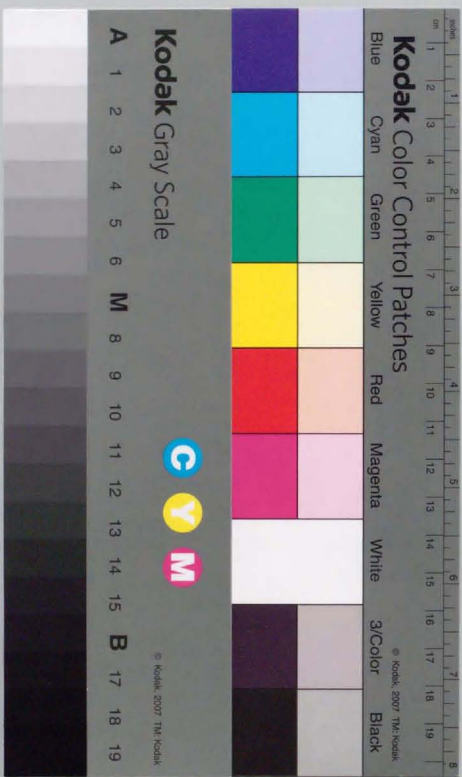


波長多重光ファイバ伝送系における四光波混合の研究

井上 恭



# 波長多重光ファイバ伝送系における四光波混合の研究

井上 恭

## 目次

### 第一章 序論

1.1節 研究の背景--波長多重 (WDM) 伝送--	1
1.2節 本論文の目的	4
1.3節 本論文の概要	5

### 第二章 光ファイバ内四光波混合の発生効率

2.1節 ファイバにおける光非線形性	9
2.1.1 四光波混合を記述する基本式	9
2.1.2 光カー効果	14
2.1.3 四光波混合と光カー効果との比較	17
2.1.4 数値計算手法との比較	20
2.1.5 パラメータの測定	21
2.2節 偏波依存性の解明	23
2.3節 入力光周波数依存性の解明	48
2.3.1 位相整合	48
2.3.2 ゼロ分散波長域からずれている場合	49
2.3.3 ゼロ分散波長域における特性	51
2.3.4 長尺ファイバにおける特性 (分散揺らぎがある場合)	67
2.4節 光増幅中継系における発生効率の解明	80
2.4.1 均一分散ファイバが接続されている場合	81
2.4.2 中継ノードで多重信号光を合分波する場合	87
2.4.3 分散の異なるファイバが接続されている場合	96

### 第三章 四光波混合によるWDM信号劣化メカニズムの解明

3.1節 はじめに	108
3.2節 FSK/直接検波方式におけるパワーペナルティ	109
3.3節 FSK/コヒーレント検波方式におけるパワーペナルティ	128
3.4節 強度変調/直接検波方式におけるパワーペナルティ	134
3.5節 ファイバ内四光波混合により制限されるネットワーク規模の考察	144
3.6節 抑圧法の提案	152

### 第四章 波長変換への応用

4.1節 はじめに	163
4.2節 基本特性	163

4.2.1 基本実験	163
4.2.2 誘導ブリュアン散乱の影響	164
4.2.3 最適ファイバ長の考察	166
4.2.4 変換波長域拡大法の提案・実証	169
4.3節 偏波無依存化構成の提案・実証	174
4.4節 多チャンネル一括変換実験	178
第五章 結論	182
あとがき	184
謝辞	185
発表論文リスト	186

## 第一章 序論

本論文は、波長多重伝送における一課題に関するものである。この章では、本論文への導入として波長多重伝送について述べた後、本論文の位置付けを述べる。

### 1.1節 研究の背景—波長多重 (WDM) 伝送—

#### 1.1.1 経緯

現代社会において、通信技術が重要な要素技術のひとつであることは周知の通りである。情報伝送は電磁波によって行われる。歴史的に言えば、ミリ波、マイクロ波を用いた通信技術が順次開発されてきた。この研究開発の流れの上では、一般に搬送波周波数が高い程、伝送できる情報量も大きい、とされている。搬送波周波数が高ければ、これを少しずつずらして多重伝送する際の多重度を多くとれるためである。

光も電磁波の一種である。しかもその周波数は非常に高い ( $1.5\mu\text{m}$ 帯で約200THz)。そこで、1960年にレーザーが発明されると、その高い周波数に目をつけ、これを通信に応用しようという試みがなされた。それまでの電磁波通信の延長という考え方にに基づき、光周波数多重 (Frequency Division Multiplexing: FDM) 伝送の検討例が見られる[1.1]。しかしながら当時は、伝送媒体、送受信系ともに実用的に十分なデバイスがないため、机上検討のみで本格的な研究へとは発展しなかった。

高い周波数を利用しようという発想がもとであった光通信の研究であるが、その後は別の展開をたどることになる。低損失ファイバが出現すると[1.2]、その伝送媒体としての性質の良さを最大限に利用しよう、という方向で研究が活性化された。同軸ケーブルでは高い変調周波数成分に対しては損失が増大するのであるが、光ファイバの場合、実用上無限大の変調周波数まで低損失となる。この特性は、高速度信号を速くまで伝送するのに都合がよい。さらこの低損失ファイバの出現に加えて、時を同じくして実現された半導体レーザーの室温連続発振も研究活性化の要因となった[1.3]。

研究のガイドラインは、ファイバの低損失性を活かす、ということである。これに沿って、ファイバ損失の理論限界までの低減化、より低損失を求めている  $0.8\mu\text{m}$  から  $1.3\sim 1.5\mu\text{m}$  への使用波長帯の移行、高速伝送時の分散ひずみ低減の為に単一モードファイバや単一モード半導体レーザーの開発、などが進められた。そして現在、日本全国の幹線系では、光ファイバ伝送系が実用システムとして稼働しており、現代の情報化社会に大きく貢献するに至っている。

これまでの研究の流れでは、研究対象は主として1つの光源からの光を1本のファイバに通すシステムであった。しかしながら一部では、同じ伝送路に複数の搬送波光を多重し

て送るという無線伝送の発想を受け継いだ研究もなされている。波長多重 (Wavelength Division Multiplexing: WDM) 伝送というのがそれで、1本のファイバに複数の波長光を多重して通し、より多くの情報を伝えようというものである[1.4]。しかしながら、単一波長伝送の高速化の進展が著しかった、光源の質の悪さ (広いスペクトル幅) や合分波技術の未熟のため多重波長数を多くとれなかった、などの事情により、実用システムとしての実績はあまりない。NTTにおいては、1984年に1.2 $\mu$ mと1.3 $\mu$ mを使った多重システムが実用化された程度である[1.5]。

ところが近年、周辺技術の発達に伴い、だいぶ状況が変わってきた。まずは光源の質が向上してきた。光源のスペクトル幅が狭い、変調スペクトル幅程度 (つまり余分なスペクトル幅があまりない) となり、光源周波数の安定精度も上がってきた。これにより、波長間隔をせばめて多重数を上げられる可能性が出てきた。実はこれは、もともとWDM伝送を目指してなされたことではなく、単一波長伝送の高速化の過程で、分散の影響を低減する為に進められた技術なのだが、WDM伝送にとっても好都合なものとなった。さらには光合分波器等の光回路技術も進展してきた。

ここで、WDM伝送技術の展開を語る上で、コヒーレント光伝送について触れておくなくてはならない。これは1980年代に将来技術として盛んに研究された方式で、基本的には無線伝送でやられていること (ヘテロダインもしくはホモダイン受信) を光でやろうというものである[1.6][1.7]。高感度受信特性による伝送距離の拡大というのが主な目的であったが、一方ももとの無線伝送の流れに立ち返って、高い周波数を活用した高密度多重 (光FDM) を目指した研究も繰り広げられた。結局のところ、光ファイバ増幅器の出現により高受信感度というメリットが失われ、この伝送方式の研究は下火になっていくのだが、この時期に光源の安定化技術、光導波路技術などが大きく進展し、その後のWDM伝送の展開につながるようになる。

以上のように、ハード的にWDM伝送の道具立てが揃ってきた。一方、外部状況として、単一波長伝送技術が成熟してきて新たな技術展開が望まれるようになってきたという事情がある。WDM伝送の場合、大容量化が可能であることに加えて、(a)異なる波長光同士は完全に独立なので、異質なデータ情報でも容易に多重伝送できる、(b)波長情報を利用したノード処理あるいはネットワーク管理ができる、などの特長がある。これらの特長のため、WDM伝送が次世代の光伝送システムの有力候補と見なされるようになってきた。

以上のような状況を背景として、近年WDM伝送の研究が盛んに行なわれるようになってきた。実際、最近(1995年)の光通信関係の主要な国際学会を見ても、多くのセッションがWDM関連の話題で占められている状況である。

## 1.1.2 基本構成と課題

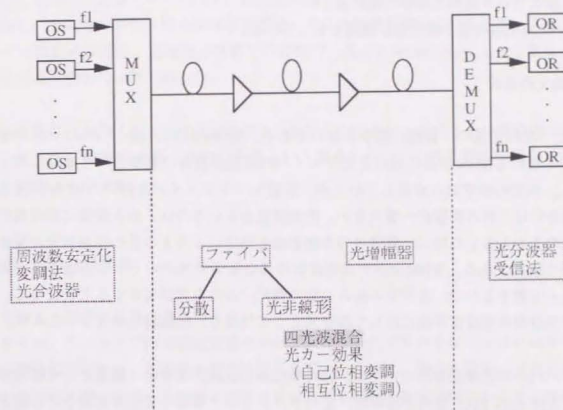


図 1.1.1 WDM伝送系

WDM伝送の基本的な構成例を図1.1.1に示す。送信側では波長の異なる信号光が多重されて光ファイバ伝送路に送り出される。多重信号光は必要に応じて光増幅器によって増幅されつつファイバ伝送路を通過し、受信装置に達する。受信側では、各信号光が波長ごとに分波され、それぞれ電気信号に変換される。このWDM伝送の基本課題は大きく3つに分けられる。ひとつは波長の制御された多重信号光をどう発生させ伝送路に送り出すか、2つ目は多重信号光が伝送経路を通過していく時の特性の解明、3つ目は伝送されてきた多重信号光をどう分波して受信または処理するか、ということである。2つ目の伝送特性についての課題は、さらに光増幅器と光ファイバに関するものに分けられる。例えば、光増幅器については雑音や利得飽和、利得の波長依存性などが問題となる。一方光ファイバに関しては、分散や光非線形性 (四光波混合、光カー効果) などが解決すべき課題となる。光ファイバ関連の課題の中でどれが重要であるかは用いるファイバによって異なる。ファイバの最低損失波長である1.5 $\mu$ m帯の信号光を伝送するものだとすると、分散シフトファ

ファイバの場合、分散の影響は小さい反面、四光波混合の影響が大きい。一方通常分散ファイバだと、四光波混合はほとんど無視できるが、分散による波形歪みが大きな問題となる。光カー効果については、WDM伝送という枠組みでは、他の効果に比べて小さい。(非線形効果の比較については本文の中で触れる。)

以上が、WDM伝送の基本構成及び課題となっている。

## 1.2 節 本論文の目的

本論文は、WDM伝送の一課題に関するものである。具体的には、図1.1.1のハッチで示した部分、すなわちWDM伝送における光ファイバ内四光波混合の影響という課題に取り組んでいる。本文の中で明らかにしていくが、分散シフトファイバを用いたWDM伝送を想定した場合にはこれの影響が一番大きい。四光波混合というのは、ある媒質に周波数の異なる3つの光を入力した時に、媒質中の非線形相互作用により4つ目の周波数光が発生する、という現象である。WDM伝送では周波数の異なる信号光がいくつも多重されて光ファイバ内を伝搬するので、信号光の組み合わせの数だけ新たな光が発生することになる。これらの四光波混合光は信号光に対して雑音光として作用し、伝送特性劣化をもたらす。

