周波数の不確かさは $\Delta \nu_p = 2.1$ MHz となり、この測定系によって 8 桁の光周波数の測定が可能となる。

図 6.21 の測定系を用いて、L 帯周波数基準光源用の CO ガスセルの光吸収特性を測定した。測定する吸収線は ITU-T グリッド周波数に近い $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ の P 分枝 [213] から選択した。セルのガス圧は 200 Torr (26.6 kPa) で、恒温槽中で 25 に保って測定した。測定した P(10) および P(12) の吸収スペクトルを図 6.22 に示す。吸収線 P(10) および P(12) の中心波長 (光周波数) は各々 1585.4692 nm (189.08753 THz) および 1587.9563 nm (188.79138 THz) と測定された。文献 213 に記載の値、すなわちガス圧補正後の P(10) および P(12) の吸収線

波長は各々 $1585.4698 \text{ nm} \pm 2\sigma$ ($\sigma = 0.37 \text{ pm}$) および $1587.9567 \text{ nm} \pm 2\sigma$ ($\sigma = 0.45 \text{ pm}$) で上記測定結果と整合する。ここで σ は不確かさを表す。図 6.22 に示すように、吸収線 P(10) および P(12) の最大透過度 + 0.1 dB におけるスペクトル幅は各々 4.85 ps (545 MHz) および 5.47 ps (650 MHz) でこれらは上述の文献における不確かさ σ と比べて大きい。したがって、本ガスセルを L 帯の光周波数基準として用いる場合は高感度で吸収線の中心を検出可能な測定手段が必要となる。

なお、上記実験で評価された CO ガスセルを用いて、L 帯半導体レーザ光源の出力光周波数の安定化を行い、12 時間にわたり周波数安定度 20 MHz 以下、Allan 分散値の平方根 10^{-8} が達成されている [206]。

Fabry-Perot フィルタの FSR の測定

§ 5.1.4 において述べたように、Fabry-Perot (FP) フィルタは狭帯域の周期光フィルタとしてマルチキャリア SC 光の SN 比の向上に有用である。この場合、SC 光の周波数間隔に対する Free-Spectral Range (FSR) の一致の程度、すなわち FSR の精密な評価が重要となる。ここでは SC 光を利用した高精度の FSR 測定法を提示する。

評価実験では、試料として FSR 設計値 25 GHz、透過帯域幅約 0.5 GHz のエアギャップ型 FP フィルタを用いた。市販の測定器で計測した透過特性を図 6.23 に示す。温度変化によるグラフのシフトは、FP フィルタの共振器長の温度変化に起因する。共振器スペーサは長さ 6 mm、膨張係数は約 $10^{-6} / \text{K}$ のオーダーであるため、6 桁以上の有効桁数が確保されていれば共振器長の変化を直接観測することが可能である。しかし、FP フィルタ 1 周期のみの FSR 測定では 4 桁の有効桁数しか得ることができない。そこで図 6.21 の評価系を用いて、約 200 FSR 離れた透過ピーク間の周波数差を測定することにより測定精度の向上を図った。FP フィルタの温度

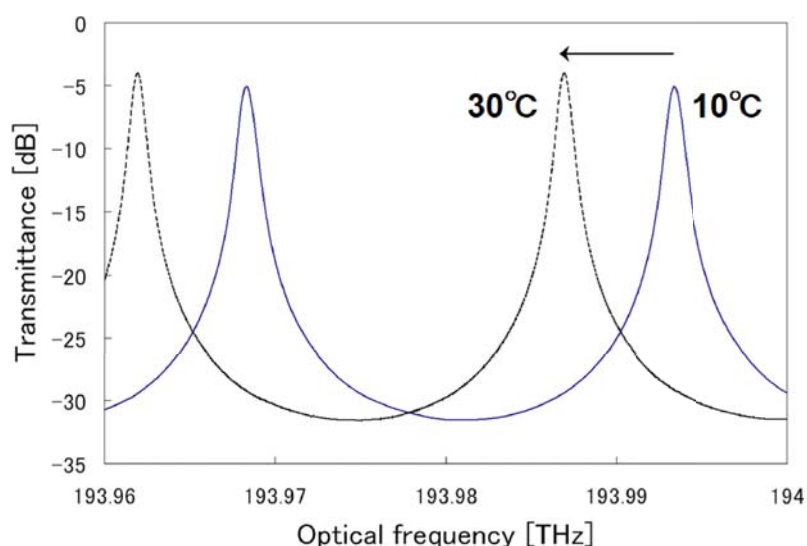


図 6.23: 測定された Fabry-Perot フィルタの透過特性 [207] (©2009 IEICE)。FSR は 25 GHz。

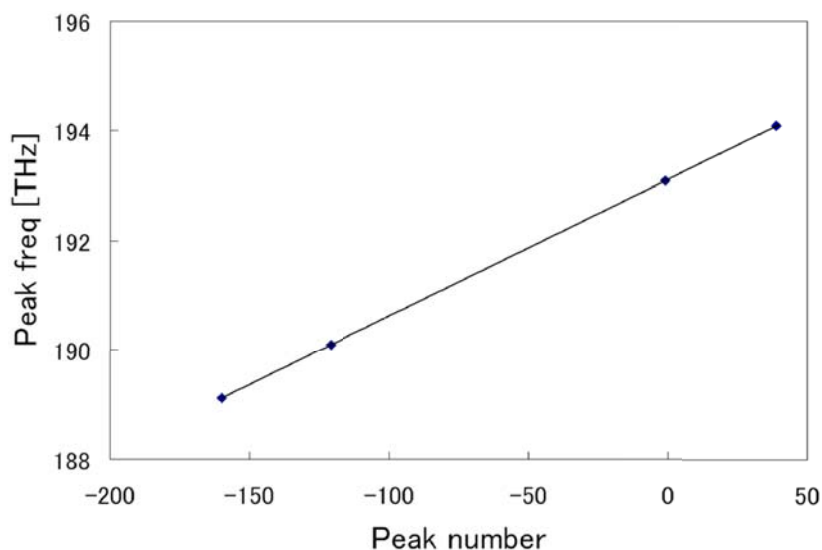


図 6.24: Fabry-Perot フィルタの透過ピーク数 (Peak number) と透過周波数の関係 (素子温度 10 °C) [207] (©2009 IEICE)。FSR はグラフの傾きで与えられる。

を 10 °C に設定したときの透過ピーク数 (Peak number) と透過周波数の関係の測定結果を図 6.24 に示す。FP フィルタの透過周波数は、波長間隔約 0.2 pm (周波数間隔約 25 MHz) で測定した透過ピーク近傍のデータの 2 次関数近似により求めた。光周波数基準 ν_0 に最も近い透過ピーク数を 0 とした。透過ピーク数-160 と 39 に対応するピーク光周波数の差は 4.97784 THz であった。FSR はグラフの傾きで与えられ、25.0142 GHz と見積られた。上記の有効桁数が確保されると、FSR の温度変化、すなわち共振器長の温度変化の測定が可能となる。素子温度 30 °C の場合の FSR は 25.0137 GHz で、20 °C の温度上昇で 0.5 MHz の FSR の減少が観測された。

6.4 まとめ

本章では SC 光の超大容量光通信への応用および超高分解能・広帯域光計測への応用について述べた。紹介したいずれの事例も分散減少・凸型分散ファイバを用いて発生された SC 光が用いられた。

超大容量光通信への応用

超大容量光通信への応用では、2 つの方式、すなわちスペクトルスライス方式および光マルチキャリア方式による伝送実験を実施した。

1. スペクトルスライス方式：

通信用 SC 光源の有効性が実証された最初の方式で、波長多重および時間分割多重を組み合わせることにより総伝送容量 3 Tbit/s に達する伝送実験が成功に導かれた。

2. 光マルチキャリア方式：

ITU 周波数グリッドと親和性の高い方式で、周波数間隔 12.5 GHz で 1000 波の光キャリアを発生させた初の実証実験を成功させた。周波数間隔 50 GHz に大きくすることにより光キャリアの SN 比および光強度を向上させた S、C、L 帯をカバーする 313 波のマルチキャリア SC 光を発生させ、これを 10 GHz で ON/OFF 変調し 160 km 伝送させる高密度波長多重伝送実験を成功させた。

上記の伝送実験はいずれも分散一定・正常分散ファイバと比較して雑音特性が劣る分散減少・凸型分散ファイバを使用して成功したことに注意されたい。

超広帯域・高分解能光計測への応用

SC 光の広帯域性、短パルス性、およびマルチキャリア光としての性質は、各々 SC 光の時間的インコヒーレンス、周波数コヒーレンス、および時間的コヒーレンスの顕れである。これらの特長を活用した事例を紹介した。

SC 光の広帯域性の活用例として、超広帯域波長可変光バンドパスフィルタの光学特性の評価を実施した。S、C、L 帯をカバーする波長可変範囲 1460 ~ 1721 nm の動作確認に成功し、超広帯域光素子評価用光源としての有効性を示した。

SC 光の広帯域性に加えて短パルス性を活用した事例として、光ファイバの波長分散特性の測定を実験的に検討した。被測定光ファイバを伝搬させた SC 光のスペクトログラムをストリークカメラを用いて観測する飛行時間法により広帯域かつ稠密な測定が可能となることを示した。加えて、より低速の受光器を用いて上記と同等の測定が可能な変形位相シフト法を提案しこの実験的評価を行った。連続な波長範囲 1150 ~ 1770 nm で $\lambda - D$ 特性を測定した。本提案方法では、繰り返し SC 光の高調波成分を用いることによって群遅延時間の測定分解能をパルスの時間幅まで向上することが可能である。

SC 光のマルチキャリア光としての性質を利用した応用例として以下の 3 つの事例について述べた。

1. 光スペクトルアナライザの校正：

周波数間隔 25 GHz の ITU グリッドに対して安定化したマルチキャリア SC 光を、校正対象の光スペクトルアナライザで測定することにより光周波数（波長）表示値の真値からの偏差を一括測定できることを実験的に示した。

2. CO ガスの吸収線の測定：

L 帯の光周波数基準としての光周波数約 189 THz の CO ガス吸収線を標準化された C 帯の光周波数基準（193.100 THz）に対する校正を試み、周波数間隔 25 GHz のマルチキャリア SC 光を介して、両者の波長差を所要の精度で測定することに成功した。

3. Fabry-Perot フィルタの free-spectral range (FSR) の高精度測定：

設計 FSR 25 GHz の Fabry-Perot フィルタにおける複数の透過ピーク間の周波数差を、マルチキャリア SC 光を用いて高精度に測定することにより、温度による FSR の微小な変化 0.5 MHz の観測に成功した。

第7章 結論

7.1 得られた成果のまとめ

本論文は、単一モード光ファイバ中のスーパーコンティニウム (SC) 光発生現象について研究したものである。ここで得られた結果およびその意義を以下にまとめる。

1. 広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルの発生機構および発生条件の解明

広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルの発生機構および発生条件を解明するため、広帯域光を記述するための非線形伝搬方程式を導入し、種々の波長分散特性を有するファイバを種光パルスで励起したときの伝搬光の成長過程を波形、スペクトルおよびスペクトログラムを駆使して詳細に分析した。その結果、広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルの発生のための定性的な条件を明らかにした。すなわち、

1. 平坦化のためには非線形波動から分散性波動への遷移が起きることが必要、
2. 平滑化のためには周波数チャープを単調に保つことが必要、および
3. 効率的な広帯域化のためには SC ファイバに分散減少性を設け断熱ソリトン圧縮効果を促すこと。

さらに、分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合の SC 光スペクトルが 1994 年に盛岡らが報告した広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトル (図 1.3 [49]) を良好に再現することを明らかにし、当該 SC ファイバの長手方向にわたる波長分散特性の調査によって実際に分散減少・凸型分散ファイバであることを示した。この分散減少・凸型分散ファイバ型の SC ファイバ中における SC 光の発達過程を解析し、

1. SC 光発生の前半では断熱ソリトン圧縮効果によってスペクトルがチャープなしに拡大する非線形波動の状態、発生後半のスペクトルの矩形化・平坦化は非線形波動から分散性波動への遷移によって起きること、
2. SC 光の発生には分散減少・凸型分散の波長分散特性と光 Kerr 効果のみが本質的で、Raman 効果および高次の非線形効果は必須ではないこと、および
3. Raman 効果は SC 光発生に関する種光パルスのピーク強度の閾値および SC ファイバの特性ファイバ長の閾値を低減する効果があること

を明らかにした。

2. SC 光発生に関するスケーリング則の発見およびそれを用いた SC 光源設計法の確立

SC 光発生に関与する種光パルスと SC ファイバのパラメータの相互関係を、伝搬方程式から導出した規格化パラメータを用いて明らかにした。SC ファイバ出力光の特性はこの規格化パラメータによって一意に決定されるという重要な性質、スケーリング則を発見した。スケーリング則を用いることにより、ある SC ファイバおよび種光パルスの実パラメータの組合せにより特性の優れた SC 光が得られたとき、これと等価な特性の SC 光を別の実パラメータの組合せを用いて設計することが可能となる。上記規格化パラメータセットを用いて、2 種類の代表的な波長分散特性の SC ファイバ、すなわち分散減少・凸型分散ファイバおよび分散一定・正常分散ファイバについて SC 光の一般的な発生条件を網羅的に調査し、SC 光源の定量的な設計指針を得た。これにより、(1) 与えられた種光パルスに対して所要の SC 光を発生する SC ファイバの波長分散特性を設計する方法、および (2) 与えられた SC ファイバに対して所要の SC 光を発生する種光パルスのパラメータを設計する方法が確立された。分散減少・凸型分散ファイバに関しては、実際に SC ファイバを設計・試作し広帯域かつ平坦・平滑な SC 光スペクトルの発生に成功した。上記設計手法は通常の単一モードファイバ以外のフォトニック結晶ファイバあるいは非シリカ系導波路媒質にも有効で、通信用途または光通信波長帯における SC 光発生に限定されるものではない。

3. SC 光発生に関する雑音発生機構の解明および波長多重伝送用 SC 光源の設計指針の確立

SC 光の雑音特性を理論的・実験的に調査し、雑音の発生機構を明らかにした。SC 光発生における雑音特性を表すための指標、変調利得を導入し、分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光発生の場合について調査した結果、シミュレーションで予想された変調利得は実験結果を傾向においてよく再現した。さらに実際の状況において種光パルスに含まれる白色性の強度雑音も変調利得に従って SC 光に転移され強度波形を劣化させることを実験的に確認した。上記結果に基づき、SC 光を用いた低雑音光パルスの発生のための設計指針の原則、すなわち (1) 変調利得が小さくなる種光パルス強度およびスライス波長の条件を選択し、(2) 変調利得によるペナルティを補償できる程度に SN 比が高い種光パルスを用いることを提示した。波長多重伝送への応用時における変調利得を考慮した SC 光源の一般的な設計指針について規格化パラメータを用いて解析した。その結果、分散減少・凸型分散ファイバおよび分散一定・正常分散ファイバの両方について、(1) 規格化パルス幅を小さく設定する方が、より広い波長範囲にわたって変調利得が小さい領域が得られる傾向がある、すなわち波長多重用光源として好適であること、および (2) Raman 効果は種光波長の長波長側において変調利得を低減する効果があることが明らかになった。さらに、種光パルスの SN 比向上による SC 光の雑音特性の改善方法 2 例、注入同期法および Fabry-Perot 法を提案し、これらが実際に SC 光の雑音特性の改善に有効であることを実証した。

4. 分散一定・正常分散ファイバを用いたSC光発生における2段階の自己位相変調の発見およびその意義の解明

分散一定・正常分散ファイバ中で発生するSC光について、その発達過程をスペクトログラムを用いて解析し、2段階の自己位相変調の過程、すなわち発生初期において時間波形の中心部で起きる第1の自己位相変調に引き続いて、矩形化した時間波形の急峻な前後縁で第2の自己位相変調が起きていることを発見した。上記第2の自己位相変調の過程で種光パルスの裾部分は周波数シフトを受けて消失し、その結果出力スペクトルの平滑化がもたらされることを明らかにした。さらに、規格化パルス幅が小さい条件では、第1自己位相変調の影響をほとんど受けることなく第2自己位相変調過程に移行し、非常に平坦性および平滑性の高いSC光スペクトルが得られることを明らかにした。しかもこの条件では連続した広い波長範囲にわたって変調利得が小さい領域を得られること、すなわち波長多重用光源として好適であることを示した。

5. SC光発生における諸特性の改善方法の確立

SC光の以下の諸特性について改善方法を検討しその有効性を確認した。

1. コヒーレンス特性とその改善方法：

マルチキャリア光発生に関わるSC光の時間的コヒーレンスの特性とその劣化機構について理論的・実験的に調査した。雑音機構の場合と同様に決定論的モデルの仮定から、種光パルスの強度揺らぎに対するSC光のコヒーレンスの依存性の指標となる微分位相を新たに導入した。シミュレーションによって得られた微分位相から予想されるSC光のコヒーレンスの性質と分散減少・凸型分散ファイバを用いて実験的に測定したコヒーレンスを調べた結果、両者に共通する傾向が観測された。シミュレーションによる解析により、(1) 規格化パルス幅がより小さい方が微分位相が小さい傾向があること、および(2) 分散一定・正常分散ファイバを用いた場合の微分位相の絶対値は、分散減少・凸型分散ファイバの場合より2桁以上小さいことを明らかにした。コヒーレンスの改善方法を実験的に検討し、種光源であるモード同期半導体レーザへの注入同期またはFabry-Perotフィルタの適用によって、マルチキャリアSC光に含まれる光キャリアの線幅および光SN比がマスターレーザ出力光と同程度まで改善されることを実証した。

2. 高出力化：

SC光のスペクトル密度またはマルチキャリアSC光に含まれる個々の光キャリア強度を増大させるための方法を検討し、以下の結論を得た：(1) SC光を連続的なスペクトルの白色光として利用する場合、あるいはキャリア周波数間隔の変更が許容されるマルチキャリア光として利用する場合は、種光パルスの繰り返し周波数を増大させる方法が有効である、(2) SC光をキャリア周波数間隔が規定されたマルチキャリア光として利用する場合は、規格化パラメータセットを維持して実効ピーク強度を増大させる方法が有効である。

3. 光周波数の安定化：

マルチキャリア SC 光に含まれるすべての光キャリア周波数を安定化するための以下の3つの方法の有効性を実験的に検討した：(1) 波長ロック法は所要の周波数安定度が数 100 MHz 以下程度では最も安価な方法である。(2) ビート信号検出法は周波数基準光に対する種光波長の選択の自由度が高いという長所を有し、実験における安定度は 5 MHz であった。(3) 注入同期法は注入する周波数基準光と同等の安定度を実現可能で、原理確認実験では 1.2 Hz の安定度を達成した。上記方法によって光周波数を安定化した種光源出力光によって分散減少・凸型分散ファイバを励起し、S、C、L 帯 (1460 ~ 1625 nm) をシームレスにカバーし、かつ ITU-T のアンカー周波数 193.100 THz にロックされた周波数間隔 25 GHz の「光の ITU グリッド」を実現した。

4. 残留種光パルスの抑圧：

分散減少・凸型分散ファイバを用いた SC 光発生における大きな課題の一つであるスペクトル中央部のピークの抑圧方法を提案・実証した：種光パルスのパラメータを最適化することによって、スペクトルの平坦性を維持しつつスペクトルピークを極小化する方法を検討し、その結果、(1) 規格化パルス幅が小さいほどスペクトルピークがより抑圧される。(2) 正の線形周波数チャープの付与によりスペクトルピークが極小化される条件が存在する。(3) スペクトルピークが極小となるチャープパラメータは、SC 光発生における種光パルスの規格化ピーク強度閾値が最小となるチャープパラメータとほぼ一致する (4) したがって、時間幅およびチャープパラメータの最適化によって、種光パルスのほとんどすべてのエネルギーを SC 光に変換し、分散減少・凸型分散ファイバを用いた場合でもスペクトルピークが極小化された SC 光を発生可能であることを明らかにした。さらに、チャープパラメータの制御によるスペクトルピークの抑圧を実験的に試み、種光パルスのピーク強度閾値が低減される条件において実際にスペクトルピークが抑圧されることを実証した。

6. SC 光の超大容量光通信および超広帯域・高分解能光計測への応用展開

試作した分散減少・凸型分散型の SC ファイバを用いて発生した SC 光を超大容量光通信および超高分解能・広帯域光計測へ活用した。

超大容量光通信への応用では、2つの方式、スペクトルスライス方式および光マルチキャリア方式による伝送実験を実施した：

1. スペクトルスライス方式については 3 Tbit/s (160 Gbit/s × 19 チャンネル、40 km) 光時間分割多重 / 波長多重伝送実験に成功した。
2. 光マルチキャリア方式については 12.5 GHz 間隔 1000 波の光キャリアおよび S、C、L 帯をカバーする 50 GHz 間隔 313 チャンネルのマルチキャリア SC 光を発生し、後者について 10.7 Gbit/s で変調し、160 km の高密度波長多重伝送実験に成功した。

これらの伝送実験はいずれも分散一定・正常分散ファイバと比較して雑音特性が劣る分散減少・凸型分散ファイバを使用している。

超高分解能・広帯域光計測への応用では、SC光の特長、すなわち広帯域性・短パルス性・およびマルチキャリア光としての性質を下記の事例に活用した：

1. SC光の広帯域性の活用例として、使用波長がS、C、L帯をカバーする超広帯域光バンドパスフィルタの透過特性を評価し、その測定用光源としての有効性を実証した。
2. SC光の広帯域性に加えて短パルス性を活用した事例として、光ファイバの波長分散特性の測定を実験的に検討した。被測定光ファイバを伝搬させたSC光のスペクトログラムをストリークカメラを用いて観測する飛行時間法により広帯域かつ稠密な測定が可能となることを示した。さらに、より低速の受光器を用いて同等の測定が可能な変形位相シフト法を提案しその有効性を実験的に確認した。
3. SC光のマルチキャリア光としての性質を活用した事例として以下の3つの事例、光スペクトルアナライザの校正、COガスの吸収線の測定およびFabry-Perotフィルタのfree-spectral rangeの高精度測定を実施し、その有効性を実証した。

7.2 課題および展望

フォトリソグラフィファイバの開発に後押しされ、今や SC 光源は光周波数コムが発生手段として、光周波数計測の分野では光周波数基準のトレーサビリティを確保するための不可欠な手段となっている。