光ファイバ内の四光波混合については、1970年代から非線形光学の一項目として研究がなされてきた[1.8]-[1.21]。当時の研究は、光パラメトリック増幅や波長変換などの観点から、Qスイッチレーザなどの高出力パルス光源からの光を数十m程度のファイバに入力するということであった。その後、コヒーレント光伝送と絡んで光FDMが将来の伝送方式として検討され始めると[1.22]-[1.25]、FDM伝送におけるファイバ内四光波混合の影響に関する研究がいくつかなされた[1.26]-[1.30]。ところで、四光波混合をはじめとして一般に光の非線形性は光のパワーレベルが大きい程顕著に現われる。FDM伝送の研究が始まった頃はまだ光増幅器が実用的なデバイスとして登場しておらず、せいぜい1mW程度の入力レベルの信号光が数十kmのファイバを伝送されていた。そのような状況では四光波混合の影響はほとんどない、というのが当時のおおよそ結論であり、この課題についての研究はあまり詳細には行なわれなかった。

ところが、光ファイバ増幅器の出現により事態は一変する。光増幅器の研究自体は1980年代の初め頃から行なわれていたのであるが、1989年のエルビウムファイバ増幅器を用いた長距離伝送実験の報告[1.31]を契機にその実用性が一気にたかまり、今では光ファイバ増幅器を用いた中継伝送がごく当たり前の技術となってきた。光増幅器を用いたシステムでは、高パワーの信号光が長い距離にわたってファイバを伝搬していく。これに伴い、光ファイバの非線形性が顕著に現われるようになり、光伝送における重大な課題として新たにクローズアップされてきた。WDM伝送において問題となる光非線形は四光波混合で

ある。これに関しては、前述のようにいくつかの研究が光増幅器出現以前になされていたが、当時は大して影響はないということであり詳しく研究されてはいなかった。本研究以前に明らかであったことは、同一偏波の多重光が、分散値がある程度 ( $\approx 1 \text{ ps/km-nm}$ ) 以上である均一分散ファイバ内を、無中継伝送された、時の四光波混合光の発生効率のみであり、その他の特性、例えば偏波依存性、ゼロ分散波長域での発生効率、不均一分散ファイバにおける特性、光増幅中継系での特性等、現在のWDM伝送にとって重要な課題については未解明の状態であった。

本研究は以上のような状況を背景になされたものであり、光ファイバ内の四光波混合について、主にWDM伝送系における影響という観点から、その基本特性を明らかにすることを目的としている。

## 1.3 節 本論文の概要

本論文の概要は以下の通りである。

まずは、光ファイバ内で四光波混合光がどの程度発生するかを知らなければならない。この課題については、基本的な特性は知られていたものの、偏波依存性、ゼロ分散波長近傍での位相不整合特性、光増幅中継伝送系における特性、などは明らかにされていなかった。これらについて第二章で取り組んでいる。

発生効率が分ったとなると、次に問題となるのは発生した四光波混合光が多重信号光の伝送特性にどう影響するか、ということである。この課題についてのきちんとした議論はこれまでなされていなかった。そこで第三章では、各種伝送方式について、四光波混合光パワーと信号劣化との関係を明らかにする。さらに、そこで得られた結果と第二章の結果とを考え合わせて、ファイバ内四効果混合によって決まる伝送可能な多重チャンネル数、伝送距離を見積もる。

第二章、第三章では、四光波混合をWDM伝送にとって好ましくないもの、という立場から論じている。では逆に、これを積極的に利用できないだろうか、というのが第四章である。具体的には、ファイバ内四光波混合の波長変換への応用について述べている。

以上が本論文の概略である。全体像を図1.1.2に示しておく。

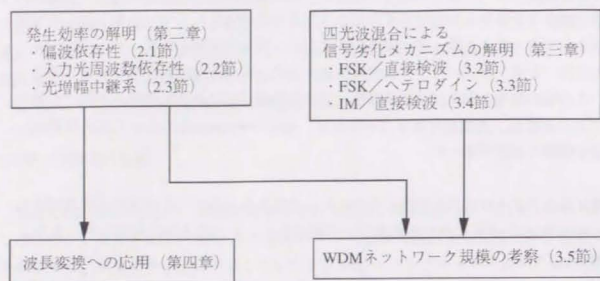


図1.1.2 本論文の概要

# 参考文献 (第一章)

- [1.1] O. E. Delange, "Wide-band optical communication systems: Part II - Frequency-division multiplexing," *Pro. IEEE*, vol. 58, pp. 1683-1690, 1970.
- [1.2] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, pp. 423-425, 1970.
- [1.3] I. Hayashi, M. P. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, pp. 109-111, 1970.
- [1.4] H. Ishio, J. Minowa, and K. Nosu, "Review and status of wavelength-division-multiplexing technology and its application," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. LT-2, pp. 448-463, 1984.
- [1.5] T. Kanada, Y. Okano, K. Aoyama, and T. Kitami, "Design and performance of WDM transmission systems at 6.3 Mb/s," *IEEE Trans. on Commun.*, vol. COM-31, pp. 1095-1102, 1983.
- [1.6] T. Okashi, "Recent progress in heterodyne/coherent optical fiber communications," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-2, pp. 341-346, 1984.
- [1.7] Y. Yamamoto and T. Kimura, "Coherent optical fiber transmission systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 919-935, 1981.
- [1.8] R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, and A. Ashkin, "Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 24, pp. 308-319, 1974.
- [1.9] R. H. Stolen, "Phase-matched stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-11, pp. 100-103, 1975.
- [1.10] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, and R. I. MacDonald, "CW three-wave mixing in single-mode optical fibers," *J. Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 5098-5106, 1978.
- [1.11] K. Washio, K. Inoue, and S. Kishida, "Efficient large-frequency-shifted three-wave mixing in low dispersion wavelength region in single-mode optical fiber," *Electron. Lett.*, vol. 16, pp. 658-660, 1980.
- [1.12] R. H. Stolen, M. A. Bosch, and C. Lin, "Phase-matching in birefringent fibers," *Opt. Lett.*, vol. 6, 1981.
- [1.13] C. Lin, W. A. Reed, A. D. Pearson, and H.-T. Shang, "Phase matching in the minimum-chromatic-dispersion region of single-mode fibers for stimulated four-photon mixing," *Opt. Lett.*, vol. 6, pp. 493-495, 1981.
- [1.14] K. O. Hill, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Efficient generation of light over a wide spectral range by four-photon mixing in a multimode graded-index fiber," *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 1075-1079, 1981.
- [1.15] C. Lin, W. A. Reed, A. D. Pearson, and H.-T. Shang, "Designing single-mode fibers for near-IR (1.1 $\mu$ m - 1.7 $\mu$ m) frequency generation by phase-matched four-wave mixing in the minimum chromatic dispersion region," *Electron. Lett.*, vol. 18, pp. 87-88, 1982.

[1.16] R. H. Stolen, J. E. Bjorkolm, "Parametric and frequency conversion in optical fibers," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, pp. 1062-1072, 1982.

[1.17] J. Botineau and R. H. Stolen, "Effect of polarization on spectral broadening in optical fibers," J. Opt. Soc. Am., vol. 72, pp. 1592-1596, 1982.

[1.18] K. Kitayama, A. Seikai, and N. Uchida, "Stress-induced frequency tuning for stimulated four-photon mixing in a birefringent single-mode fiber," Appl. Phys. Lett., vol. 41, pp. 322-324, 1982.

[1.19] K. Kitayama and M. Ohashi, "Frequency tuning for stimulated four-photon mixing by bending-induced birefringence in a single-mode fiber," Appl. Phys. Lett., vol. 41, pp. 619-621, 1982.

[1.20] M. Ohashi, K. Kitayama, N. Shibata, and S. Seikai, "Frequency tuning of a Stokes wave for stimulated four-photon mixing by temperature-induced birefringence change," Opt. Lett., vol. 10, pp. 77-79, 1985.

[1.21] A. Vatarescu, "Light conversion in nonlinear monomode optical fibers," J. Lightwave Technol., vol. LT-5, pp. 1652-1659, 1987.

[1.22] E. J. Bachus, F. Bohnke, R. P. Braun, W. Eutin, H. Foisel, K. Heimes, and B. Strebel, "Two-channel heterodyne-type transmission experiment," Electron. Lett., vol. 21, pp. 35-36, 1985.

[1.23] H. Toba, K. Inoue, and K. Nosu, "450 Mbit/s optical frequency-division-multiplexing transmission with an 11 GHz channel spacing," Electron. Lett., vol. 21, pp. 656-657, 1985.

[1.24] E. J. Bachus, R. P. Braun, C. Caspar, E. Grossmann, H. Foisel, K. Heimes, H. Lamping, B. Strebel, and F. J. Westphal, "Ten-channel coherent optical fiber transmission," Electron. Lett., vol. 22, pp. 1002-1003, 1986.

[1.25] B. Glance, K. Pollock, C. A. Burrus, B. L. Kasper, G. Eisenstein, and L. W. Stulz, "Densely spaced WDM coherent optical star network," Electron. Lett., vol. 23, pp. 875-876, 1987.

[1.26] N. Shibata, R. P. Braun, and R. G. Waarts, "Crosstalk due to three-wave mixing process in a coherent single-mode transmission line," Electron. Lett., vol. 22, pp. 675-677, 1986.

[1.27] R. G. Waarts and R. P. Braun, "System limitations due to four-wave mixing in single-mode optical fibers," Electron. Lett., vol. 22, pp. 873-875, 1986.

[1.28] N. Shibata, R. P. Braun, and R. G. Waarts, "Phase-mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-23, pp. 1205-1210, 1987.

[1.29] N. Shibata, Y. Azuma, M. Tateda, Y. Nakano, "Experimental verification of efficiency of wave generation through four-wave mixing in low-loss dispersion-shifted single-mode optical fiber," Electron. Lett., vol. 24, pp. 1528-1529, 1988.

[1.30] K. Inoue and N. Shibata, "Theoretical evaluation of intermodulation distortion due to four-wave mixing in optical fibers for coherent phase-shift-keying-frequency-division-multiplexing

transmission," Opt. Lett., vol. 14, pp. 584-586, 1989.

[1.31] K. Hagimoto, K. Iwatsuki, A. Takada, M. Nakazawa, M. Saruwatari, K. Aida, K. Nakagawa, and M. Horiguchi, "A 212 km non-repeated transmission experiment at 1.8 Gb/s using LD pumped  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber amplifiers in an IM/direct-detectin repeater systems," OFC '89, PD15, 1989.

## 第二章 光ファイバ内四光波混合の発生効率

この章では、光ファイバ内における四光波混合光の発生効率について論じる。この課題については、基本的な式の導出が Hill et al.[2.1]により、ゼロ分散波長から離れた波長域における位相不整合の研究が Shibata et al.[2.2]によりなされている。しかしながらそれ以外の特性、例えば偏波依存性、ゼロ分散波長域における振る舞い、などの研究はなされていなかった。また、近年の光ファイバ伝送では光増幅器を用いた光中継伝送が主流となってきたが、このような系における四光波混合特性も未解明である。そこで本章では、これらの事柄を明らかにしていく。

### 2.1節 ファイバにおける光非線形性

四光波混合光の発生効率を記述する基本的な表式は、Hill et al.[2.1]により提示された。本論文でもこれをもとに様々な系での四光波混合特性を論じていく。まずはもととなる基本の表式について、Hill et al.の論文にしたがって述べていくことにする。

#### 2.1.1 四光波混合を記述する基本式

ある媒質内を光が伝搬するとき、これにより誘起される分極場Pはおおむね光電場Eに比例するが、ごく微小にはひずみ成分が生じる。これは通常、光電場Eの展開形として次のように表わされる。

$$P = \chi^{(1)}:E + \chi^{(2)}:E E + \chi^{(3)}:E E E + \dots \quad (2.1.1)$$

第1項は線形項、第2項は2次の非線形項、第3項は3次の非線形項である。 $\chi$ は光電場と分極とを関係付ける物質定数で感受率と呼ばれる。一般にはE、Pはベクトル量なので、 $\chi$ はテンソル量となる。ガラスなどの等方的な媒質の場合、対称性の考察より第2項はゼロになることが知られており、光ファイバで問題となる光非線形性は第3項である。以下で、この3次の非線形分極項より四光波混合光が発生する様子を式をおって記述していく。なお、ここではcgs単位系によるものとする。

$\omega_p, \omega_q, \omega_r$ という3つの異なる角周波数の光がファイバを伝搬しているとする。これらの光電場はそれぞれ次のように書き表わすことができる。

$$E(\omega_p, z) = \frac{1}{2} E_p(z) \exp[-i(\omega_p t - \beta_p z)] + c.c. \quad (2.1.2a)$$

$$E(\omega_q, z) = \frac{1}{2} E_q(z) \exp[-i(\omega_q t - \beta_q z)] + c.c. \quad (2.1.2b)$$

$$E(\omega_r, z) = \frac{1}{2} E_r(z) \exp[-i(\omega_r t - \beta_r z)] + c.c. \quad (2.1.2c)$$

$\beta_p, \beta_q, \beta_r$ はそれぞれ $\omega_p, \omega_q, \omega_r$ の光に対する伝搬定数、 $z$ は伝搬方向の座標である。また簡単のため、光電場及び分極はスカラーで表わすものとする。これは、各光が同じ偏波状態でファイバを伝搬している場合を想定している事に相当する。一般の偏波状態の場合については別途議論する(2.2節)。

全体の光電場は式(2.1.2a) ~ (2.1.2c)の足し合わせとして、

$$E = E(\omega_p, z) + E(\omega_q, z) + E(\omega_r, z) \quad (2.1.3)$$

と表わされる。これを式(2.1.1)に代入すると、3次の非線形項よりいろいろな周波数成分が生じる。今、 $\omega_p + \omega_q - \omega_r = \omega_s$ という周波数成分に着目する。実際に式(2.1.3)を式(2.1.1)に代入してみると、この周波数の非線形分極成分 $P_{NL}$ は

$$P_{NL}(\omega_s, z) = \frac{6}{8} \chi^{(3)} E_p(z) E_q(z) E_r^*(z) \exp[-i(\omega_s t - (\beta_p + \beta_q - \beta_r)z)] + c.c. \quad (2.1.4)$$

となる。右辺の係数6はこの分極成分を生み出す光電場の組み合わせの数から生じている。この係数は着目する周波数によって異なり、例えば $2\omega_p - \omega_r$ という周波数成分の場合3、 $3\omega_p$ の場合1となる。

式(2.1.2)にならって非線形分極を

$$P_{NL}(\omega_s, z) = \frac{1}{2} P_{NL}(z) \exp[-i\omega_s t] + c.c. \quad (2.1.5)$$

という形で表わすと、

$$P_{NL}(z) = 6 \frac{\chi^{(3)}}{4} E_p(z) E_q(z) E_r^*(z) \exp[i(\beta_p + \beta_q - \beta_r)z] \quad (2.1.6)$$

という表式が得られる。ここで非線形性を表わす定数に関して、Maker and Terhune[2.3]によって導入された表式を用いる。彼等の定義による非線形感受率 $\chi_3$ は、式(2.1.6)の $\chi^{(3)}/4 = \chi_3$ という関係にある。さらに縮退係数D (degeneracy factor) というパラメータを導入すると、式(2.1.6)は

$$P_{NL}(z) = D \chi_3 E_p(z) E_q(z) E_r^*(z) \exp[i(\beta_p + \beta_q - \beta_r)z] \quad (2.1.7)$$

と書き表わされる。但しDは、 $\omega_p \neq \omega_q \neq \omega_r$ のときD=6、 $\omega_p = \omega_q \neq \omega_r$ のときD=3、で定義されるパラメータである。なおcgs系では、 $\chi_3$ について $\text{cm}^3/\text{erg} \cdot \text{esu}$ という単位が使われる。

ここで、非線形定数 $\chi_3$ についてコメントしておきたい。ファイバ内四光波混合に関する

他の論文ではしばしば、式 (2.1.7) の形に書いた時の非線形定数が  $\chi_{1111}$  と書かれているが (例えば [2.1], [2.2] など)、これは正しくない。というのも、 $\chi_{1111}$  というのは 3 つの同一直線偏波状態である入力光と、それにより誘起される同一直線偏波の非線形分極成分とを関係付けるのに用いられるテンソル成分だからである。通常の光ファイバの場合、光の偏波状態は伝搬につれて変化していくので、3 つの入力光の偏波状態が同一であったとしても、それは直線偏波ではあり得ず一般には楕円偏波である。従って、入力光が同一偏波状態としてスカラーで扱うのはいいとしても、そこでの非線形定数を  $\chi_{1111}$  と表記するのはおかしい。実際、2.2 節の偏波依存性について議論の中で、同一偏波状態をスカラーで取り扱った時の非線形定数は  $\chi_3 = (2/3) \chi_{1111}$  であることが示されている。

さて、式 (2.1.4) のように新たな周波数の分極成分が誘起されると、これよりこの周波数の光電場が発生して媒質を伝搬することになる。この非線形光の伝搬は次の伝搬方程式により記述される。

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(\omega_F, z) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\omega_F, z) - \frac{\alpha n}{c} \frac{\partial}{\partial t} E(\omega_F, z) = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NL}(\omega_F, z) \quad (2.1.8)$$

$n$  は屈折率、 $c$  は光速、 $\alpha$  は損失係数である。式 (2.1.2) にならって非線形光電場を

$$E(\omega_F, z) = \frac{1}{2} E_F(z) \exp[-i(\omega_F t - \beta_F z)] + c.c. \quad (2.1.9)$$

と表わし、式 (2.1.5) (2.1.7) とともに式 (2.1.8) に代入すると次の式が得られる。

$$\frac{d}{dz} E_F(z) = -\frac{\alpha}{2} E_F(z) + i \frac{2\pi\omega}{nc} D\chi_3 E_p E_q E_r \exp[-i\Delta\beta z] \quad (2.1.10)$$

但し、

$$\Delta\beta = \beta_p + \beta_q + \beta_r - \beta_F \quad (2.1.11)$$

とおいた。 $\Delta\beta$  は位相不整合 (phase mismatch) を表わすパラメータで、これについては 2.3 節で詳しく議論する。なお式 (2.1.10) の導出にあたっては、slowly varying approximation に基づき

$$\frac{d^2}{dz^2} E_F \ll \beta_F \frac{d}{dz} E_F$$

という関係式を用いた。

さらに式 (2.1.10) を解き出していこう。この式の右辺の  $E_j$  ( $j = p, q, r$ ) は  $z$  依存性をもっている、一般にはこのままでは解くことはできない。ここで、'ポンプデプレッション (pump depletion) は無い' という近似を採用する。この近似は、もとの信号光レベル

は発生する四光波混合光より十分大きく、非線形相互作用による信号光の減衰は無いというものである。ポンプデプレッションが無いものだとすると、入力光は通常の線形な減衰をうける形となり、入力光電場は損失係数  $\alpha$  を用いて次のように表わすことができる。

$$E_j(z) = E_j(0) \exp(-\frac{1}{2} \alpha z) \quad j = p, q, r \quad (2.1.12)$$

一方、四光波混合光についても

$$E_F(z) = A_F(z) \exp(-\frac{1}{2} \alpha z) \quad (2.1.13)$$

という形に書き表わす。これらの表式を式 (2.1.10) に代入すると、 $E_F(0)=0$  という境界条件のもとで、 $z=L$  における四光波混合光電場を次のように解き出すことができる。

$$E_F(L) = i \frac{2\pi\omega}{nc} (D\chi_3) E_p(0) E_q(0) E_r(0)^* e^{-(\alpha/2)L} \frac{1 - \exp[-\alpha L + i\Delta\beta L]}{\alpha - i\Delta\beta} \quad (2.1.14)$$

これが 3 次の光非線形性より発生する四光波混合光の基本的な表式である。この表式は、均一な一本のファイバで発生する四光波混合光を表わしており、以下の節ではこれをもとに様々な系における発生効率を議論していく。

式 (2.1.14) は光電場についての表式である。現実に取り扱われるのは光パワーなので、発生する四光波混合光パワーの表式を導いておく。一般に、電磁場のエネルギー密度  $w$  は次式により与えられる [2.4]。

$$w = \frac{1}{8\pi} (\hat{E} \cdot \hat{D} + \hat{H} \cdot \hat{B}) \quad (2.1.15)$$

$\hat{E}$  は電気ベクトル、 $\hat{D}$  は電気変位、 $\hat{H}$  は磁気ベクトル、 $\hat{B}$  は磁気誘導である。平面波の場合、式 (2.1.15) はさらに次のようになる [2.4]。

$$w = \frac{1}{8\pi} (\epsilon E^2 + \mu H^2) = \frac{\epsilon}{4\pi} E^2 = \frac{n^2}{4\pi} E^2 \quad (2.1.16)$$

ここで、 $\sqrt{\mu} H = \sqrt{\epsilon} E$ 、 $\epsilon = n^2$  という関係を用いた。ファイバを伝播する光パワーは、伝播モードの実効モード断面積 (effective mode field area)  $A_{eff}$  を単位時間当りに通過する光電磁場のエネルギー流の平均値で与えられる。従って、式 (2.1.16) に  $A_{eff} \times (c/n)$  を掛けてその時間平均をとることにより、光パワーが次のように得られる。

$$\langle \text{Power} \rangle = \frac{nc}{4\pi} A_{eff} \langle E^2 \rangle \quad (2.1.17)$$

$\langle \rangle$  は時間平均を表わす。ここで光電場を式 (2.1.2) または (2.1.9) の表式で表わすと、式 (2.1.17) は次のようになる。

$$\langle \text{Power} \rangle = \frac{nc}{8\pi} A_{eff} |E_j|^2 \quad j = p, q, r, F \quad (2.1.18)$$

さて、式(2.1.18)を用いると、式(2.1.14)より四光波混合光パワーの表式を得ることができる。まず、式(2.1.14)の絶対値自乗をとる。

$$|E_F(L)|^2 = \frac{4\pi^2\omega^2}{n^2c^2} (D\chi_3)^2 |E_p(0)|^2 |E_q(0)|^2 |E_r(0)|^2 e^{-\alpha L} \frac{(1 - e^{-\alpha L})^2 + 4e^{-\alpha L} \sin^2(\Delta\beta L/2)}{\alpha^2 + \Delta\beta^2} \quad (2.1.19)$$

式(2.1.18) (2.1.19)より、次の表式が得られる。

$$P_{\text{FWM}} = \frac{256\pi^2\omega^2}{n^4c^4} \left(\frac{D\chi_3}{A_{\text{eff}}}\right)^2 P_p P_q P_r e^{-\alpha L} \frac{(1 - e^{-\alpha L})^2 + 4e^{-\alpha L} \sin^2(\Delta\beta L/2)}{\alpha^2 + \Delta\beta^2}$$

または

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4\lambda^2c^2} \left(\frac{D\chi_3}{A_{\text{eff}}}\right)^2 P_p P_q P_r e^{-\alpha L} \frac{(1 - e^{-\alpha L})^2 + 4e^{-\alpha L} \sin^2(\Delta\beta L/2)}{\alpha^2 + \Delta\beta^2} \quad (2.1.20)$$

$P_{\text{FWM}}$  はファイバ終端における四光波混合光パワー、 $P_j$  ( $j = p, q, r$ ) はもとの信号光のファイバ入力パワー、 $\lambda$  は波長である。これが、四光波混合光の発生パワーの表式となる。この式を見ると、発生光パワーは位相不整合 $\Delta\beta$ に依存している。この依存性を明確にするために、式(2.1.20)は次のように表わされることも多い。

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4\lambda^2c^2} \left(\frac{D\chi_3}{A_{\text{eff}}}\right)^2 P_p P_q P_r e^{-\alpha L} L_{\text{eff}}^2 \eta \quad (2.1.21)$$

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (2.1.22)$$

$$\eta = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \Delta\beta^2} \left[ 1 + \frac{4e^{-\alpha L} \sin^2(\Delta\beta L/2)}{(1 - e^{-\alpha L})^2} \right] \quad (2.1.23)$$

位相不整合の効果は $\eta$ で表わされており、 $\Delta\beta = 0$ の時 $\eta = 1$ で、 $\Delta\beta$ の絶対値が大きくなるにしたがって $\eta$ は小さい値となる傾向にある。また $L_{\text{eff}}$ は実効長 (effective length) とよばれ、実際のファイバ長に損失の効果を取り込んだ長さに関するパラメータである。

## 2.1.2 光カー効果

ファイバにおける他の非線形として、光強度により媒質の屈折率が変化する現象=光カー効果が知られている。屈折率が変化すると、そこを伝搬する光の位相が変化する。自分自身の光強度によって変化する場合は自己位相変調 (self phase modulation: SPM)、他の