一方、光通信の分野では SC 光源は現在でも伝送実験のための優れた光源手段であるが、本研究の時点では計測分野とは対照的に、通信用 SC 光源の実用化の進展は下火である。この理由としては、波長多重チャネルの変調手段は各光キャリアについて個別に必要であるため、マルチキャリア光源だけでは大きなコスト削減に結びつかないこと、および半導体レーザを用いた光源手段の低価格化が進展し、同等品質の光源としては半導体レーザを用いた方がコストが安いことが挙げられる。

ときに歴史を振り返ると、光通信の分野においては一時は見捨てられた技術のリバイバルが起きている。

Raman 増幅方式はかつては励起効率の悪さおよび偏波依存性等の課題を抱え、Er 添加ファイバ光増幅器の登場によって一時はお蔵入りした。ところが高出力かつ低価格な励起光源の開発が進展し、さらに高密度波長多重伝送における光非線形効果の影響を克服可能な手段であることが明らかになり、分布 Raman 増幅方式としてリバイバルした。現在、分布 Raman 増幅方式はファイバ中の光非線形現象に基づく技術としては光通信分野に商用導入された唯一の技術である。

コヒーレント光通信方式は原理的な伝送性能は直接検波方式より優れていたにもかかわらず、これも Er 添加ファイバ光増幅器の登場により一時期は研究開発が完全に衰退した。しかし、高品質の半導体レーザ光源が利用可能になったこと、多値変調や偏波多重信号を処理可能な超高速デジタル信号処理技術の進展により、デジタルコヒーレント方式として復活を遂げ、現在実用化が急速に進展している。

では通信用 SC 光源のリバイバルにはどのようなブレイクスルーが必要だろうか？言い換えると、SC 光を必要とするアプリケーション、SC 光でないとは解決できない技術上の課題、および SC の技術的・コスト的な課題を解決する要素技術上の糸口とは何だろうか？

世はデジタルコヒーレントの時代を迎えようとしている。リンクの大容量化のため、光信号の多値化・チャネルのマルチレーン化を導入して伝送速度の向上を狙っている。一方、多値化に伴う光源の位相雑音の問題、およびチャネル間の線形および非線形のクロストークが大きな課題となっている。現状では光源の波長（光周波数）の管理は各トランスポンダに一任され、光位相は信号光および局発光を含めてチャネル間でランダムな状態である。つまり、伝送インペアメントの対策は個々の独立したトランスポンダにおけるデジタル信号処理に依存している。これは現状のデジタルコヒーレント伝送方式は波長多重伝送技術としては必ずしも最適化されたものではないことを意味する。例えて言うならば「車は速くなったが、道路が舗装されていない」状況である。一方、送信側で波長多重光信号間の光位相を同期させることによって伝送性能の向上が可能であることが報告されている。チャネル間の光位相がロックされた局発光を用いれば、隣接する波長多重チャネルの位相関係およびクロストークを推定することが原理的には可能である。このように、波長多重伝送における線形または非線形クロストークの問題を克服するため、デジタル信号処理だけではなく精密に管理された光周波数および光位相の活用が視野に入ってきている。マルチキャリア SC 光は光キャリアの光周波数のみならず光位相が互いにロックしているため、このような応用にとって理想的な光源手段である。局発光に用いる場合は光キャリア個別の変調は不要であるため、上述の波長多重変調手段の問題は回避される。キャリア間の光周波数お

よび光位相がロックされたマルチキャリア SC 光源は、送信部および受信部で用いられる信号光源および局発光源としての用途のみならず、ノード装置内およびノード間における光周波数および光位相を同期させるための基準光源として用いることが可能である。このように波長多重デジタルコヒーレント伝送に最適化された新しい光通信網は「コヒーレントフォトリックネットワーク」と呼ぶべきであろう。

一方、要素技術上の要請としては以下の課題が挙げられる。SC 光発生用光導波路には長尺の光ファイバ導波路を用いるより短尺、可能であれば平面光導波路デバイスが望ましい。そのための要素技術として、SC 光発生用導波路のための高効率の光非線形材料・導波路の設計・製造技術、さらには種パルス光源のための高出力・低雑音・高繰り返しのサブピコ～ピコ秒パルス光源技術が必要である。また周辺技術としてはスペクトルの整形技術、マルチキャリア光の光位相を低スキューでノード内およびノード間で配信するためのサブシステム構成技術が必要となるであろう。

SC 光発生現象は E_r 添加ファイバ光増幅器等の要素技術の進展により通信用 SC 光源という新たな応用分野を創出した。デジタルコヒーレントの時代を迎えて、SC 光源は新時代の光通信網「コヒーレントフォトリックネットワーク」の中核技術として新たに再生すると考える。

参考文献

- [1] K. C. Kao and G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," Proc. IEE, vol. 113, no. 7, pp. 1151-1158 (1966).
- [2] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, "Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm ," Electron. Lett., vol. 15, no. 4, pp. 106-108 (1979).
- [3] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," Appl. Phys. Lett., vol. 17, no. 3, pp. 109-111 (1973).
- [4] E. Desurvire, Erbium-doped fiber amplifiers, John Wiley (2002).
- [5] K. Hagimoto, K. Iwatsuki, A. Takada, M. Nakazawa, M. Saruwatari, K. Aida, K. Nakagawa, and M. Horiguchi, "250 km nonrepeated transmission experiment at 1.8 Gb/s using LD pumped Er^{3+} -doped fibre amplifiers in IM/direct detection system," Electron. Lett., vol. 25, no. 10, pp. 662-664 (1989).
- [6] T. Sakamoto, J. Kani, M. Jinno, S. Aisawa, M. Fukui, M. Yamada, and K. Oguchi, "Wide wavelength band (1535-1560 nm and 1574-1600 nm), 28×10 Gbit/s WDM transmission over 320 km dispersion-shifted fibre," Electron. Lett., vol. 34, no. 4, pp. 392-394 (1998).
- [7] A. Mori, H. Masuda, K. Shikano, and M. Shimizu, "Ultra-wide-band tellurite-based fiber Raman amplifier," IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-21, no. 5, pp. 1300-1306 (2003).
- [8] H. Masuda, A. Mori, K. Shikano, K. Oikawa, K. Kato, and M. Shimizu, "Ultra-wide-band Raman amplifier using tellurite and silica fibres," Electron. Lett., vol. 38, no. 16, pp. 867-868 (2002).
- [9] H. Takahashi, S. Suzuki, K. Kato, and I. Nishi, "Arrayed-waveguide grating for wavelength division multi/demultiplexer with nanometre resolution," Electron. Lett., vol. 26, no. 2, pp. 87-88 (1990).
- [10] H. Takahashi, I. Nishi, and Y. Hibino, "10 GHz spacing optical frequency division multiplexer based on arrayed-waveguide grating," Electron. Lett., vol. 28, no. 4, pp. 380-382 (1992).
- [11] H. Takahashi, S. Suzuki, and I. Nishi, "Wavelength multiplexer based on $\text{SiO}_2 - \text{Ta}_2\text{O}_5$ arrayed-waveguide grating," IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-12, no. 6, pp. 989-995 (1994).
- [12] T. Ishibashi, T. Furuta, H. Fushimi, S. Kodama, T. Nagatsuma, N. Shimizu, and Y. Miyamoto, "InP/InGaAs uni-traveling-carrier photodiodes," IEICE Trans. Electron., vol. E83-C, no. 6, pp. 938-949 (2000).

- [13] N. Shimizu, K. Mori, T. Ishibashi, and Y. Yamabayashi, "Quantum efficiency of InP/InGaAs uni-traveling-carrier photodiodes at 1.55-1.7 μm measured using supercontinuum generation in optical fiber," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, pp. 2573-2576 (1999).
- [14] T. Izawa, N. Shibata, and A. Takeda, "Optical attenuation in pure and doped fused silica in the IR wavelength region," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 31, no. 1, pp. 33-35 (1977).
- [15] ITU-T Recommendation G.653, "Characteristics of a dispersion-shifted single-mode optical fibre and cable," Geneva, June (2010).
- [16] ITU-T Recommendation G.Supplement 39, "Optical system design and engineering considerations," September (2012).
- [17] K. Inoue, K. Nakanishi, K. Oda, and H. Toba, "Crosstalk and power penalty due to fiber four-wave mixing in multichannel transmissions," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 8, pp. 1423-1439 (1994).
- [18] H. Suzuki, N. Takachio, H. Masuda, and K. Iwatsuki, "Super-dense WDM transmission technology in the zero-dispersion region employing distributed Raman amplification," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no. 4, pp. 973-981 (2003).
- [19] M. Jinno, T. Sakamoto, J. Kani, S. Aisawa, K. Oda, M. Fukui, H. Ono, and K. Oguchi, "First demonstration of 1580 nm wavelength band WDM transmission for doubling usable bandwidth and suppressing FWM in DSF," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 10, pp. 882-883 (1997).
- [20] T. Okoshi and K. Kikuchi, "Frequency stabilisation of semiconductor lasers for heterodyne-type optical communication systems," *Electron. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 179-181 (1980).
- [21] T. Okoshi and K. Kikuchi, "Heterodyne-type optical fiber communications," *J. Opt. Commun.*, vol. 2, no. 3, pp. 82-88 (1981).
- [22] S. Tsukamoto, D.-S. Ly-Gagnon, K. Katoh, and K. Kikuchi, "Coherent demodulation of 40-Gbit/s polarization-multiplexed QPSK signals with 16-GHz spacing after 200-km transmission," *Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC), PDP29* (2005).
- [23] M. G. Taylor, "Coherent detection method using DSP for demodulation of signal and subsequent equalization of propagation impairments," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 674-676, (2004).
- [24] S. J. Savory, "Digital filters for coherent optical receivers," *Opt. Express*, vol. 16, no. 2, pp. 804-817 (2008).
- [25] K. Kikuchi, "Coherent optical communications: Historical perspectives and future directions," *High Spectral Density Optical Communication Technologies, Optical and Fiber Communications Reports* vol. 6, pp 11-49, Springer-Verlag, New York (2010).

- [26] 大越, 菊池, コヒーレント光通信工学, オーム社 (1989).
- [27] S. Tsukamoto, K. Katoh, and K. Kikuchi, "Coherent demodulation of optical multilevel phase-shift-keying signals using homodyne detection and digital signal processing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 10, pp. 1131-1133, (2006).
- [28] ITU-T Recommendation G.694.1, "Spectral grids for WDM applications: DWDM frequency grid," Geneva, February (2012).
- [29] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, no. 6950, pp. 493-494 (1960).
- [30] R. Braunstein, "Radiative transitions in semiconductors," *Phys. Rev.*, vol. 99, no. 6, pp. 1892-1893 (1955).
- [31] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill Jr, and G. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, no. 3, pp. 62-64 (1962).
- [32] H. Kroemer, "A proposed class of heterojunction injection lasers," *Proc. IEEE (Correspondence)*, vol. 51, no. 12, pp. 1782-1783 (1963).
- [33] F. J. McClung and R. W. Hellwarth, "Giant optical pulsations from ruby," *J. Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 828-829, March (1962).
- [34] G. Eckhardt, R. W. Hellwarth, F. J. McClung, S. E. Schwarz, and D. Weiner, "Stimulated Raman scattering from organic liquids," *Phys. Rev. Lett.* vol. 9, no. 11, pp. 455-457 (1962).
- [35] E. J. Woodbury and W. K. Ng, "Ruby laser operation in the near IR," *Proc. IRE (Correspondence)*, vol. 50, p. 2367, November (1962).
- [36] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, no. 21, pp. 592-595 (2000).
- [37] F. Shimizu, "Frequency broadening in liquids by a short light pulse," *Phys. Rev. Lett.* vol. 19, pp. 1097-1100 (1967).
- [38] R. R. Alfano, and S. L. Shapiro, "Emission in the region 4000 to 7000 Å four-photon coupling in glass," *Phys. Rev. Lett.* vol. 24, pp. 584-587 (1970).
- [39] R. R. Alfano, ed., *Supercontinuum Laser Sources*, Springer-Verlag, New York (1989).
- [40] J. I. Gersten, R. R. Alfano and M. Belie, "Combined stimulated Raman scattering and continuum self-phase modulations," *Phys. Rev. A*, vol. 21, no. 4, pp. 1222-1224, April (1980).
- [41] W. L. Smith, P. Liu, and N. Bloembergen, "Superbroadening in H₂O, and D₂O by self-focused picosecond pulses from a YAlG:Nd laser," *Phys. Rev. A*, vol. 15, no. 6, pp. 2396-2403 (1977).