光によって変化する場合は相互位相変調 (cross phase modulation: CPMまたはXPM) と呼ばれ、ファイバ伝送時の信号特性劣化を引き起こす要因として近年の話題となっている。またこの光カー効果は、光-光スイッチに用いられることも多い。実は、光カー効果も3次の非線形性 $\chi_3$ から生じるもので、四光波混合とは親戚関係にある。このあたりの事情をこの項で述べておく。

スタートラインは式(2.1.1) ~ (2.1.3) である。前項では、式(2.1.2)、(2.1.3)を式(2.1.1)に代入し、 $\omega_p + \omega_q - \omega_r = \omega_F$ という周波数成分に着目して式を展開していった。こ

こでは、 $\omega_p + \omega_q - \omega_r = \omega_p$  及び  $\omega_p + \omega_q - \omega_r = \omega_q$  という成分に着目する。おいおい明らかになるが、前者が自己位相変調、後者が相互位相変調の源となる。それぞれの成分を書き出すと

$$P_{\text{NL}}(\omega_p, z) = \frac{3}{8} \chi^{(3)} E_p(z) E_p(z) E_p^*(z) \exp[-i(\omega_p t - \beta_p z)] + \text{c.c.} \quad (2.1.24a)$$

$$P_{\text{NL}}(\omega_p, z) = \frac{6}{8} \chi^{(3)} E_p(z) E_q(z) E_q^*(z) \exp[-i(\omega_p t - \beta_p z)] + \text{c.c.} \quad (2.1.24b)$$

となる。組み合わせの数に依存して、前者には3、後者には6、という係数がついている。前項で行なった非線形感受率の再定義を適用すると、上式はそれぞれ

$$P_{\text{NL}}(\omega_p, z) = \frac{3}{2} \chi_3 |E_p(z)|^2 E_p(z) \exp[-i(\omega_p t - \beta_p z)] + \text{c.c.} \\ = 3\chi_3 |E_p(z)|^2 E(\omega_p, z) \quad (2.1.25a)$$

$$P_{\text{NL}}(\omega_p, z) = 6\chi_3 |E_q(z)|^2 E(\omega_p, z) \quad (2.1.25b)$$

となる。

式(2.1.25a)を非線形伝搬方程式(2.1.8)の右辺に代入すると次式が得られる。

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(\omega_p, z) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\omega_p, z) - \frac{\alpha n}{c} \frac{\partial}{\partial t} E(\omega_p, z) = \frac{12\pi\chi_3}{c^2} |E_p|^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\omega_p, z) \quad (2.1.26)$$

ここで、右辺は左辺に繰り込むことができる。

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(\omega_p, z) - \frac{1}{c^2} [n^2 + 12\pi\chi_3 |E_p|^2] \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\omega_p, z) - \frac{\alpha n}{c} \frac{\partial}{\partial t} E(\omega_p, z) = 0 \quad (2.1.27a)$$

同様に

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(\omega_p, z) - \frac{1}{c^2} [n^2 + 24\pi\chi_3 |E_q|^2] \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\omega_p, z) - \frac{\alpha n}{c} \frac{\partial}{\partial t} E(\omega_p, z) = 0 \quad (2.1.27b)$$

上の式の第二項を見ると、非線形分極の効果は媒質の屈折率が各々

$$n \rightarrow \sqrt{n^2 + 12\pi\chi_3|E_H|^2} \quad (2.1.28a)$$

$$n \rightarrow \sqrt{n^2 + 24\pi\chi_3|E_H|^2} \quad (2.1.28b)$$

となったことと等価であることがわかる。非線形項は微小であるとして二乗根を展開すると、実効的な屈折率を次のように書くことができる。

$$n = n_0 + \frac{6\pi\chi_3}{n_0} |E_H|^2 \quad (2.1.29a)$$

$$n = n_0 + \frac{12\pi\chi_3}{n_0} |E_H|^2 \quad (2.1.29b)$$

ここで、非線形効果がない時の屈折率を $n_0$ とおいた。

式(2.1.29)において、 $|E_H|^2$ または $|E_H|^2$ は光の強度に対応する量である。したがってこの式は、屈折率が光強度により変化することを表わしている。これが光カー効果と呼ばれる現象である。式(2.1.29a)が自分自身の光強度による屈折率変化を、式(2.1.29b)が他の光強度による変化を示しており、前者が自己位相変調に、後者が相互位相変調に対応する。両者を比べると、相互位相変調の方が自己位相変調の2倍の作用を及ぼすことがわかる。これは、もとの式(2.1.1)を展開した時の周波数成分の組み合わせ数の違いから生じている。

以上が光カー効果の基本的な記述であるが、光カー効果を表わすのに通常用いられているパラメータとの対応づけをするために、式(2.1.29)をさらに展開しておこう。通常光カー効果は、 $n_2$ という係数を用いて次のように表わされる。

$$n = n_0 + n_2 b \frac{P}{A_{\text{eff}}} \quad (2.1.30)$$

$P$ は光パワー、 $A_{\text{eff}}$ は実効モード断面積、 $b$ は自己位相変調と相互位相変調とを区別するためのパラメータで、前者に対して1、後者に対して2という値をとる。ただしこの式はMKSA単位系で表わされるのが普通で、 $n_2$ の単位は $(m/W)^2$ 、 $P$ は $W$ 、 $A_{\text{eff}}$ は $m^2$ である。式(2.1.30)と対応づけるために、式(2.1.29a)を表式(2.1.18)を用いて書き直す。

$$n = n_0 + \frac{48\pi^2\chi_3}{n_0^3 c} b \frac{P}{A_{\text{eff}}} \quad (2.1.31)$$

ただしこちらの方は、cgs単位系で記述されている。単位系に注意して式(2.1.30)と(2.1.31)を比べると、 $n_2$ と $\chi_3$ の関係式を得ることができる。

$$n_2(m^2/W^2) \frac{P(W)}{A_{\text{eff}}(m^2)} = \frac{48\pi^2\chi_3(\text{esu})}{n_0^3 c(\text{cm/s})} \frac{P(\text{erg})}{A_{\text{eff}}(m^2)}$$

$$= \frac{48\pi^2\chi_3(\text{esu})}{n_0^3 c(\text{m/s})10^2} \frac{P(W)10^7}{A_{\text{eff}}(m^2)10^4}$$

これより、

$$n_2(m^2/W^2) = \frac{480\pi^2\chi_3(\text{esu})}{n_0^3 c(\text{m/s})} \quad (2.1.32)$$

となる。

以上、光カー効果について述べた。光カー効果も四光波混合と同じく $\chi_3$ が源であり、周波数の組み合わせによって見えている現象が異なっている、ということを示し、さらに $n_2$ と $\chi_3$ との関係式を提示した。筆者の知る限り、 $n_2$ と $\chi_3$ の関係を単位系の違いも含めて明確に述べたものは他には見当たらない。

### 2.1.3 四光波混合と光カー効果との比較

前項で四光波混合と光カー効果の基本的な事柄について述べた。この項では、各々の波長多重伝送系への影響について直感的な比較を試みる。

四光波混合の場合、非線形分極から発生した非線形光が伝送されている信号光に重なってくる。これを図式的に光電場ベクトルで表示すると図2.1.1(a)のようになる。 $\vec{E}_s$ が信号光ベクトル、 $\vec{E}_{NL}$ が非線形光ベクトルで、実際に受信される光は信号光と非線形光の合成ベクトルで表わされる。非線形光は他の信号光から派生しており、他信号光は今着目している信号光とは相関がない(incoherentな)光なので、信号光と非線形光は相関がない。つまり、信号光と非線形光との位相関係は時間的にランダムに変化する。ベクトル表示で言えば、非線形光ベクトルは信号光ベクトルに対し360度ランダムに回転することになる(図2.1.1(a))。したがってこれに伴い、合成ベクトル(つまり受信信号光)の振幅もランダムに変動する。

一方光カー効果も、上と同様に非線形光が伝送信号光に重なってくることにより生じる現象とみることができる。これを明らかに示すために、式(2.1.26)を前項とは別の形に展開してみる。2.1.1項で式(2.1.8)から式(2.1.10)を導いたのと同じ手順に従うと、式(2.1.26)から次式を得ることができる。

$$\frac{d}{dz} E_p(z) = -\frac{\alpha}{2} E_p(z) + i \frac{6\pi\omega}{nc} \chi_3 |E_H|^2 E_p \quad \text{自己位相変調} \quad (2.1.33a)$$

$$\frac{d}{dz} E_p(z) = -\frac{\alpha}{2} E_p(z) + i \frac{12\pi\omega}{nc} \chi_3 |E_H|^2 E_p \quad \text{相互位相変調} \quad (2.1.33b)$$

これを見ると、右辺の第2項で表わされる非線形光が信号光に足し合わさってくる、とみ

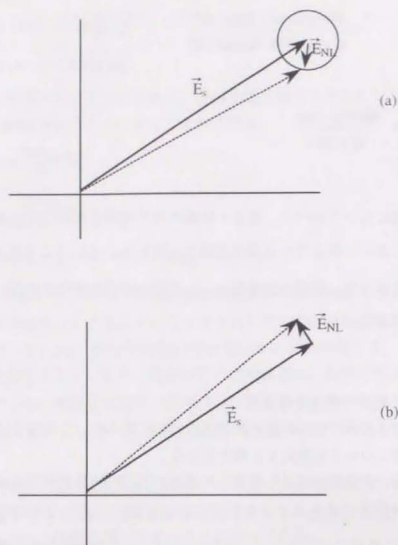


図2.1.1 四光波混合と光カー効果のベクトル表示モデル  
(a) 四光波混合  
(b) 光カー効果

なすことができる。すなわち、光カー効果も四光波混合と同じ描像で解釈することができる。ただしこの場合は、位相不整合量が入り込んでいないことに注意されたい。これは、光カー効果では位相整合条件は自動的に満たされることを意味する。さらにここで注目されたいのは、非線形光は信号光に対し常に90度ずれた位相関係で足し合わされるということである（右辺第2項にがついており、その他の位相は信号光と同じとなっている）。これを図示すると、図2.1.1(b)のようになる。この場合、合成ベクトルは振幅一定のまま位相だけが回転することになり、これは媒質の屈折率が変化したのと同値である。すなわち、光カー効果も非線形光が発生してこれが信号光に足し合わさってくる現象とみなすことができるが、足し合わされる時の位相関係の特殊性により、屈折率変化という作用を及ぼす。

さて、四光波混合と光カー効果を同じ描像で記述したところで、両者の波長多重伝送系への影響を比較してみる。上で述べたように、同じ非線形光の重なりであっても、四光波混合は振幅揺らぎを、光カー効果は位相揺らぎをもたらす。直接検波方式（あるいは非同期検波方式）では、振幅揺らぎは直接的に受信特性の劣化を生じさせる一方、位相揺らぎは直接の効果としては受信特性には影響しない。従って、四光波混合は直接的に伝送特性を劣化させるが、光カー効果はそうはならない。ただし光カー効果の間接的な影響として、位相が揺らぐことによりスペクトル線幅が広がり、これとファイバの分散が絡み合って波形ひずみを引き起こすということがあるが、これは二次的な効果であり直接的な効果に比べると影響は小さいと考えられる。以上は直接検波方式の話であるが、一方、位相変調伝送方式のような同期検波系では、位相揺らぎは直接受信特性劣化につながる。しかしこの場合、もともとの信号光パワーは一定なので、光カー効果による位相変化は定常的であり揺らぎとはならない。従って、原理的には受信特性は劣化しない。

以上の考察より、波長多重伝送系では四光波混合の方が光カー効果より影響が大きいことが分かる。ただしこれは、非線形光の発生レベルが両者で同程度とした場合の話である。四光波混合における非線形光発生レベルは位相不整合があると大きく低下する。一方光カー効果の場合は位相整合条件は自動的に満たされている。従って位相不整合が大きい場合、具体的にはファイバの分散が大きい場合（これについては2.3節で詳述）には四光波混合の影響はほとんどなくなり、光カー効果が効いてくることが考えられる。この場合には、別の議論が必要となる。

本論文は、波長多重伝送系では四光波混合の影響が一番大きいという立場に立って議論を進めている。これは暗に、ゼロ分散波長域で動作するシステムを想定しているためである。あるいは、ゼロ分散波長域で動作する波長多重伝送系における四光波混合の影響を明らかにする為に本研究がなされた、と言い換えてもよい。