- [42] I. Golub, "Optical characteristics of supercontinuum generation," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 6, pp. 305-307 (1990).
- [43] J. M. Dudley and J. R. Taylor, ed., *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*, Cambridge University Press, UK (2010).
- [44] P. L. Baldeck and R. R. Alfano, "Intensity effects on the stimulated four photon spectra generated by picosecond pulses in optical fibers," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, no. 12, pp. 1712-1715 (1987).
- [45] P. B. Corkum, P. P. Ho, R. R. Alfano, and J. T. Manassah, "Generation of infrared supercontinuum covering 3-14 μm in dielectrics and semiconductors," *Opt. Lett.*, vol. 10, no. 12, pp. 624-626 (1985).
- [46] T. R. Gosnell, A. J. Tylor, and D. P. Greene, "Supercontinuum generation at 248 nm using high pressure gases," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 2, pp. 130-132 (1990).
- [47] M. N. Islam, G. Sucha, J. P. Gordon, I. Bar-Joseph, and D. S. Chemla, "Femtosecond continuum generation in fibers near 1.6 μm ," *Springer Series in Chemical Physics*, vol. 48: Ultrafast Phenomena VI pp. 56-60, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1988).
- [48] M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, and D. S. Chemla, "Broad bandwidths from frequency-shifting solitons in fibers," *Opt. Lett.* vol. 14, no. 7, pp. 370-372 (1989).
- [49] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori, and M. Saruwatari, "Nearly penalty-free, <4 ps supercontinuum Gbit/s pulse generation over 1535-1560 nm," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 10, pp. 790-791 (1994).
- [50] F. Futami, Y. Takushima, and K. Kikuchi, "Generation of supercontinuum with extremely wideband and flat spectra from a dispersion-flattened fiber in the positive dispersion profile," *Proc. Optoelectronics and Communication Conf.*, 15C3-2, pp. 378-379 (1998).
- [51] Y. Takushima and K. Kikuchi, "Generation of over 140-nm-wide super-continuum from a normal dispersion fiber by using a mode-locked semiconductor laser source," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 11, pp. 1560-1562 (1998).
- [52] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 1, pp. 25-27 (2000).
- [53] 森, 盛岡, 猿渡, "光ファイバ中の零分散付近における supercontinuum (超広帯域ピコ秒パルスの発生)," 1992年電子情報通信学会秋季大会, C-255, p. 4-277 (1992).
- [54] 和田, 石井, 沢野, 山内, "波長可変 OTDR," 1992年電子情報通信学会春季大会, C-326, p. 4-368 (1992).

- [55] K. Mori, T. Morioka, H. Takara, and M. Saruwatari, "Continuously tunable optical pulse generation utilizing supercontinuum in an optical fiber pumped by an amplified gain-switched LD pulses," Proc. Optical Amplifiers, and their Applications (OAA), MD11 (1993).
- [56] 森, 盛岡, 猿渡, "LD 励起 supercontinuum を利用した超広帯域パルス光源," 1993 年電子情報通信学会秋季大会, B-920, p. 4-161 (1993).
- [57] T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Multi-WDM-channel, Gbit/s pulse generation from a single laser source utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fibers," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 6, no. 3, 365-368 (1994).
- [58] H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari, and K. Noguchi, "Generation of highly stable 20 GHz transform-limited optical pulses from actively mode-locked Er^{3+} -doped fibre lasers with an all-polarisation maintaining ring cavity," Electron. Lett., vol. 28, no. 22, pp. 2095-2096 (1992).
- [59] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori, and M. Saruwatari, "Transform-limited, femtosecond WDM pulse generation by spectral filtering of gigahertz supercontinuum," Electron. Lett., vol. 30, no. 14, pp. 1166-1167 (1994).
- [60] T. Morioka, S. Kawanishi, H. Takara, O. Kamatani, M. Yamada, T. Kanamori, K. Uchiyama, and M. Saruwatari, "100Gbit/s \times 4ch, 100km repeaterless TDM-WDM transmission using a single supercontinuum source," Electron. Lett., vol. 32, no. 5, pp. 468-469 (1996).
- [61] S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake, O. Kamatani, and H. Takahashi, "1.4 Tbit/s (200 Gbit/s \times 7 channel), 50 km OTDM-WDM transmission experiment," Proc. Optoelectronics and Communications Conf. (OECC), PDP2-2, pp. 14-15 (1997).
- [62] S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake, and K. Mori, "3 Tbit/s (160 Gbit/s \times 19 channel) OTDM-WDM transmission experiment," Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC), PDP1 (1999).
- [63] S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake, and K. Mori, "3 Tbit/s (160 Gbit/s \times 19 channel) optical TDM and WDM transmission experiment," Electron. Lett., vol. 35, no. 10, pp. 826-827 (1999).
- [64] S. Kawanishi, "Ultrahigh-speed optical time-division-multiplexed transmission technology based on optical signal processing: Feature issue on fundamental challenges in ultrahigh-capacity optical fiber communication systems," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-34, no. 11, pp. 2064-2079 (1998).
- [65] T. Morioka, H. Takara, S. Kawanishi, O. Kamatani, K. Takiguchi, K. Uchiyama, M. Saruwatari, H. Takahashi, M. Yamada, T. Kanamori, and H. Ono, "1 Tbit/s (100 Gbit/s \times 10 channel) OTDM/WDM transmission using a single supercontinuum WDM source," Electron. Lett., vol. 32, no. 10, pp. 906-907 (1996).

- [66] T. Morioka, H. Takara, S. Kawanishi, T. Kitoh, and M. Saruwatari, "Error-free 500 Gbit/s all-optical demultiplexing using low-noise, low-jitter supercontinuum short pulses," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 9, pp. 833-834 (1996).
- [67] H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, Y. Inoue, T. Shibata, M. Abe, T. Morioka, and K.-I. Sato, "More than 1000 channel optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5 GHz channel spacing," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 25, pp. 2089-2090 (2000).
- [68] H. Takara, H. Masuda, K. Mori, K. Sato, Y. Inoue, T. Ohara, A. Mori, M. Kohtoku, Y. Miyamoto, T. Morioka, and S. Kawanishi, "124 nm seamless bandwidth, 313×10 Gbit/s DWDM transmission," *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 4, pp. 382-383 (2003).
- [69] H. Takara, T. Ohara, T. Yamamoto, H. Masuda, M. Abe, H. Takahashi, and T. Morioka, "Field demonstration of over 1000-channel DWDM transmission with supercontinuum multi-carrier source," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 5, pp. 270-271 (2005).
- [70] 高良, 山田, 大原, 森, 佐藤, 井上, 鬼頭, 柴田, 盛岡, "スーパーコンティニウム光源によるマルチ光キャリア発生," *レーザー研究*, vol. 30, no. 1, pp. 33-37 (2002).
- [71] I. Shake, H. Takara, K. Mori, S. Kawanishi, and Y. Yamabayashi, "Influence of inter-bit four-wave mixing in optical TDM transmission," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 16, pp. 1600-1601 (1998).
- [72] E. Yamada, H. Takara, T. Ohara, K. Sato, T. Morioka, K. Jinguji, M. Itoh, and M. Ishii, "150 channel supercontinuum CW optical source with high SNR and precise 25 GHz spacing for 10 Gbit/s DWDM systems," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 5, pp. 304-306 (2001).
- [73] T. Ohara, H. Takara, A. Hirano, K. Mori, and S. Kawanishi, "40-Gb/s × 4-channel all-optical multi-channel limiter utilizing spectrally filtered optical solitons," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 5, pp. 763-765 (2003).
- [74] T. Ohara, H. Takara, T. Yamamoto, H. Masuda, T. Morioka, M. Abe, and H. Takahashi, "Over-1000-channel ultradense WDM transmission with supercontinuum multicarrier source," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 6, pp. 2311-2317 (2006).
- [75] F. Futami, Y. Takushima, and K. Kikuchi, "Generation of 10 GHz, 200 fs Fourier-transform-limited optical pulse train from modelocked semiconductor laser at 1.55 μm by pulse compression using dispersion-flattened fibre with normal group-velocity dispersion," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 22, pp. 2129-2130 (1998)
- [76] 二見, 多久島, 菊池, "正常分散領域におけるスーパーコンティニューム発生," 1998年電子情報通信学会総合大会, C-4-56, p. 30 (1998).

- [77] 二見, 多久島, 菊池, “正常分散領域におけるスーパーコンティニューム発生,” 電子情報通信学会技術研究報告, OCS98-21, pp. 7-12 (1998).
- [78] Y. Takushima and K. Kikuchi, “10-GHz, over 20-channel multiwavelength pulse source by slicing supercontinuum spectrum generated in normal-dispersion fiber,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 3, pp. 322-324 (1999).
- [79] F. Futami, Y. Takushima, and K. Kikuchi, “Generation of wideband and flat supercontinuum over a 280-nm spectral range from a dispersion-flattened optical fiber with normal group-Velocity dispersion,” *IEICE Trans. Commun.*, vol.E82-B, no.8, pp.1265-1272 (1999), and *IEICE Trans. Electron.*, vol.E82-C, no.8, pp.1531-1538 (1999).
- [80] K. Kikuchi, “Wideband and flat supercontinuum generation from optical fibers and its application,” *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics/ Pacific Rim (CLEOPR)*, TuB1 (1999).
- [81] F. Futami, S. Watanabe, and T. Chikama, “Simultaneous recovery of 20×20 GHz WDM optical clocks using supercontinuum in a nonlinear fiber,” *Proc. European Conf. on Optical Communication (ECOC)*, PD2.8 (2000).
- [82] 二見, 渡辺, 近間, “スーパーコンティニュームを用いた多波長光クロック一括再生の検討,” 電子情報通信学会技術研究報告, OCS2000-63, pp. 1-6 (2000).
- [83] 二見, 博士論文, 東京大学, 1999.
- [84] F. Futami and K. Kikuchi, “Low-noise multiwavelength transmitter using spectrum-sliced supercontinuum generated from a normal group-velocity dispersion fiber,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 73-75 (2001).
- [85] F. Futami, R. Okabe, Y. Takita, and S. Watanabe, “Transparent wavelength conversion at up to 160 Gb/s by using supercontinuum generation in a nonlinear fiber,” *Proc. Optical Amplifiers and their Applications (OAA)*, MD07 (2003).
- [86] M. G. Forest, J. N. Kutz, and K. R.-T. McLaughlin, “Nonsoliton pulse evolution in normally dispersive fiber,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, no. 11, pp. 1856-1862 (1999).
- [87] L. Boivin, S. Taccheo, C. R. Doeer, P. Schiffer, L. W. Buhl, R. Monnard, and W. Lin, “400 Gb/s Transmission (40 ch. \times 10 Gb/s) over 544 km from a spectrum-sliced supercontinuum source,” *Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC)*, TuJ5 (2000).
- [88] L. Boivin, S. Taccheo, C. R. Doeer, L. W. Stulz, R. Monnard, W. Lin, and W. C. Fang, “Supercontinuum source based on an electroabsorption modulated laser for long distance DWDM transmission,” *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, CTuG6 (2000).

- [89] L. Boivin, S. Taccheo, C. R. Doeer, L. W. Stulz, R. Monnard, W. Lin, and W. C. Fang, "Supercontinuum source based on an electroabsorption-modulated laser for long distance DWDM transmission," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 1695-1697 (2000).
- [90] S. Taccheo and L. Boivin, "Investigation and design rules of supercontinuum sources for WDM applications," *Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC)*, ThA1 (2000).
- [91] S. Taccheo, "Amplitude noise and timing jitter of pulses generated by supercontinuum spectrum-slicing for data-regeneration and TDM/WDM applications," *Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC)*, WP2 (2001).
- [92] S. Taccheo and P. Vavassori, "Dispersion-flattened fiber for efficient supercontinuum generation," *Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC)*, ThY5 (2002).
- [93] S. Taccheo and K. Ennser "Investigation of amplitude noise and timing jitter of supercontinuum spectrum-sliced pulses," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 8, pp. 1100-1102 (2002).
- [94] S. Taccheo, K. Ennser, D. Forin, G. Tosi-Beleffi, and F. Curti, "Supercontinuum-based devices for telecom applications," *Proc. Optical Intl. Conf. Transparent Optical Networks. (ICTON)*, Mo.C1.2 (2006).
- [95] H. Sotobayashi and K. Kitayama, "325 nm bandwidth supercontinuum generation at 10 Gbit/s using dispersion-flattened and non-decreasing normal dispersion fibre with pulse compression technique," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 13, pp.1336-1337 (1998).
- [96] H. Sotobayashi and K. Kitayama, "Broadcast-and-select OCDM/WDM network using 10 Gbit/s spectrum-sliced supercontinuum BPSK pulse code sequences," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 22, pp. 1966-1967 (1999).
- [97] H. Sotobayashi, K. Kitayama, and W. Chujo, "40 Gbit/s photonic packet compression and decompression by supercontinuum generation," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 2, pp. 110-111 (2001).
- [98] H. Sotobayashi, W. Chujo, and K. Kitayama, "1.52 Tbit/s OCDM/WDM (4 OCDM \times 19 WDM \times 20 Gbit/s) transmission experiment," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 11, pp. 700-701 (2001).
- [99] H. Sotobayashi, W. Chujo, and K. Kitayama, "Photonic gateway: multiplexing format conversions of OCDM-to-WDM and WDM-to-OCDM at 40 Gb/s (4 \times 10 Gb/s)," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 20, no. 12, pp. 2022-2028 (2002).
- [100] H. Sotobayashi, W. Chujo, and K. Kitayama, "Photonic gateway: TDM-to-WDM-to-TDM conversion and reconversion at 40 Gbit/s (4 channels \times 10 Gbits/s)," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 11, pp. 2810-2816 (2002).

- [101] H. Sotobayashi, W. Chujo, and K. Kitayama, "Transparent virtual optical code/wavelength path network," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, no. 3, pp. 699-704 (2002).
- [102] I. Andonovic, H. Sotobayashi, N. Wada, and K. Kitayama, "Experimental demonstration of the (de) coding of hybrid phase and frequency codes using a pseudolocal oscillator for optical code division multiplexing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 6, pp. 887-889, (1998).
- [103] T. Hamanaka, X. Wang, N. Wada, A. Nishiki, and K. Kitayama, "Ten-user truly asynchronous gigabit OCDMA transmission experiment with a 511-chip SSFBG en/decoder," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 1, pp. 95-102 (2006).
- [104] N. Wada, H. Sotobayashi, and K. Kitayama, "2.5 Gbit/s time-spread/wavelength-hop optical code division multiplexing using fibre Bragg grating with supercontinuum light source," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 9, pp. 815-817 (2000).
- [105] M. Nakazawa, K. Tamura, H. Kubota, and E. Yoshida, "Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications," *Optical Fiber Technol.*, vol. 12, no. 2, pp. 122-147 (2005).
- [106] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* vol. 21, no. 19, pp. 1547-1549 (1996).
- [107] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata," *Opt. Lett.* vol. 22, no. 7, pp. 484-485 (1997).
- [108] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (4th ed.), Academic Press (2007).
- [109] J. C. Knight, "Photonic crystal fibres," *Nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 847-851 (2003).
- [110] P. St. J. Russell, "Photonic crystal fibres," *Science*, vol. 299, no. 5605, pp. 358-362 (2003).
- [111] P. St. J. Russell, "Photonic-crystal fibers," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 12, pp. 4729-4749 (2006).
- [112] W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T.-P. M. Man, and P. St. J. Russell, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 9, pp. 2148-2155 (2002).
- [113] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, "Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 4, pp. 753-764 (2002).
- [114] J. Price, W. Belardi, T. Monroe, A. Malinowski, A. Piper, and D. Richardson, "Soliton transmission and supercontinuum generation in holey fiber, using a diode pumped Ytterbium fiber source," *Opt. Express*, vol. 10, no. 8, pp. 382-387 (2002).

- [115] T. Yamamoto, H. Kubota, S. Kawanishi, M. Tanaka, and S. Yamaguchi, "Supercontinuum generation at 1.55 μm in a dispersion-flattened polarization-maintaining photonic crystal fiber," *Opt. Express*, vol. 11, no. 13, pp. 1537-1540 (2003).
- [116] N. Nishizawa, "Generation and application of high-quality supercontinuum sources," *Optical Fiber Technol.*, vol. 18, no. 5, pp. 394-402 (2012).
- [117] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, no. 4, pp. 1135-1184 (2006).
- [118] T. Morioka, "Supercontinuum lightwave optical sources for large capacity transmission," *Proc. European Conf. on Optical Communication (ECOC)*, Th.A.1.2, pp. 821-828 (1995).
- [119] A. Kudlinski, G. Bouwmans, M. Douay, M. Taki, and A. Mussot, "Dispersion-engineered photonic crystal fibers for CW-Pumped supercontinuum sources," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 27, no. 11, pp. 1556-1564 (2009).
- [120] A. K. Abeeluck and C. Headley, "Continuous-wave pumping in the anomalous-and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation," *Opt. Lett.* vol. 30, no. 1, pp. 61-63 (2005).
- [121] P.-A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly, and P. Nérin, "White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system," *Opt. Express*, vol. 12, no. 19, pp. 4366-4371 (2004).
- [122] M. Prabhu, A. Taniguchi, S. Hirose, J. Lu, M. Musha, and K. Ueda, "Supercontinuum generation using Raman fiber laser," *Appl. Phys. B*, vol. 77, no. 2-3, pp. 205-210 (2003).
- [123] J. Kang and R. Posey, Jr, "Demonstration of supercontinuum generation in a long-cavity fiber ring laser," *Opt. Lett.* vol. 23, no. 17, pp. 1375-1377 (1998).
- [124] C. X. Yu, H. A. Haus, E. P. Ippen, W. S. Wong, and A. Sysoliatin, "Gigahertz-repetition-rate mode-locked fiber laser for continuum generation," *Opt. Lett.* vol. 25, no. 19, pp. 1418-1420 (2000).
- [125] P. L. François, "Nonlinear propagation of ultrashort pulses in optical fibers: total field formulation in the frequency domain," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, no. 2, pp. 276-293 (1991).
- [126] A. Yariv, *Quantum Electronics* (3rd ed.), John Wiley & Sons, Inc. (1989).
- [127] B. Gross and J. T. Manassah, "The spectral distribution and the frequency shift of the supercontinuum," *Phys. Lett. A*, vol. 160, no. 3, pp. 261-270 (1991).
- [128] C. Headley III and G. P. Agrawal, "Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, no. 10, pp. 2170-2177 (1996).

- [129] R. H. Stolen and E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, no. 6, pp. 276-278, March (1973).
- [130] R. H. Stolen, C. Lee, and R. K. Jain, "Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 1, no. 4, pp. 652-657 (1984).
- [131] 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*, vol. 6, no. 6, pp. 1159-1166 (1989).
- [132] K. Mori, H. Takara, and S. Kawanishi, "Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, no. 12, pp. 1780-1792 (2001).
- [133] W. Jin, W. Xu, Z. Chen, Y. Xu, B. Yu, H. Cui, and S. Liu, "Effect of frequency chirping on supercontinuum generation in dispersion flattened and dispersion decreasing fiber," *Phys. Lett. A*, vol. 333, no. 5, pp. 415-419 (2004).
- [134] L. Coen, *Time-Frequency Analysis*, Prentice Hall PTR Englewood Cliffs, NJ: (1995).
- [135] K. Mori, T. Morioka, and M. Saruwatari, "Ultrawide spectral range group-velocity dispersion measurement utilizing supercontinuum in an optical fiber pumped by a 1.5 μm compact laser source," *IEEE Trans. Instrumentation and Measurement*, vol. 44, no. 3, pp. 712-715 (1995).
- [136] K. Mori, T. Morioka, and M. Saruwatari, "Group velocity dispersion measurement using supercontinuum picosecond pulses generated in an optical fibre," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 11, pp. 987-989 (1993).
- [137] K. Tajima, "Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 1, pp. 54-56 (1989).
- [138] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and S. V. Chernikov, "Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 18, pp. 1008-1010 (1989).
- [139] S. V. Chernikov and P. V. Mamyshev, "Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, no. 8, pp. 1633-1641 (1991).
- [140] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, and R. I. MacDonald, "CW three-wave mixing in single-mode optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 3, no. 7, pp. 1018-1024 (1978).
- [141] C. Pask and A. Vatarescu, "Spectral approach to pulse propagation in a dispersive nonlinear medium," *J. Appl. Phys.*, vol. 3, no. 7, pp. 5098-5106 (1986).