## 2.1.4 数値計算法との比較

本論文では2.1.1節で述べた基本式を基に解析解を展開して議論を進めていくが、一方ファイバの非線形性を記述する別の方法として、非線形シュレディンガー方程式 (nonlinear Schrödinger equation)[2.5]を数値的に解いていく手法がある。これは、非線形伝搬方程式(2.1.8)を基にして得られたシュレディンガー方程式に入力光と非線形光を全部込み入れて、これを数値計算により解いていく方法である。本題に入る前に、両者の比較について述べておく。

解析的手法の優れている点は、物理的イメージがつかみやすく、直感的な見通しが立てやすいことである。物理的に何が起きているのか、どのパラメータがどう効いているのか、といったことを直感的に把握しやすい。また、実際の計算量が少なく済む。一方欠点としては、いくつかの近似を用いているため厳密さに欠けることが挙げられる。例えば、非線形光発生による入力光の減衰(ポンプデプレッション)は無視しており、非線形光が高效率で発生する場合には誤差が生じる。また、非線形分極の中から四光波混合成分のみを抜き出しているため、自己位相変調、相互位相変調などの他の非線形効果と絡み合った現象を記述することはできない。さらには、cw光を基本に考えており、通常の分散波形成劣化は別途考慮する必要がある。一方、数値的手法の長所欠点は解析的手法のちょうど裏返しとなる。すなわち、厳密性が高い、種々の効果を込み込みで扱える、といった特長がある反面、物理的見通しが得にくく必要な計算量も多くなる。さらには、非線形シュレディンガー方程式では偏波の問題は取り扱えない。

本論文で解析的手法を採用したのは、物理的見通しの良さ、計算の手軽さを重視したためである。また、ここで主として考えているのは波長多重伝送系に対する影響であり、この場合わずかな四光波混合光発生(例えば四光波混合光/信号光 = -20 dB)により伝送特性は劣化する。従って四光波混合光は十分弱い摂動項として扱ってよい。さらには、前項で述べたように、四光波混合が最も顕著である領域、すなわちゼロ分散波長域では、他の非線形効果や分散波形成みは四光波混合に比べて十分弱いので、四光波混合のみを取り出した取り扱いで十分である。これらの理由により、解析的手法を用いている。

数値的手法における計算量の多さは、多重チャンネル数が多い場合に顕著となる。実際、非線形シュレディンガー方程式は主に単一チャンネル系に適用されており、波長多重系に適用した報告例での多重数は数チャンネル程度で[2.6][2.7]、これは計算量の膨大さがその理由だと思われる。特に、本論文の2.4節2.4.3で行なっているように、ファイバをランダム接続した系についての計算を100~1000回と繰り返して統計的に扱う、となるとその計算量は絶望的ともいえる。しかし一方他の効果と込みで扱う必要がある場合、例えば分散マネジメント法(これについては第三章3.6節で後述)のように四光波混合光の発生を抑えつつ他の効果(相互位相変調、分散波形成みなど)も同時に考慮したい、というような場合には数値的手法が有効であろう[2.7]。

## 2.1.5 パラメータの測定

さて、四光波混合の話に戻ろう。2.1.1項で基本表式(式(2.1.20))は導出したが、実際に四光波混合光パワーを見積もるには、式を構成しているパラメータの値を知る必要がある。この中で問題となるのは、非線形定数 $\chi_3$ 、実効モード断面積 $A_{\text{eff}}$ 、位相不整合量 $\Delta\beta$ である。 $\Delta\beta$ については2.3節で詳しく議論するとして、ここでは $\chi_3$ と $A_{\text{eff}}$ について述べておく。実効モード断面積は、モードフィールド半径を $r_c$ とすると $A_{\text{eff}} = \pi r_c^2$ で与えられる。この値はファイバの形状及び光の波長によって異なるが、通信で使われる波長帯(1.3 $\mu\text{m}$ ~1.5 $\mu\text{m}$ )では $A_{\text{eff}} = 50 \sim 100 \mu\text{m}^2$ とされている。一方 $\chi_3$ については、Hill et al.[2.1]が四光波混合の実験から $\chi_3 = (5.9 \pm 2.0) \times 10^{-15} \text{ esu}$ という値を得ている。これらの値をそのまま用いてもよいのであるが、確認のため本論文でも独自に非線形定数を測定することとした。

測定は光スペクトラムアナライザによるパワー測定によって行なった。一般には入力光の波長差が大きいと位相不整合のため効率のよい四光波混合光発生は望めないのであるが、ゼロ分散波長領域を利用すると、光スペクトラムアナライザで分解できる程度の波長差でも四光波混合光の観測が可能である(これについては2.3節で詳しく述べる)。80kmと20.4kmの分散シフトファイバを用いて非縮退四光波混合光の測定したところ、位相整合がとれた状態( $\Delta\beta=0$ )での入力光パワーと四光波混合光パワーとの関係は、80kmファイバでは(四光波混合光パワー)/(入力光パワー) $^3 = 210 \text{ W}^{-2}$ 、20.4kmファイバでは(四光波混合光パワー)/(入力光パワー) $^3 = 1150 \text{ W}^{-2}$ となった。この結果より見積もられる( $\chi_3/A_{\text{eff}}$ )は、それぞれ( $\chi_3/A_{\text{eff}}$ ) $^2 = 7.1 \times 10^{-17} (\text{cm/erg})^2$ 、( $\chi_3/A_{\text{eff}}$ ) $^2 = 5.9 \times 10^{-17} (\text{cm/erg})^2$ となり、長さの異なる2本のファイバで似たような値が得られた。この結果より、分散シフトファイバについては( $\chi_3/A_{\text{eff}}$ ) $^2 \sim 6.5 \times 10^{-17} (\text{cm/erg})^2$ と結論付けられる。

この測定でわかるのはここまでの、さらに $\chi_3$ を知るには実効モード断面積 $A_{\text{eff}}$ の測定を行なう必要がある。しかしながら、本論文ではそこまでの測定は行なわなかった。というのも、発生光パワーを見積もって多重信号伝送系への影響を考察しようという目的のためには、( $\chi_3/A_{\text{eff}}$ )が分かれば十分だからである。ただ参考のために、一般に知られている実効モード断面積の値、例えば $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$ を当てはめてみると、 $\chi_3 = 4 \times 10^{-15} \text{ esu}$ となりHill et al.[2.1]の結果とほぼ一致する。なお、通常分散ファイバの場合は、モードフィ

ールド径が異なる為、 $(\chi_3/A_{\text{eff}})$ の値も違ってくる。モードフィールド径の値は分散シフトファイバ(DSF)で8.6  $\mu\text{m}$ 、通常分散ファイバ(NDSF)で10.7  $\mu\text{m}$ 程度であるので、通常分散ファイバの $(\chi_3/A_{\text{eff}})$ は $(\chi_3/A_{\text{eff}})_{\text{NDSF}} = (\chi_3/A_{\text{eff}})_{\text{DSF}} \times (8.6/10.7)^2$ 程度となる。

以上、 $\chi_3$ の値について述べたが、さらに光カー効果を表わす係数 $n_2$ の値との比較を行ってみよう。前項で、 $\chi_3$ と $n_2$ を式(2.1.32)のように関係づけた。ここで得られた $\chi_3 = 4 \times 10^{-15} \text{esu}$ をこの式に代入してみると、 $n_2 = 2.9 \times 10^{-20} (\text{m/W})^2$ という値が得られる。一方、従来知られている $n_2$ の値は $n_2 = 3.3 \times 10^{-20} (\text{m/W})^2$ で[2.8]、ここでの値とほぼ同程度となっている。ただし、厳密な比較は実効モード断面積の不確定さもあり困難である。

以上、四光波混合光発生パワーを計算するためのパラメータの測定を行なった。異なるファイバでほぼ同様の値が得られ、さらには以前に報告されている値とも一致した。以後、四光波混合光の発生パワー或いはクロストークを計算する際には、ここで得られた値を用いるものとする。

## 2.2節 偏波依存性の解明

前節2.1.1で述べたように、光電場あるいは分極場は一般にベクトル量であり、したがって非線形感受率 $\chi_3$ はテンソル量である。これは、四光波混合現象には偏波依存性があることを意味する。光ファイバにおける四光波混合の偏波依存性については、Hill et al.[2.1]の論文に記述が見られる。そこでは、直線偏波光を対象として、バルクのガラス媒質での取り扱いをそのまま適用している。しかしながら、この取り扱いは信号光の偏波状態が伝搬につれて変化していくようなファイバ伝送系の場合には不適切である。また、Bottineau and Stolen [2.9]は複屈折ファイバ内の四光波混合特性を論じている。彼等は、長手方向にわたって主軸方向が固定である複屈折ファイバ内を、信号光が偏波状態を変えながら伝搬する状況について考察した。しかしながら、伝送用ファイバのように主軸方向が定まらない系にはこれもまた不適切である。その他のこれまでのファイバ内四光波混合に関する研究では、光電場はすべてスカラー量として扱われており、偏波依存性については考慮されていない。そこでこの節では、ファイバ伝送系における四光波混合の偏波依存性を明らかにしていく。

### 2.2.1 理論

#### A. 一般的記述

ガラスのような等方的な媒質における非線形感受率のテンソル形はすでに知られている。具体的に光電場と非線形分極の各成分間の関係を書き下すと、次のように表わすことができる[2.10]。

$$\begin{aligned} P_x^{NL}(f) &= D \sum_{j=x,y} \{ \chi_{1122} E_x(f_p) E_j(f_q) E_j^*(f_r) + \chi_{1212} E_j(f_p) E_x(f_q) E_j^*(f_r) \\ &\quad + \chi_{1221} E_j(f_p) E_j(f_q) E_x^*(f_r) \} \\ &= D \chi_{1122} \{ E_x(f_q) E_x^*(f_r) + E_y(f_q) E_y^*(f_r) \} E_x(f_p) \\ &\quad + D \chi_{1212} \{ E_x(f_p) E_x^*(f_r) + E_y(f_p) E_y^*(f_r) \} E_x(f_q) \\ &\quad + D \chi_{1221} E_x(f_p) E_x(f_q) E_x^*(f_r) \\ &\quad + D \chi_{1221} E_y(f_p) E_y(f_q) E_y^*(f_r) \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

$E_j(f)$ はj方向(j=x,y)の周波数fの光電場、 $\chi_{1122}$ 、 $\chi_{1212}$ 、 $\chi_{1221}$ は3次の非線形感受率のテンソル成分、Dは前出の縮退係数を表わす。各テンソル成分間には $\chi_{1122} = \chi_{1212} = \chi_{1221} = (1/3)\chi_{1111}$ という関係がある。なお、ここでは一般の偏波状態を取り扱おうとしているの

で、 $E_j(\mathbf{r})$  は複素数であり、\*で複素共役を示す。

ここで、媒質の複屈折性による位相不整合について考察する。簡単のため、各信号光の周波数は十分近く波長分散による位相不整合は無視できるとすると、式 (2.2.1) の最初の3つの項は位相整合がとれている項となる。一方、複屈折性が存在する場合、最後の項は  $\exp[i2i(\beta_x - \beta_y)z]$  という位相不整合成分をもつことになる。ただし、 $\beta_x$ 、 $\beta_y$  はそれぞれx偏波光、y偏波光に対する伝搬定数である。一般に非線形光学の分野では、位相不整合の効果は  $L_{\text{coh}} = \pi/\Delta\beta$  で定義されるコヒーレンス長  $L_{\text{coh}}$  により特徴づけられる。これは、信号光がこのコヒーレンス長  $L_{\text{coh}}$  より長く伝搬すると位相不整合により非線形相互作用が効率良く起こらなくなる、という目安の長さを示すパラメータである。今の場合、コヒーレンス長は

$$L_{\text{coh}} = \frac{\pi}{2|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{4\Delta n} \quad (2.2.2)$$

となる。 $\lambda$ は光波長、 $\Delta n$ はx偏波とy偏波との屈折率差である。シングルモードファイバにおいては、理想的には  $\Delta n = 0$  であるが、実際には微小な曲げや振れ、圧力などにより  $\Delta n = 10^{-6} \sim 10^{-7}$  程度の複屈折性が生じている[2.11]。この値を代入すると、式 (2.2.2) のコヒーレンス長は  $L_{\text{coh}} < 10 \text{ m}$  となる。従って、光通信で用いられるようなファイバを想定すると、式 (2.2.1) の第4項についてのコヒーレンス長は十分短く、この項は他の項に比べて無視することができる。