- [142] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, "Ultrashort-pulse propagation in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 19, pp. 1076-1078 (1990).
- [143] K. J. Blow and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-25, no. 12, pp. 2665-2673 (1989).
- [144] N. Karasawa, S. Nakamura, N. Nakagawa, M. Shibata, R. Morita, H. Shigekawa, and M. Yamashita, "Comparison between theory and experiment of nonlinear propagation for a-few-cycle and ultrabroad-band optical pulses in a fused-silica fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-37, no. 3, pp. 398-404 (2001).
- [145] B. Kibler, J. M. Dudley, and S. Coen, "Supercontinuum generation and nonlinear pulse propagation in photonic crystal fiber: influence of the frequency-dependent effective mode area," *Appl. Phys. B*, vol. 81, no. 2-3, pp. 337-342 (2005).
- [146] K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari, and T. Morioka, "Flatly broadened supercontinuum spectrum generated in a dispersion decreasing fibre with convex dispersion profile," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 21, pp. 1806-1808 (1997).
- [147] K. Nakajima, M. Ohashi, and M. Tateda, "Chromatic dispersion distribution measurement along a single-mode optical fiber," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 7, pp. 1095-1101 (1997).
- [148] 森, 盛岡, 川西, "光ファイバ中の supercontinuum の発生機構," *電子情報通信学会技術研究報告*, OCS97-48, pp. 55-59 (1997).
- [149] J. W. Lou, T. J. Xia, O. Boyraz, C.-X. Shi, G. A. Nowak, and M. N. Islam, "Broader and flatter supercontinuum spectra in dispersion tailored fibers," *Proc. Optical Fiber Communicaton Conf. (OFC)*, TuH6, pp. 32-34 (1997).
- [150] T. Okuno, M. Ohnishi, M. Nishimura, and M. Mogi, "Study on optical fibers suitable for generating supercontinuum pulses with high efficiency," *Proc. Australian Conf. on Optical Fiber Technology (ACOFT)*, pp. 121-124 (1996).
- [151] T. Okuno, M. Onishi, and M. Nishimura, "Dispersion-flattened and decreasing fiber for ultra-broadband supercontinuum generation," *Proc. European Conf. on Optical Communication (ECOC)*, Postdeadline Papers pp. 77-80 (1997).
- [152] T. Okuno, M. Onishi, and M. Nishimura, "Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 1, pp. 26-37 (1998).
- [153] T. Okuno, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa, and M. Nishimura, "Silica-based functional fibers with enhanced nonlinearity and their applications," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. QE-5, no. 5, pp. 1385-1391 (1999).

- [154] 多久島, 菊池, “正常分散領域におけるスーパーコンティニューム発生の解析,” 1997年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-4-4, p. 250 (1997).
- [155] ITU-T Recommendation G.652, “Characteristics of a single-mode optical fibre and cable,” Geneva, June (2000).
- [156] E. A. Golovchenko, E. M. Dianov, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, “Decay of optical solitons,” JETP Lett., vol. 42, no. 2 pp. 87-91 (1985).
- [157] D. Grischkowsky and A. C. Balant, “Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping,” Appl. Phys. Lett., vol. 41, no. 1, pp. 1-3, July (1982).
- [158] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, “Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers,” J. Opt. Soc. Am. B, vol. 1, no. 2, pp. 139-149 (1984).
- [159] M. Monerie, “Propagation in doubly clad single-mode fibers,” IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, pp. 535-542 (1986).
- [160] P. L. François, “Zero dispersion in attenuation optimized doubly clad fibers,” IEEE J. Lightwave Technol., vol. LT-1, pp. 26-37 (1983).
- [161] L. G. Cohen and W. L. Mammel, “Low-loss quadruple-clad single-mode lightguides with dispersion below 2 ps/km nm over the 1.28 μm -1.65 μm wavelength range,” Electron. Lett., vol. 18, no. 24, pp.1023-1024 (1982).
- [162] R. H. Stolen and C. Lin, “Self-phase-modulation in silica optical fibers,” Phys. Rev. A, vol. 17, no. 4, pp. 1448-1453 (1978).
- [163] K. Mori, H. Takara, and S. Kawanishi, “Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber: erratum,” J. Opt. Soc. Am. B, vol. 32, no. 6, pp. 1174-1175 (2015).
- [164] N. S. Bergano, F. W. Kerfoot, and C. R. Davidson, “Margin measurements in optical amplifier system,” IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 5, no. 3, pp. 304-306 (1993).
- [165] K. Mori, H. Takara, and S. Kawanishi, “The effect of pump fluctuation in supercontinuum pulse generation,” Proc. Nonlinear Guided Waves, and their Applications (NGWA), NFC5 (1998).
- [166] A. Ferrari, G. Ghislotti, S. Balsamo, and G. Troiano, “Wavelength-locking and coherence-collapsed operation of multimode semiconductor lasers induced by external injection,” IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 15, no. 8, pp. 1041-1043 (2003).
- [167] N. Schunk and K. Peterman, “Noise analysis of injection-locked semiconductor injection lasers,” IEEE J. Quantum Electron., vol-QE. 22, no. 5, pp. 642-650 (1986).

- [168] K. Mori and K. Sato, "Supercontinuum lightwave generation employing mode-locked laser diode with injection locking for a highly coherent optical multicarrier source," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 480-482 (2005).
- [169] K. Sato, I. Kotaka, Y. Kondo, and M. Yamamoto, "Actively mode-locked strained-InGaAsP multi-quantum-well lasers integrated with electroabsorption modulators and distributed Bragg reflectors," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 2, no. 3, pp. 557-565 (1996).
- [170] T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum," *Electron. Lett.*, vol. 16, no. 16, pp. 630-631 (1980).
- [171] K. Mori, "Supercontinuum lightwave source employing Fabry-Perot filter for generating optical carriers with high signal-to-noise ratio," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 17, pp. 975-976 (2005).
- [172] K. Mori, T. Morioka, A. Takada, and E. Yamazaki, "Frequency-controlled supercontinuum lightwave source applied to optical measurements with high frequency accuracy," *NIST Special Publication 988, Technical Digest: Symposium on Optical Fiber Measurements (SOFM)*, pp. 75-78 (2002).
- [173] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, "Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber," *Opt. Lett.* vol. 26, no. 9, pp. 608-610 (2001).
- [174] K. Tamura and M. Nakazawa, "Submicrometer axial resolution optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 20, pp. 1800-1802 (2002).
- [175] G. Humbert, W. J. Wadsworth, S. G. Leon-Saval, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. 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*, vol. 14, no. 4, pp. 1596-1603 (2006).
- [176] H. Kubota, K. Tamura, and M. Nakazawa, "Analyses of coherence-maintained ultrashort optical pulse trains and supercontinuum generation in the presence of soliton-amplified spontaneous-emission interaction," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, no. 12, pp. 2223-2232 (2001).
- [177] M. Nakazawa, K. Tamura, H. Kubota, and E. Yoshida, "Coherence degradation in the process of supercontinuum generation in an optical fiber," *Optical Fiber Technol.*, vol. 4, pp. 215-223 (1998).
- [178] M. Nakazawa, K. Tamura, and H. Kubota, "Random evolution, and coherence degradation of a high-order optical soliton train in the presence of noise," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 5, pp. 318-320 (1999).
- [179] M. Teshima, K. Sato, and M. Koga, "Experimental investigation of injection locking of fundamental and subharmonic frequency-modulated active mode-locking laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, no. 9, pp. 1588-1596 (1998)

- [180] R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, "Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 11, pp. 2264-2267 (2000).
- [181] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, Th. Udem, and T. W. Hänsch, "Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 22, pp. 5102-5105 (2000).
- [182] Th. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, and W. Theodor, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, no. 6877, pp. 233-237 (2002).
- [183] IEC Technical Specification 62129-3, "Calibration of wavelength/optical frequency measurement instruments - Part 3: Optical frequency meters using optical frequency combs," February (2014).
- [184] J. Jiang, A. Onae, H. Matsumoto, and F.-L. Hong, "Frequency measurement of acetylene-stabilized lasers using a femtosecond optical comb without carrier-envelope offset frequency control," *Opt. Express*, vol. 13, no. 6, pp. 1958-1965 (2005).
- [185] Optical Internetworking Forum, Integrable Tunable Laser Assembly Multi Source Agreement OIF-ITLA-MSA-01.2 June (2008).
- [186] K. Mori, "Stabilisation of optical frequency of modelocked laser diode with Fabry-Perot filter for supercontinuum-based optical ITU grid," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 328-329 (2005).
- [187] K. Mori, K. Sato, H. Takara, and T. Ohara, "Supercontinuum lightwave source generating 50 GHz spaced optical ITU grid seamlessly over S-, C-and L-bands," *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 6, pp. 544-546 (2003).
- [188] 森, "チャープ制御による高効率かつ平坦性の高いスーパーコンティニウム光の発生," 電子情報通信学会技術研究報告, OCS2013-117, pp. 93-96 (2014).
- [189] K. Mori, K. Suzuki, and N. Ooba, "Femtosecond optical pulse generation employing a supercontinuum lightwave source and a tunable dispersion compensator based on arrayed-waveguide gratings and liquid crystal on silicon," *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics/ Pacific Rim (CLEOPR)*, TuF1-4 (2009).
- [190] T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Pulse-width tunable, self-frequency conversion of short optical pulses over 200 nm based on supercontinuum generation," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 23, pp. 1960-1962 (1994).
- [191] R. Calvani, R. Caponi, C. Naddeo, and D. Roccatò, "Subpicosecond pulses at 2.5 GHz from filtered supercontinuum in a fibre pumped by a chirp compensated gain-switched DFB laser," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 19, pp. 1685-1686 (1995).

- [192] T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari, "More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibers," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 10, pp. 862-864 (1993).
- [193] S. Kawanishi, H. Takara, T. Morioka, O. Kamatani, K. Takiguchi, T. Kitoh, and M. Saruwatari, "Single channel 400 Gbit/s time-division-multiplexed transmission of 0.98 ps pulses over 40 km employing dispersion slope compensation," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 10, pp. 916-918 (1996).
- [194] T. Ohara, H. Takara, I. Shake, K. Mori, S. Kawanishi, S. Mino, T. Yamada, M. Ishii, T. Kitoh, T. Kitagawa, K.R. Parameswaran, and M.M. Fejer, "160-Gb/s optical-time-division multiplexing with PPLN hybrid integrated planar lightwave circuit," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 2, pp. 302-304 (2003).
- [195] T. Ohara, H. Takara, I. Shake, K. Mori, K. Sato, S. Kawanishi, S. Mino, T. Yamada, M. Ishii, I. Ogawa, T. Kitoh, K. Magari, M. Okamoto, J.R. Kurz, K.R. Parameswaran, and M.M. Fejer "160-Gb/s OTDM transmission using integrated all-optical MUX/DEMUX with all-channel modulation and demultiplexing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 650-652 (2004).
- [196] T. Morioka, S. Kawanishi, H. Takara, K. Mori, and M. Saruwatari, "Multiple-output, 100 Gbit/s all-optical demultiplexer based on multi-channel four-wave mixing by a linearly-chirped rectangular pump pulse," *Proc. European Conf. on Optical Communication (ECOC)*, vol. 1, pp. 125-128 (1994).
- [197] K. Uchiyama, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Multiple-channel output all-optical OTDM demultiplexer using XPM-induced chirp compensation (MOXIC)," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 6, pp. 575-576 (1998).
- [198] K. Uchiyama, H. Takara, K. Mori, and T. Morioka, "160 Gbit/s all-optical time-division demultiplexing utilising modified multiple-output OTDM demultiplexer (MOXIC)," *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 20, pp. 1190-1191 (2002).
- [199] I. Shake, H. Takara, K. Uchiyama, I. Ogawa, T. Kitoh, T. Kitagawa, M. Okamoto, K. Magari, Y. Suzuki, and T. Morioka, "160 Gbit/s full optical time-division demultiplexing using FWM of SOA-array integrated on PLC," *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 1, pp. 37-38 (2002).
- [200] O. Kamatani, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Prescaled 6.3 GHz clock recovery from 50 Gbit/s TDM optical signal with 50 GHz PLL using four-wave mixing in a travelling-wave laser diode optical amplifier," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 10, pp. 807-809 (1994).
- [201] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Picosecond spectroscopy using the inverse Raman effect," *Chem. Phys. Lett.* vol. 8, Issue 6, pp. 631-633 (1971).