以上の議論より、ここで考察すべき非線形分極は次のようになる。

$$P_x^{\text{NL}} = D\chi_{1122}(E_{qx}E_{rx}^* + E_{qy}E_{ry}^*)E_{px} + D\chi_{1212}(E_{px}E_{rx}^* + E_{py}E_{ry}^*)E_{qx} \\ + D\chi_{1221}E_{px}E_{qx}E_{rx}^* \quad (2.2.3)$$

ただし簡単のため、 $E_{pj} = E_j(f_p)$  と表記した。この非線形分極から発生する四光波混合光は、前節の式 (2.1.14) の導出と同様の手順により、次のように表わすことができる。

$$E_x^{\text{NL}}(L) = i \frac{4\pi^2 f}{nc} L_{\text{eff}} \exp[i(\beta_{Fx} - \frac{\alpha}{2})L] D[\chi_{1122}(E_{qx}(0)E_{rx}^*(0) + E_{qy}(0)E_{ry}^*(0))E_{px}(0) \\ + \chi_{1212}(E_{px}(0)E_{rx}^*(0) + E_{py}(0)E_{ry}^*(0))E_{qx}(0) \\ + \chi_{1221}E_{px}(0)E_{qx}(0)E_{rx}^*(0)] \quad (2.2.4)$$

$E_{pj}(0)$  は  $z=0$  における信号光の振幅、 $E_x^{\text{NL}}(L)$  は  $z=L$  における四光波混合光の振幅、 $n$  は屈折率、 $c$  は真空中の光速、 $\beta_{Fx}$  は周波数  $f_p$  の光 (四光波混合光) のx成分についての伝搬

定数、 $L$  はファイバの長さ、 $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$  で定義される実効長である。ここでは簡単のため、信号光間の周波数間隔は狭いとして色分散(chromatic dispersion)による位相不整合は無視した。

非線形相互作用による信号光の減衰は無視できるとすると、ファイバ出力端 ( $z=L$ ) において、各信号光は次のように表わされる。

$$E_{pj}(L) = E_{pj}(0) \exp[i(\beta_{pj} - \frac{\alpha}{2})L] \quad j = x, y \quad (2.2.5)$$

ここで、 $\beta_{pj}$  はj軸方向についての周波数  $f_p$  の光の伝搬定数である。これを用いると、式 (2.2.4) は次のように書きかえられる。

$$E_x^{\text{NL}}(L) = i \frac{4\pi^2 f}{nc} L_{\text{eff}} e^{i\alpha L} D[\chi_{1122}\{E_{qx}(L)E_{rx}^*(L) + E_{qy}(L)E_{ry}^*(L)\}E_{px}(L) \\ + \chi_{1212}\{E_{px}(L)E_{rx}^*(L) + E_{py}(L)E_{ry}^*(L)\}E_{qx}(L) \\ + \chi_{1221}E_{px}(L)E_{qx}(L)E_{rx}^*(L)] \quad (2.2.6)$$

以上はx方向の四光波混合光についての表式であるが、y方向についても同様の手順により

$$E_y^{\text{NL}}(L) = i \frac{4\pi^2 f}{nc} L_{\text{eff}} e^{i\alpha L} D[\chi_{1122}\{E_{qx}(L)E_{rx}^*(L) + E_{qy}(L)E_{ry}^*(L)\}E_{py}(L) \\ + \chi_{1212}\{E_{px}(L)E_{rx}^*(L) + E_{py}(L)E_{ry}^*(L)\}E_{qy}(L) \\ + \chi_{1221}E_{py}(L)E_{qy}(L)E_{ry}^*(L)] \quad (2.2.7)$$

と表わすことができる。

式 (2.2.6) (2.2.7) を併せて表記すると、次のようになる。

$$\hat{E}^{\text{NL}}(L) = \hat{E}_1^{\text{NL}}(L) + \hat{E}_2^{\text{NL}}(L) + \hat{E}_3^{\text{NL}}(L) \quad (2.2.8)$$

$$\hat{E}_1^{\text{NL}}(L) = K e^{i\alpha L} \chi_{1122} [\hat{E}_q(L) \cdot \hat{E}_r(L)^*] \hat{E}_p(L) \quad (2.2.9a)$$

$$\hat{E}_2^{\text{NL}}(L) = K e^{i\alpha L} \chi_{1212} [\hat{E}_p(L) \cdot \hat{E}_r(L)^*] \hat{E}_q(L) \quad (2.2.9b)$$

$$\hat{E}_3^{\text{NL}}(L) = K e^{i\alpha L} \chi_{1221} (E_{px}(L)E_{qx}(L)E_{rx}(L)^* + E_{py}(L)E_{qy}(L)E_{ry}(L)^*) \quad (2.2.9c)$$

$K = i(4\pi^2 f / nc) L_{\text{eff}} D$ 、 $\hat{E}$  は振幅ベクトル、 $[\cdot]$  はベクトルの内積を表わす。これを見ると、

$\hat{E}_1^{\text{NL}}(L)$  と  $\hat{E}_2^{\text{NL}}(L)$  は、それぞれ  $\hat{E}_p(L)$ 、 $\hat{E}_q(L)$  と同じ偏波状態であるということに気がつく。

一方、 $\hat{E}_3^{\text{NL}}(L)$  については特にそのような関係はない。

以上の議論は、主軸方向が長手方向にわたって一定である複屈折ファイバについてのものであり、光電場は複屈折の主軸に一致した座標軸で記述された。しかしながら伝送用ファイバの場合、誘起される複屈折性は局所的な曲げや圧力によるものであり、これらが加

わる方向は場所によって異なる。つまり、複屈折の主軸方向は長手方向にわたって一定ではない。従ってこのままでは、実際のファイバ伝送路における四光波混合特性を記述するには不十分である。

そこで、実際のファイバは図2.2.1に示すように、短い複屈折ファイバが主軸方向を違って接続されているのと等価である、というモデルを採用して議論を進める。各複屈折ファイバの主軸方向は相関がなく完全にランダムであるとする。この系に対し、光電場を記述するある固定した座標軸を設定する。当然ながら、光電場に対する座標軸と各ファイバの複屈折の主軸方向は異なることになる。

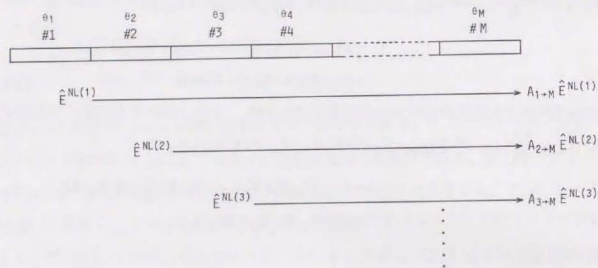


図 2.2.1 多段接続複屈折ファイバモデル

まず始めに、ある一本の複屈折ファイバで発生する四光波混合光について考える。これは式 (2.2.8) により表わされるが、式 (2.2.8) では複屈折の主軸方向と光電場の座標軸は一致している一方、ここではこの両者は一致していないので、それに合わせて式 (2.2.8) を書き換えなければならない。複屈折の主軸方向の座標を  $(x', y')$ 、光電場の座標軸を  $(x, y)$  とすると、 $(x, y)$  座標で記述された光電場と  $(x', y')$  座標で記述された光電場との間には次の関係が成り立つ。

$$E_x = E_{x'} \cos \theta + E_{y'} \sin \theta \quad (2.2.10a)$$

$$E_{y'} = -E_x \sin \theta + E_y \cos \theta \quad (2.2.10b)$$

$(E_x, E_y)$  は  $(x, y)$  座標で記述された光電場、 $(E_{x'}, E_{y'})$  は  $(x', y')$  座標で記述された光電場である。この関係を代入して式 (2.2.8) を書き直すと次のようになる。

$$\hat{E}^{NL}(L) = \hat{E}_1^{NL}(L) + \hat{E}_2^{NL}(L) + \hat{E}_3^{NL}(L) \quad (2.2.11)$$

$$\hat{E}_1^{NL}(L) = K e^{i\alpha L} \chi_{1122} [\hat{E}_q(L) \cdot \hat{E}_r(L)^*] \hat{E}_p(L) \quad (2.2.12a)$$

$$\hat{E}_2^{NL}(L) = K e^{i\alpha L} \chi_{1212} [\hat{E}_p(L) \cdot \hat{E}_r(L)^*] \hat{E}_q(L) \quad (2.2.12b)$$

$$\hat{E}_3^{NL}(L) = K e^{i\alpha L} \chi_{1221} (E_{3x}^{NL}, E_{3y}^{NL}) \quad (2.2.12c)$$

$$E_{3x}^{NL} = E_{rx}(L)^* \{ (\cos^4 \theta + \sin^4 \theta) E_{px}(L) E_{qx}(L) + \frac{1}{4} \sin 4\theta (E_{px}(L) E_{qy}(L) + E_{py}(L) E_{qx}(L)) + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta E_{py}(L) E_{qy}(L) \}$$

$$+ E_{ry}(L)^* \{ \frac{1}{4} \sin 4\theta (E_{px}(L) E_{qx}(L) - E_{py}(L) E_{qy}(L)) + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta (E_{px}(L) E_{qy}(L) + E_{py}(L) E_{qx}(L)) \} \quad (2.2.13a)$$

$$E_{3y}^{NL} = E_{rx}(L)^* \{ \frac{1}{4} \sin 4\theta (E_{px}(L) E_{qx}(L) - E_{py}(L) E_{qy}(L)) + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta (E_{px}(L) E_{qy}(L) + E_{py}(L) E_{qx}(L)) \} + E_{ry}(L)^* \{ (\cos^4 \theta + \sin^4 \theta) E_{py}(L) E_{qy}(L) - \frac{1}{4} \sin 4\theta (E_{px}(L) E_{qy}(L) + E_{py}(L) E_{qx}(L)) + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta E_{px}(L) E_{qx}(L) \} \quad (2.2.13b)$$

式 (2.2.12a)、(2.2.12b) をみると、 $\hat{E}_1^{NL}(L)$  と  $\hat{E}_2^{NL}(L)$  の偏波状態は座標軸の取り方によらず常に  $\hat{E}_p(L)$ 、 $\hat{E}_q(L)$  に一致している。一方、 $\hat{E}_3^{NL}(L)$  については特にそのような関係はなく、複屈折の主軸方向によって、そのx成分、y成分は位相も含めて様々な値をとる。

さて次に、主軸方向が異なった複数の複屈折ファイバからなる系について考える。この場合、系の最終端での四光波混合光は、各複屈折ファイバで発生し残りの部分を線形に伝搬してきた四光波混合光の足し合わせと考えることができる (図2.2.1)。このモデルを式で表わすと次のようになる。

$$\hat{E}^{NL}(\text{total}) = \sum_{k=1}^M \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}^{NL(k)} \exp \left[ -\frac{\alpha}{2} (M - k) L \right] \quad (2.2.14)$$

各記号の意味は次のとおりである。M: 接続された複屈折ファイバの数、 $\hat{E}^{NL(k)}$ : k番目のファイバで発生した四光波混合光、 $\tilde{A}_{k \rightarrow M}$ : k番目ファイバの終端からM番目ファイバの終

端（すなわち最終端）までの偏波状態の変化を記述する変換行列、 $L$ ：一本の複屈折ファイバの長さ、 $\hat{E}^{NL}(\text{total})$ ：ファイバ最終端での全四光波混合光。ファイバ伝搬に伴う偏波状態の変化の仕方はどの周波数光についても同じであるとする、もとの信号光の偏波状態の変化も同じ  $\hat{A}_{k \rightarrow M}$  を用いて次のように書き表わすことができる。

$$\hat{E}_p^{(M)} = \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_p^{(k)} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}(M-k)L\right] \quad (2.2.15)$$