- [202] 森, “新しい製膜方法による超広帯域波長可変光フィルタ,” 2008年電子情報通信学会総合大会, B-10-82, p. 365 (2008).
- [203] H. Takara, S. Kawanishi, T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari, “100 Gbit/s optical waveform measurement with 0.6 ps resolution optical sampling using subpicosecond supercontinuum pulses,” *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 14, pp. 1152-1153 (1994).
- [204] H. Takara, S. Kawanishi, A. Yokoo, S. Tomaru, T. Kitoh, and M. Saruwatari, “100 Gbit/s optical signal eye-diagram measurement with optical sampling using organic nonlinear optical crystal,” *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 24, pp. 2256-2258 (1996).
- [205] C. Schmidt, F. Futami, S. Watanabe, T. Yamamoto, C. Schubert, J. Berger, M. Kroh, H.-J. Ehrke, E. Dietrich, C. Börner, R. Ludwig, and H. G. Weber, “Complete optical sampling system with broad gap-free spectral range for 160 Gbit/s and 320 Gbit/s and its application in a transmission system,” *Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC)*, ThU1 (2002).
- [206] A. Mizutori, Y. Nishizato, K. Mori, T. Yamamoto, K. Suzuki, A. Takada, and M. Koga, “Laser diode optical frequency stabilisation technique on ITU-T frequency grid employing modulated sideband light,” *Electron. Lett.*, vol. 45, no. 13, pp. 683-684 (2009).
- [207] 森、高田、古賀、高良, “Supercontinuum 光源を用いた高精度光周波数計測技術,” 電子情報通信学会技術研究報告, MWP08-22, pp. 27-30 (2008).
- [208] Z. He, H. Takahashi, and K. Hotate, “Optical coherence-domain reflectometry by use of optical frequency comb,” *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, CFH4 (2010).
- [209] H. Takahashi, Z. He, and K. Hotate, “Optical coherence domain reflectometry by use of optical frequency comb with arbitrary-waveform phase modulation,” *Proc. European Conf. on Optical Communication (ECOC)*, Tu.3.F.4, pp. 4.7-4.10 (2010).
- [210] L. G. Cohen, “Comparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques,” *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. LT-3, no. 5, pp. 958-966 (1985).
- [211] 菊池, “スーパーコンティニュームパルスによるスペクトル干渉を用いた分散測定,” 1999年電子情報通信学会総合大会, C-3-33, p.187 (1999).
- [212] “Recommended values of standard frequencies for applications including the practical realization of the metre and secondary representations of the second, Acetylene ($\lambda \approx 1.54\mu\text{m}$),” http://www.bipm.org/utis/common/pdf/mep/M-e-P_13C2H2_1.54.pdf, October 2007.
- [213] NIST Special Publication 260-146, “Carbon monoxide absorption references for 1560 nm to 1630 nm wavelength calibration - SRM 2514($^{12}\text{C}^{16}\text{O}$) and SRM 2515($^{13}\text{C}^{16}\text{O}$).”

謝辞

本論文は東京大学大学院 工学系研究科 菊池和朗 教授の懇切なご指導のもとに執筆されました。また、東京大学 先端科学技術研究センター 山下真司 教授、玉川大学 量子情報科学研究所 二見史生 教授、東京大学大学院 工学系研究科 小関泰之 准教授、同 種村拓夫 准教授には当該分野の専門家としての忌憚のない議論を通して、貴重かつ本質的なご指摘・ご意見を頂きました。ここに深甚なる謝意を表するものであります。

本研究は日本電信電話株式会社 NTT 未来ねっと研究所（旧伝送システム研究所、光ネットワークシステム研究所）における研究成果をまとめたものです。1991 年末、単一モード光ファイバを非線形媒質として用いた光スイッチングの実験中に偶然この現象に遭遇したのが研究の発端でした。直ちに当時の本務であった光論理回路の研究をほとんど放置して取り組みました。猿渡正俊 元 NTT 光ネットワークシステム研究所 超高速光制御グループリーダーには本研究の最初期から厳しくも暖かくご指導いただきました。ここに深く感謝申し上げます。

本論文でも述べたように、通信用 SC 光源の研究開発は盛岡敏夫 デンマーク工科大学教授（元 NTT 未来ねっと研究所）らによる研究を嚆矢として始まりました。折しもこの時期は、萩本和男 NTT エレクトロニクス 代表取締役社長（元 NTT 先端技術総合研究所 所長）が推進した Er 添加ファイバ光増幅技術およびそれをを用いた超大容量光伝送システム開発の真っ最中でした。当該技術が SC 光源の研究開発の開始および推進にとって不可欠だったことは言うまでもありません。SC 光源技術の応用・展開は、NTT 横須賀、茨城および厚木研究開発センタにまたがる非常に多くの方々の密な協力により推進されました：佐藤健一 名古屋大学教授（元 NTT 未来ねっと研究所）、伊藤弘樹 NTT エレクトロニクス 技術開発統括センタ 第一開発部部长（元 NTT フォトニクス研究所）、川西悟基 合同会社フォトニッククリスタル研究所 代表社員（元 NTT 未来ねっと研究所）、古賀正文 大分大学教授（元 NTT 未来ねっと研究所）、増田浩次 島根大学教授（元 NTT 未来ねっと研究所）、宮本裕 NTT 未来ねっと研究所 上席特別研究員、高橋浩 上智大学教授（元 NTT フォトニクス研究所）、清水直文 NTT 先端集積デバイス研究所 主任研究員、井上靖之 NTT エレクトロニクス フォトニックコンポーネント事業本部 副ユニット長（元 NTT フォトニクス研究所）、森淳 NTT 先端技術総合研究所 主幹研究員、阿部淳 NTT 先端集積デバイス研究所 主任研究員、柴田知尋 NTT エレクトロニクス フォトニックコンポーネント事業本部 プロセス部門長（元 NTT フォトニクス研究所）、神徳正樹 NTT デバイスイノベーションセンタ ディレクタ、山田英一 NTT デバイスイノベーションセンタ 主任研究員、内山健太郎 NTT エレクトロニクス ブロードバンドシステム・デバイス事業本部 主事（元 NTT 未来ねっと研究所）、社家一平 日本電信電話株式会社 研究企画部門 担当部長（元 NTT 未来ねっと研究所）、大原拓也 東日本電信電話株式会社 高度化推進部 担当課長（元 NTT 未来ねっと研究所）。この場を借りて、これらの方々に深い敬意と感謝を表するものであります。特に、高良秀彦 NTT 未来ねっと研究所 主任研究員によるモード同期 Er 添加ファイバリングレーザお

よび佐藤憲史 沼津工業高等専門学校教授（元 NTT 未来ねっと研究所）によるモード同期半導体レーザへの貢献がもしなかったならば、本研究における主要な実験的検討は全く推進できなかったでしょう。

1994年に発見された平坦なSC光スペクトルを発生する分散減少・凸型分散ファイバは、SC光発生用に試作した分散フラットファイバの中から全く偶然に見出されました。このSCファイバの設計・試作を通して、古河電工株式会社ファイテルフォトンクス研究所 情報通信ソリューション統括部門 小倉邦男氏、八木健 コア技術融合研究所 ポリマー技術チーム長、荒井慎一 情報通信・エネルギー研究所 光線路開発グループ 主査、小澤章一 生産技術本部 品質管理推進室 主査、情報通信・エネルギー研究所 杉崎隆一 光線路開発グループマネージャーには感謝し尽くせないほどのご助力を賜りました。

また、SC光源およびモード同期半導体レーザへの試作・製品化に際してはNTTエレクトロニクス株式会社 中原基博 元常務取締役 フォトニクス事業本部長、竹内博昭 フォトニックコンポーネント事業本部 クライアント系製品部部長、相澤茂樹 ブロードバンドシステム・デバイス事業本部 主事、吉田英二 ブロードバンドシステム・デバイス事業本部 プロジェクトリーダーの全面的なご協力に支えられました。

本論文でも紹介したように、分散一定・正常分散ファイバを用いたSC光発生は東京大学 菊池教授を中心とするグループにより開始・推進されました。特に当グループの多久島裕一 元准教授とは研究当初から非常に有益な議論を交わせたことは忘れ得ません。

他の多くの研究と同様で、本研究の道程も平坦ではありませんでした。困難に際して惜しみないご支援・激励を賜った小林郁太郎 東京大学名誉教授（元 NTT 未来ねっと研究所 テラビットシステム研究部長）石尾秀樹 元NTT伝送システム研究所 光通信研究部長、河内正夫 元NTT先端技術総合研究所所長、西成人 NTTエレクトロニクス株式会社 技術開発統括センタ 主事（元 NTT 未来ねっと研究所）、山林由明 千歳科学技術大学教授（元 NTT 未来ねっと研究所）、高田篤 徳島大学教授（元 NTT 未来ねっと研究所）、川村龍太郎 NTT 未来ねっと研究所 所長、高橋哲夫 NTT デバイスイノベーションセンタ ディレクタ、富澤将人 NTT 未来ねっと研究所 フォトニックトランスポートネットワーク研究部長、今宿互 NTT 未来ねっと研究所 主幹研究員、日本オプネクスト株式会社 田村公一氏（元 NTT 未来ねっと研究所）の皆様には心より感謝を表すものであります。

特に、NTT 未来ねっと研究所 光処理方式研究グループ 福德光師グループリーダーはじめメンバー各位には、本論文の執筆にあたって多くの時間を割くことを許して頂いたことをここに深く感謝いたします。

最後に、本論文の執筆にあたり支え励まし続けてくれた家族、由紀子、遥奈、雅量に心より感謝いたします。

発表論文リスト

本論文に関する発表文献

原著論文およびレター（主著）

1. K. Mori, T. Morioka, and M. Saruwatari, "Group velocity dispersion measurement using supercontinuum picosecond pulses generated in an optical fibre," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 11, pp. 987-989 (1993).
2. K. Mori, T. Morioka, and M. Saruwatari, "Ultrawide spectral range group-velocity dispersion measurement utilizing supercontinuum in an optical fiber pumped by a 1.5 μm compact laser source," *IEEE Trans. Instrumentation and Measurement*, vol. 44, no. 3, pp. 712-715 (1995).
3. K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari, and T. Morioka, "Flatly broadened supercontinuum spectrum generated in a dispersion decreasing fibre with convex dispersion profile," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 21, pp. 1806-1808 (1997).
4. K. Mori, H. Takara, and S. Kawanishi, "Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, no. 12, pp. 1780-1792 (2001).
5. K. Mori, K. Sato, H. Takara, and T. Ohara, "Supercontinuum lightwave source generating 50 GHz spaced optical ITU grid seamlessly over S-, C-and L-bands," *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 6, pp. 544-546 (2003).
6. K. Mori, "Stabilisation of optical frequency of modelocked laser diode with Fabry-Perot filter for supercontinuum-based optical ITU grid," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 6, pp. 328-329 (2005).
7. K. Mori and K. Sato, "Supercontinuum lightwave generation employing mode-locked laser diode with injection locking for a highly coherent optical multicarrier source," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 480-482 (2005).
8. K. Mori, "Supercontinuum lightwave source employing Fabry-Perot filter for generating optical carriers with high signal-to-noise ratio," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 17, pp. 975-976 (2005).
9. K. Mori, H. Takara, and S. Kawanishi, "Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber: erratum," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 32, no. 6, pp. 1174-1175 (2015).