ここで、 $\hat{E}_p^{(k)}$  は  $k$  番目ファイバの終端における周波数  $f_p$  の光電場である。

ところで、各複屈折ファイバで発生する四光波混合光  $\hat{E}^{NL(k)}$  は式 (2.2.11) で示されているように 3 つの成分から成り立っている。従って、式 (2.2.14) で表わされる最終端での四光波混合光もこれに対応して次のように書くことができる。

$$\hat{E}^{NL}(\text{total}) = \hat{E}_1^{NL}(\text{total}) + \hat{E}_2^{NL}(\text{total}) + \hat{E}_3^{NL}(\text{total}) \quad (2.2.16)$$

$$\begin{aligned} \hat{E}_1^{NL}(\text{total}) &= \sum_{k=1}^M \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_1^{NL(k)} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}(M-k)L\right] \\ &= \sum_{k=1}^M \tilde{A}_{k \rightarrow M} K e^{\alpha L} \chi_{1122} [\hat{E}_q^{(k)} \cdot \hat{E}_r^{(k)*}] \hat{E}_p^{(k)} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}(M-k)L\right] \\ &= K e^{\alpha L} \chi_{1122} \sum_{k=1}^M [\hat{E}_q^{(k)} \cdot \hat{E}_r^{(k)*}] \hat{E}_p^{(M)} \end{aligned} \quad (2.2.17a)$$

$$\begin{aligned} \hat{E}_2^{NL}(\text{total}) &= \sum_{k=1}^M \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_2^{NL(k)} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}(M-k)L\right] \\ &= \sum_{k=1}^M \tilde{A}_{k \rightarrow M} K e^{\alpha L} \chi_{1212} [\hat{E}_p^{(k)} \cdot \hat{E}_r^{(k)*}] \hat{E}_q^{(k)} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}(M-k)L\right] \\ &= K e^{\alpha L} \chi_{1212} \sum_{k=1}^M [\hat{E}_p^{(k)} \cdot \hat{E}_r^{(k)*}] \hat{E}_q^{(M)} \end{aligned} \quad (2.2.17b)$$

$$\hat{E}_3^{NL}(\text{total}) = \sum_{k=1}^M \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_3^{NL(k)} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}(M-k)L\right] \quad (2.2.17c)$$

なおここでは、式 (2.2.15) を代入してある。式 (2.2.17a) (2.2.17b) はさらに次のように展開することができる。

$$\begin{aligned} \hat{E}_1^{NL}(\text{total}) &= K e^{\alpha L} \chi_{1122} \sum_{k=1}^M [\tilde{A}_{0 \rightarrow k} \hat{E}_q^{(0)} e^{-(\alpha/2)kL} \cdot \tilde{A}_{0 \rightarrow k} \hat{E}_r^{(0)*} e^{-(\alpha/2)kL}] \\ &\quad \times \tilde{A}_{0 \rightarrow M} \hat{E}_p^{(0)} e^{-(\alpha/2)ML} \\ &= K \chi_{1122} \tilde{A}_{0 \rightarrow M} \hat{E}_p^{(0)} e^{-(\alpha/2)ML} \sum_{k=1}^M [\tilde{A}_{0 \rightarrow k} \hat{E}_q^{(0)} \cdot \tilde{A}_{0 \rightarrow k} \hat{E}_r^{(0)*}] e^{-\alpha(k-1)L} \end{aligned} \quad (2.2.18a)$$

$$\hat{E}_2^{NL}(\text{total}) = K \chi_{1212} \tilde{A}_{0 \rightarrow M} \hat{E}_q^{(0)} e^{-(\alpha/2)ML} \sum_{k=1}^M [\tilde{A}_{0 \rightarrow k} \hat{E}_p^{(0)} \cdot \tilde{A}_{0 \rightarrow k} \hat{E}_r^{(0)*}] e^{-\alpha(k-1)L} \quad (2.2.18b)$$

$\tilde{A}_{0 \rightarrow k}$  は 1 番目のファイバの入力端から  $k$  番目ファイバの出力端までの偏波状態の変化を記述する変換行列である。周波数差が小さい場合、2 光波間の偏波関係は長手方向にわたって保持されるので、上の式はさらに次のように展開される。

$$\begin{aligned} \hat{E}_1^{NL}(\text{total}) &= K \chi_{1122} \tilde{A}_{0 \rightarrow M} \hat{E}_p^{(0)} e^{-(\alpha/2)ML} \sum_{k=1}^M [\hat{E}_q^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*}] e^{-\alpha(k-1)L} \\ &= K \chi_{1122} \tilde{A}_{0 \rightarrow M} \hat{E}_p^{(0)} e^{-(\alpha/2)ML} [\hat{E}_q^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*}] \frac{1 - e^{-\alpha ML}}{1 - e^{-\alpha L}} \end{aligned} \quad (2.2.19a)$$

$$\hat{E}_2^{NL}(\text{total}) = K \chi_{1212} \tilde{A}_{0 \rightarrow M} \hat{E}_q^{(0)} e^{-(\alpha/2)ML} [\hat{E}_p^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*}] \frac{1 - e^{-\alpha ML}}{1 - e^{-\alpha L}} \quad (2.2.19b)$$

この 2 つの光電場に対応する光強度は

$$\begin{aligned} |\hat{E}_1^{NL}(\text{total})|^2 &= |K \chi_{1122}|^2 |\tilde{A}_{0 \rightarrow M} \hat{E}_p^{(0)}|^2 |\hat{E}_q^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*}|^2 e^{-\alpha ML} \left( \frac{1 - e^{-\alpha ML}}{1 - e^{-\alpha L}} \right)^2 \\ &= |K \chi_{1122}|^2 |\hat{E}_p^{(0)}|^2 |\hat{E}_q^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*}|^2 e^{-\alpha ML} \left( \frac{1 - e^{-\alpha ML}}{1 - e^{-\alpha L}} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.2.20a)$$

$$|\hat{E}_2^{NL}(\text{total})|^2 = |K \chi_{1212}|^2 |\hat{E}_q^{(0)}|^2 |\hat{E}_p^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*}|^2 e^{-\alpha ML} \left( \frac{1 - e^{-\alpha ML}}{1 - e^{-\alpha L}} \right)^2 \quad (2.2.20b)$$

となる。

一方、式 (2.2.17c) についての光強度は次のようになる。

$$\begin{aligned} |\hat{E}_3^{NL}(\text{total})|^2 &= \left| \sum_{k=1}^M \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_3^{NL(k)} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}(M-k)L\right] \right|^2 \\ &= \left| \sum_{k=1}^M (\tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_3^{NL(k)})_s \exp\left[-\frac{\alpha}{2}(M-k)L\right] \right|^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left| \sum_{k=1}^M \{ \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_3^{NL(k)} \}_y \exp \left[ -\frac{\alpha}{2} (M-k)L \right] \right|^2 \\
& = \sum_{k=1}^M \left| \{ \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_3^{NL(k)} \}_x \exp \left[ -\frac{\alpha}{2} (M-k)L \right] \right|^2 \\
& \quad + \sum_{k=1}^M \left| \{ \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_3^{NL(k)} \}_y \exp \left[ -\frac{\alpha}{2} (M-k)L \right] \right|^2 \\
& = \sum_{k=1}^M \left| \tilde{A}_{k \rightarrow M} \hat{E}_3^{NL(k)} \right|^2 e^{-\alpha(M-k)L} \\
& = \sum_{k=1}^M \left| \hat{E}_3^{NL(k)} \right|^2 e^{-\alpha(M-k)L} \quad (2.2.21)
\end{aligned}$$

$\{ \}_x, \{ \}_y$  はそれぞれ  $\{ \}$  内の  $x$  成分、 $y$  成分を表わす。2 段目から 3 段目の展開において、各複屈折ファイバで発生する四光波混合光の  $x$  または  $y$  成分どうしの位相関係は式 (2.2.13) で示されているように複屈折の主軸方向に依存してランダムであり相関がない、という状況に基づき、全体の絶対値自乗は各項の絶対値自乗の足し合わせとした。

ここで、 $\left| \hat{E}_3^{NL(k)} \right|^2$  のレベルについて考える。 $\left| \hat{E}_3^{NL(k)} \right|^2$  は一本の複屈折ファイバで発生した四光波混合光の強度であり、そのレベルは座標軸の採り方には無関係である。従って、式 (2.2.9c) をそのまま利用することができ、これより次の関係が得られる。

$$\begin{aligned}
\left| \hat{E}_3^{NL(k)} \right|^2 & = |K e^{\alpha L} \chi_{122}|^2 \left| \hat{E}_p^{(k)} \hat{E}_q^{(k)} \hat{E}_r^{(k)} \hat{E}_s^{(k)} \right|^2 + \left| E_{px}^{(k)} \right|^2 \left| E_{qx}^{(k)} \right|^2 \left| E_{ry}^{(k)} \right|^2 \left| E_{sy}^{(k)} \right|^2 \\
& < |K e^{\alpha L} \chi_{122}|^2 \left| \hat{E}_p^{(k)} \right|^2 \left| \hat{E}_q^{(k)} \right|^2 \left| \hat{E}_r^{(k)} \right|^2 \left| \hat{E}_s^{(k)} \right|^2 \\
& = |K \chi_{122}|^2 e^{\alpha(2-3k)L} \left| \hat{E}_p^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_q^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_r^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_s^{(0)} \right|^2 \quad (2.2.22)
\end{aligned}$$

この関係を用いると、式 (2.2.21) は次のように書き直される。

$$\begin{aligned}
\left| \hat{E}_3^{NL(k)} \right|_{\text{(total)}}^2 & < \sum_{k=1}^M |K \chi_{122}|^2 e^{\alpha(2-3k)L} \left| \hat{E}_p^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_q^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_r^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_s^{(0)} \right|^2 e^{-\alpha(M-k)L} \\
& = |K \chi_{122}|^2 \left| \hat{E}_p^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_q^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_r^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_s^{(0)} \right|^2 e^{-\alpha M L} \sum_{k=1}^M e^{-2\alpha(k-1)L}
\end{aligned}$$

$$= |K \chi_{122}|^2 \left| \hat{E}_p^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_q^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_r^{(0)} \right|^2 \left| \hat{E}_s^{(0)} \right|^2 e^{-\alpha M L} \frac{1 - e^{-2\alpha M L}}{1 - e^{-2\alpha L}} \quad (2.2.23)$$

さて、これまで得られた結果 (式 (2.2.20a)、(2.2.20b)、(2.2.23)) をもとに、式 (2.2.16) における 3 つの成分の強度を比較してみる。ファイバの損失が小さい場合、すなわち  $\alpha$  が小さい場合には

$$\left( \frac{1 - e^{-\alpha M L}}{1 - e^{-\alpha L}} \right)^2 = M^2 \quad (2.2.24a)$$

$$\frac{1 - e^{-2\alpha M L}}{1 - e^{-2\alpha L}} = M \quad (2.2.24b)$$

と展開することができる。式 (2.2.20a)、(2.2.20b)、(2.2.23) にこの関係を用いると、 $M$  が十分大きな数の場合、 $\hat{E}_3^{NL}$  (total) は  $\hat{E}_1^{NL}$  (total) や  $\hat{E}_2^{NL}$  (total) に比べて十分小さいレベルであることが分かる。従って、複屈折の主軸方向が長手方向にわたって頻繁に、かつランダムに変化する単一モードファイバについては、式 (2.2.16) の第 3 項は第 1 項、第 2 項に比べて無視できることになる。

以上の議論より、式 (2.2.16)、(2.2.19) から次式を得ることができる。

$$\begin{aligned}
\hat{E}^{NL} \text{(total)} & = K \chi_{122} \frac{1 - e^{-\alpha M L}}{1 - e^{-\alpha L}} e^{-\alpha(2) M L} \\
& \quad \times \left[ \left( \hat{E}_q^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*} \right) \tilde{A}_{0 \rightarrow M} \hat{E}_p^{(0)} + \left( \hat{E}_p^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*} \right) \tilde{A}_{0 \rightarrow M} \hat{E}_q^{(0)} \right] \\
& = h \left[ \left( \hat{E}_q^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*} \right) \hat{E}_p^{(M)} + \left( \hat{E}_p^{(0)} \cdot \hat{E}_r^{(0)*} \right) \hat{E}_q^{(M)} \right] \\
& = h \left[ \left( \hat{E}_q(0) \cdot \hat{E}_r(0)^* \right) \hat{E}_p(L_0) + \left( \hat{E}_p(0) \cdot \hat{E}_r(0)^* \right) \hat{E}_q(L_0) \right] \quad (2.2.25)
\end{aligned}$$

ここで、

$$h = i \frac{4\pi^2 f}{nc} D \chi_{122} \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (2.2.26)$$