原著論文およびレター（共著）

1. S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake, and K. Mori, "3 Tbit/s (160 Gbit/s \times 19 channel) optical TDM and WDM transmission experiment," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 10, pp. 826-827 (1999).
2. H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, Y. Inoue, T. Shibata, M. Abe, T. Morioka, and K.-I. Sato, "More than 1000 channel optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5 GHz channel spacing," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 25, pp. 2089-2090 (2000).
3. H. Takara, H. Masuda, K. Mori, K. Sato, Y. Inoue, T. Ohara, A. Mori, M. Kohtoku, Y. Miyamoto, T. Morioka, and S. Kawanishi, "124 nm seamless bandwidth, 313 \times 10 Gbit/s DWDM transmission," *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 4, pp. 382-383 (2003).

国際会議（主著）

1. K. Mori, T. Morioka, H. Takara, and M. Saruwatari, "Continuously tunable optical pulse generation utilizing supercontinuum in an optical fiber pumped by an amplified gain-switched LD pulses," *Proc. Optical Amplifiers, and their Applications (OAA)*, MD11 (1993).
2. K. Mori, T. Morioka, and M. Saruwatari, "Ultra-wide spectral range group velocity dispersion measurement of single-mode fibers using LD-pumped supercontinuum in an optical fiber," *Proc. Instrumentation and Measurement Technol. Conf., 1994 (IMTC'94)*, THAM9-4, vol. 2, pp. 1036-1039 (1994).
3. K. Mori, T. Morioka, J. M. Jacob, and M. Saruwatari, "1.4-1.7 μ m, <2 ps white pulse generation for multiwavelength pulse source using supercontinuum in a single-mode optical fiber," *Proc. Conf. Precision Electromagnetic Measurements (CPEM'94)*, FR2A-3 (1994).
4. K. Mori, H. Takara, and S. Kawanishi, "The effect of pump fluctuation in supercontinuum pulse generation," *Proc. Nonlinear Guided Waves, and their Applications (NGWA)*, NFC5 (1998).
5. K. Mori, H. Takara, and T. Morioka, "(Invited) Generation and applications of supercontinuum in optical fibers," *Proc. Lasers and Electro-Optics Society, 2001. LEOS 2001. The 14th Annual Meeting of the IEEE, ThG1* (2001).
6. K. Mori, T. Morioka, A. Takada, and E. Yamazaki, "Frequency-controlled supercontinuum lightwave source applied to optical measurements with high frequency accuracy," *NIST Special Publication 988, Technical Digest: Symposium on Optical Fiber Measurements*, pp. 75-78 (2002).

7. K. Mori, H. Takara, and T. Morioka, "(Invited) Supercontinuum lightwave sources for photonic networks," Proc. Optoelectronics and Communication Conf. (OECC), 16E3-2 (2003).
8. K. Mori and K. Sato, "Supercontinuum lightwave generation employing mode-locked laser diode with injection locking for a highly coherent optical multicarrier source," Proc. European Conf. on Optical Communication (ECOC), Tu1.5.6 (2004).
9. K. Mori, K. Suzuki, and N. Ooba, "Femtosecond optical pulse generation employing a supercontinuum lightwave source and a tunable dispersion compensator based on arrayed-waveguide gratings and liquid crystal on silicon," Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics/ Pacific Rim (CLEOPR), TuF1-4 (2009).

国際会議 (共著)

1. S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake, and K. Mori, "3 Tbit/s (160 Gbit/s \times 19 channel) OTDM-WDM transmission experiment," Proc. Optical Fiber Communication Conf. (OFC), PDP1 (1999).

国内会議

1. 森, 盛岡, 猿渡, "光ファイバ中の零分散付近における supercontinuum (超広帯域ピコ秒パルスの発生)," 1992年電子情報通信学会秋季大会, C-255, p. 4-277 (1992).
2. 森, 盛岡, 猿渡, "LD 励起 supercontinuum を利用した超広帯域パルス光源," 1993年電子情報通信学会秋季大会, B-920, p. 4-161 (1993).
3. 森, 盛岡, 猿渡, "光ファイバ中の supercontinuum を用いた新しい分散測定法," 1993年春季応用物理学会連合講演会, 30p-Y-13, p. 974 (1993).
4. 森, 盛岡, 猿渡, "光ファイバ中の supercontinuum を用いた分散測定法の検討," 1994年電子情報通信学会春季大会, B-1028, p. 4-94 (1994).
5. 森, 盛岡, 川西, "光ファイバ中の supercontinuum の発生機構," 電子情報通信学会技術研究報告, OCS97-48, pp. 55-59 (1997).
6. 森, 高良, 川西, "Supercontinuum 光発生における雑音発生機構," 1998年電子情報通信学会通信ソサイエティ大会, B-10-151, p. 473 (1998).
7. 森, 盛岡, 川西, "Supercontinuum 超広帯域光源とその応用," 電子情報通信学会技術研究報告, OCS99-68, pp. 25-29 (1999).
8. 森, 高良, "Supercontinuum 光源技術とその光通信システムへの応用," 電子情報通信学会技術研究報告, OCS2002-80, pp. 35-40 (2002).

9. 森, “単一モードファイバ中の supercontinuum 光発生とその応用,” 2003 年電子情報通信学会総合大会, SC-4-5, pp. S65-S66 (2003).
10. 森, 佐藤, “注入同期されたモード同期 LD を用いた supercontinuum 光源,” 2004 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-4-18, p. 272 (2004).
11. 森, “Fabry-Perot フィルタを用いたモード同期 LD の光周波数安定化,” 2004 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-4-19, p. 273 (2004).
12. 森, 佐藤, 盛岡, “(招待講演) Supercontinuum 光源による超広帯域マルチキャリア光発生,” 電子情報通信学会技術研究報告, MW2005-46, pp. 17-21 (2005).
13. 森, “新しい製膜方法による超広帯域波長可変光フィルタ,” 2008 年電子情報通信学会総合大会, B-10-82, p. 365 (2008).
14. 森, 高田, 古賀, 高良, “Supercontinuum 光源を用いた高確度光周波数計測技術,” 電子情報通信学会技術研究報告, MWP08-22, pp. 27-30 (2008).
15. 森, “チャープ制御による高効率かつ平坦性の高いスーパーコンティニウム光の発生,” 電子情報通信学会技術研究報告, OCS2013-117, pp. 93-96 (2014).

SC 光源に関するその他の発表文献

原著論文およびレター

1. T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari, “More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibers,” *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 10, pp. 862-864 (1993).
2. T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, “Multi-WDM-channel, Gbit/s pulse generation from a single laser source utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 3, pp. 365-368 (1994).
3. T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori, and M. Saruwatari, “Nearly penalty-free, <4 ps supercontinuum Gbit/s pulse generation over 1535-1560 nm,” *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 10, pp. 790-791 (1994).
4. H. Takara, S. Kawanishi, T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari, “100 Gbit/s optical waveform measurement with 0.6 ps resolution optical sampling using subpicosecond supercontinuum pulses,” *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 14, pp. 1152-1153 (1994).
5. T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori, and M. Saruwatari, “Transform-limited, femtosecond WDM pulse generation by spectral filtering of gigahertz supercontinuum,” *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 14, pp. 1166-1167 (1994).

6. T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Pulse-width tunable, self-frequency conversion of short optical pulses over 200 nm based on supercontinuum generation," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 23, pp. 1960-1962 (1994).
7. I. Shake, H. Takara, K. Mori, S. Kawanishi, and Y. Yamabayashi, "Influence of inter-bit four-wave mixing in optical TDM transmission," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 16, pp. 1600-1601 (1998).
8. N. Shimizu, K. Mori, T. Ishibashi, and Y. Yamabayashi, "Quantum efficiency of InP/InGaAs uni-traveling-carrier photodiodes at 1.55-1.7 μm measured using supercontinuum generation in optical fiber," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, pp. 2573-2576 (1999).
9. 高良, 山田, 大原, 森, 佐藤, 井上, 鬼頭, 柴田, 盛岡, "スーパーコンティニウム光源によるマルチ光キャリア発生," *レーザー研究*, vol. 30, no. 1, pp. 33-37 (2002).
10. K. Uchiyama, H. Takara, K. Mori, and T. Morioka, "160 Gbit/s all-optical time-division demultiplexing utilising modified multiple-output OTDM demultiplexer (MOXIC)," *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 20, pp. 1190-1191 (2002).
11. T. Ohara, H. Takara, I. Shake, K. Mori, S. Kawanishi, S. Mino, T. Yamada, M. Ishii, T. Kitoh, T. Kitagawa, K.R. Parameswaran, and M.M. Fejer, "160-Gb/s optical-time-division multiplexing with PPLN hybrid integrated planar lightwave circuit," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 2, pp. 302-304 (2003).
12. T. Ohara, H. Takara, A. Hirano, K. Mori, and S. Kawanishi, "40-Gb/s \times 4-channel all-optical multi-channel limiter utilizing spectrally filtered optical solitons," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 5, pp. 763-765 (2003).
13. T. Ohara, H. Takara, I. Shake, K. Mori, K. Sato, S. Kawanishi, S. Mino, T. Yamada, M. Ishii, I. Ogawa, T. Kitoh, K. Magari, M. Okamoto, J.R. Kurz, K.R. Parameswaran, and M.M. Fejer "160-Gb/s OTDM transmission using integrated all-optical MUX/DEMUX with all-channel modulation and demultiplexing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 650-652 (2004).

国際会議

1. T. Morioka, S. Kawanishi, H. Takara, K. Mori, and M. Saruwatari, "Multiple-output, 100 Gbit/s all-optical demultiplexer based on multi-channel four-wave mixing by a linearly-chirped rectangular pump pulse," *Proc. European Conf. on Optical Communication (ECOC)*, vol. 1, pp. 125-128 (1994).
2. H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, K. Jinguji, Y. Inoue, T. Shibata, T. Morioka, and K-I. Sato "Over 1000 channel optical frequency chain generation from a single supercontinuum

- source with 12.5 GHz channel spacing for DWDM and frequency standards,” Proc. European Conf. on Optical Communication (ECOC), PD3.1 (2000).
3. H. Takara, H. Masuda, K. Mori, K. Sato, Y. Inoue, T. Ohara, A. Mori, M. Kohtoku, Y. Miyamoto, T. Morioka, and S. Kawanishi, “Ultra-wideband tellurite/silica fiber Raman amplifier and supercontinuum lightwave source for 124-nm seamless bandwidth DWDM transmission,” Proc. Optical Fiber Communicaton Conf. (OFC), FB1-1 (2002).
 4. T. Ohara, H. Takara, I. Shake, K. Mori, S. Kawanishi, S. Mino, T. Yamada, M. Ishii, T. Kitoh, T. Kitagawa, K.R. Parameswaran, and M.M. Fejer, “160 Gbit/s optical-time-division multiplexer based on PPLN hybrid integrated planar lightwave circuit,” Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics (CLEO), CPDB3 (2002).
 5. T. Ohara, H. Takara, A. Hirano, K. Mori, and S. Kawanishi, “40 Gbit/s times 4 channel, all-optical multi-channel limiter based on spectrally filtered optical solitons,” Proc. European Conf. on Optical Communication (ECOC), 8.1.4 (2002).