と置き換え、また、 $L_0 = ML$  はファイバの全長、 $\hat{E}_p(0)$ 、 $\hat{E}_q(L_0)$  はそれぞれファイバの入力端と最終端における周波数  $f$  の光電場とした。パラメータ  $h$  については、前に定義した  $K = i(4\pi^2 f / nc) L_{\text{eff}} D$ 、 $L_{\text{eff}} = \{1 - \exp(-\alpha L)\} / \alpha$  を代入してある。式 (2.2.25) がここで目標とした表式であり、これによりファイバ内四光波混合の偏波依存性が記述される。

式 (2.2.25) はファイバ内四光波混合に関する興味深い特性を記述している。第 1 項の  $(\hat{E}_q(0) \cdot \hat{E}_r(0)^*)$  は  $\hat{E}_q(0)$  と  $\hat{E}_r(0)$  との偏波の重なり具合を表わしている。言い方を変えると両者の干渉の度合を表わしている。偏波状態は  $\hat{E}_p$  と同一で、その大きさはこの干渉度に比例している、というのが第 1 項となっている。これを物理的に解釈すると、

$\hat{E}_q$  と  $\hat{E}_r$  との干渉 → 光強度がビート周波数で変動 → 光カー効果により屈折率が変動 →  $\hat{E}_p$  の位相が変動 →  $\hat{E}_p$  の位相変調の変調側帯波が発生 → これが四光波混合光として観測、とみる事ができる。同様に第2項は、 $\hat{E}_p$  と  $\hat{E}_r$  との干渉により  $\hat{E}_q$  に位相変調がかかり、その変調側帯波として現われる光を示しているものとみなせる。この解釈は、ファイバ内四光波混合現象を考える際に直感的見通しを得るのに便利であり、初心者に対する説明としても解り易い。ただし、これはあくまで便宜上の解釈で、理論的には正しくない。2.1節2.1.2で述べたように、四光波混合も光カー効果もともに  $\chi_3$  から派生しており、関与する周波数の組み合わせによって異なる現象として現われるにすぎない。決して、 $\chi_3$  → 光カー効果 → 四光波混合という図式ではない。実際、局所的には式 (2.2.16) の第3項も存在しており、上の解釈ではこの項の存在は説明できない。

## B. 特殊な場合

前項では、四光波混合の偏波依存性について一般的な表式 (2.2.25) を導出した。この項では、前項で得られた結果を用いて、いくつかの特殊な場合における四光波混合光の発生効率を考えてみる。まず、議論の見通しをよくするために、式 (2.2.25) を書き換えておく。偏波状態を表わす単位ベクトル  $\hat{e}_p^{(0)}$  (ただし、 $|\hat{e}_p^{(0)}|^2 = 1$ ) を導入して信号光の電場ベクトルを

$$\hat{E}_p(0) = |E_p(0)| \hat{e}_p^{(0)} \quad (2.2.27a)$$

$$\hat{E}_p(L) = |E_p(L)| \hat{e}_p^{(L)} = |E_p(0)| \exp[-\frac{\alpha}{2} L] \hat{e}_p^{(L)} \quad (2.2.27b)$$

と表記すると、式 (2.2.25) は次のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} \hat{E}^{NL}(\text{total}) &= h |E_p(0)| |E_q(0)| |E_r(0)| \{ [\hat{e}_p^{(0)} \cdot \hat{e}_q^{(0)*}] \hat{e}_p^{(L)} + [\hat{e}_p^{(0)} \cdot \hat{e}_q^{(0)*}] \hat{e}_q^{(L)} \} \\ &= h |E_p(0)| |E_q(0)| |E_r(0)| \{ [\hat{e}_p^{(L)} \cdot \hat{e}_q^{(L)*}] \hat{e}_p^{(L)} + [\hat{e}_p^{(L)} \cdot \hat{e}_q^{(L)*}] \hat{e}_q^{(L)} \} \end{aligned} \quad (2.2.28)$$

ここで、2つの信号光間の偏波関係は  $[\hat{e}_p^{(0)} \cdot \hat{e}_q^{(0)*}] = [\hat{e}_p^{(L)} \cdot \hat{e}_q^{(L)*}]$  というようにファイバ長にわたって保持されるものとした。以下の議論は式 (2.2.28) を用いて行なう。なお簡単のため、以後 'total' や 'Li' といった添え字は省略するものとする。

( $\hat{e}_p = \hat{e}_q = \hat{e}_r$  の場合)

まず、どの信号光も同一の偏波状態である場合を考える。この場合、式 (2.2.28) は

$$\hat{E}^{NL} = 2h |E_p(0)| |E_q(0)| |E_r(0)| \hat{e}_p \quad (2.2.29)$$

となり、四光波混合光も信号光と同一偏波となる。したがってことさらに偏波状態を記述する必要はなく、光電場はスカラー量として取り扱える。本論文で特に偏波依存性を問題としない節で、スカラー表示で議論を進めているのはこの理由による。なお、式 (2.2.29) に式 (2.2.26) を代入すると、

$$\hat{E}^{NL} = 2i \frac{4\pi^2 f}{nc} D \chi_{1122} \frac{1 - e^{-\frac{\alpha L}{2}}}{\alpha} |E_p(0)| |E_q(0)| |E_r(0)| \hat{e}_p \quad (2.2.30)$$

となる。この式をスカラー表示の式 (2.1.14) と比べてみると、 $\chi_3 = 2\chi_{1122}$  という関係があることが分かる。ガラス媒質では  $\chi_{1122} = \chi_{1212} = \chi_{1221} = \chi_{1111}/3$  である事が知られており、これを代入すると  $\chi_3 = (2/3)\chi_{1111}$  となる。つまり、他の文献でしばしば見受けられるように (例えば [2.1], [2.2])、同一偏波状態のファイバ内四光波混合現象をスカラーで記述した時の非線形感受率として  $\chi_{1111}$  をそのまま用いるのは間違いで、厳密には係数 (2/3) をつけなければならない。

さて、式 (2.2.29) に対応する光強度は

$$|\hat{E}^{NL}|^2 = 4 |h|^2 |E_p(0)|^2 |E_q(0)|^2 |E_r(0)|^2 \quad (2.2.31)$$

である。以後これを基準にして、偏波状態によって効率がどうなるかを考察する。

( $\hat{e}_p = \hat{e}_q \neq \hat{e}_r$  の場合)

周波数  $f_p$  と  $f_q$  の信号光は同一偏波状態で、周波数  $f_r$  の信号光はこれと異なる偏波状態である場合、式 (2.2.28) は

$$\hat{E}^{NL} = 2h |E_p(0)| |E_q(0)| |E_r(0)| [\hat{e}_p \cdot \hat{e}_r^*] \hat{e}_p \quad (2.2.32)$$

となり、これに対応する光強度は

$$|\hat{E}^{NL}|^2 = 4 |h|^2 |E_p(0)|^2 |E_q(0)|^2 |E_r(0)|^2 |\hat{e}_p \cdot \hat{e}_r^*|^2 \quad (2.2.33)$$

となる。これをみると、四光波混合効率は周波数  $f_p$  と  $f_r$  (または  $f_q$  と  $f_r$ ) の信号光同士の間でビート強度  $|E_p(0)|^2 |E_r(0)|^2 |\hat{e}_p \cdot \hat{e}_r^*|^2$  に比例することがわかる。極端な場合、周波数  $f_r$  の信号光が周波数  $f_p$  (または周波数  $f_q$ ) の信号光と直交していると効率はゼロとなる。

$$|\hat{E}^{NL}|^2 = 0 \quad \text{for } \hat{e}_p = \hat{e}_q \perp \hat{e}_r \quad (2.2.34)$$

この結果は一部縮退四光波混合 ( $E_p = E_q$ ) の場合にもそのまま適用される。

( $\hat{c}_p \neq \hat{c}_q = \hat{c}_r$  または  $\hat{c}_p = \hat{c}_r \neq \hat{c}_q$  の場合)

周波数  $f_q$  と  $f_r$  の信号光は同一偏波状態で、周波数  $f_p$  の信号光はこれと異なる偏波状態である場合、式 (2.2.28) は

$$\hat{E}^{NL} = h |E_p(0)| |E_q(0)| |E_r(0)| (\hat{c}_p + [\hat{c}_p \cdot \hat{c}_q] \hat{c}_q) \quad (2.2.35)$$

となる。さらに周波数  $f_p$  の信号光と周波数  $f_q$  (または  $f_r$ ) の信号光が直交していると、この式は

$$\hat{E}^{NL} = h |E_p(0)| |E_q(0)| |E_r(0)| \hat{c}_p \quad (2.2.36)$$

となり、これに対応する光強度は

$$|\hat{E}^{NL}|^2 = h^2 |E_p(0)|^2 |E_q(0)|^2 |E_r(0)|^2 \quad \text{for } \hat{c}_p \perp \hat{c}_q = \hat{c}_r \quad (2.2.37)$$

となる。これを式 (2.2.31) を比べると、全信号光が同一偏波である場合に比べて効率は  $1/4$  になることが分かる。この結果は、周波数  $f_p$  と  $f_r$  の信号光は同一偏波状態で、周波数  $f_q$  の信号光はこれと異なる偏波状態である場合 ( $\hat{c}_p = \hat{c}_r \neq \hat{c}_q$ ) も同様である。

### C. ランダム偏波状態

通常の光ファイバ伝送では、信号光の偏波状態は特定の関係を満たしてはならず、ランダムであると考えられる。そのような系における四光波混合効率の期待値 (平均値) は以下になる。この平均値は、入力する3つの信号光の一部が縮退している時とない時とで異なるので、それぞれの場合に分けて論じる。

( $\hat{E}_p = \hat{E}_q \neq \hat{E}_r$  の場合)

まず、周波数  $f_p$  と  $f_q$  の信号光が縮退している場合について考える。この場合は、式 (2.2.33) を用いることができ、これより次の式が得られる。

$$|\hat{E}^{NL}|^2 = 4 |h|^2 |E_p(0)|^4 |E_r(0)|^2 |\hat{c}_p \cdot \hat{c}_r|^2 \quad (2.2.38)$$

この式において、 $|\hat{c}_p \cdot \hat{c}_r|^2$  は  $f_p$  と  $f_r$  の信号光の偏波状態に応じていろいろな値をとる。

そこで、ランダム偏波状態に対する  $|\hat{c}_p \cdot \hat{c}_r|^2$  の平均値を考えてみる。まず、 $\hat{c}_p$  を

$$\hat{c}_p = (c_{px}, c_{py}) = (\cos\phi_p, \sin\phi_p e^{i\Delta_p}) \quad (2.2.39)$$

と表記する。この表式を用いると、 $|\hat{c}_p \cdot \hat{c}_r|^2$  は次のようになる。

$$\begin{aligned} |\hat{c}_p \cdot \hat{c}_r|^2 &= |c_{px}|^2 |c_{rx}|^2 + |c_{py}|^2 |c_{ry}|^2 + 2 \operatorname{Re}[c_{px} c_{py}^* c_{rx} c_{ry}^*] \\ &= \cos^2\phi_p \cos^2\phi_r + \sin^2\phi_p \sin^2\phi_r \\ &\quad + \frac{1}{2} \sin 2\phi_p \sin 2\phi_r (\cos\Delta_p \cos\Delta_r + \cos\Delta_p \cos\Delta_r) \end{aligned} \quad (2.2.40)$$

式 (2.2.40) は偏波状態に関して  $\phi_j$  と  $\Delta_j$  ( $j=p, r$ ) というパラメータを含んでいる。従って、式 (2.2.40) の期待値を知るには、ランダム偏波状態についての  $\phi_j$  と  $\Delta_j$  の確率分布がわかればよい。しかしながら、 $\phi_j$  と  $\Delta_j$  のとる値の確率は単純に  $0$  から  $2\pi$  までの間に一様に分布しているわけではなく、若干の考察が必要である。

ここで、ボアンカレ球を用いて考察を進める。ボアンカレ球は図2.2.2のようなものであり、光の偏波状態はこのボアンカレ球により記述することができる。ある偏波状態は、図に示す  $\beta$  と  $\gamma$  という2つのパラメータによりボアンカレ球上のある一点として表現される。ただし、 $\beta$  は  $0$  から  $\pi$  までの値を、 $\gamma$  は  $-\pi/4$  から  $\pi/4$  までの値をとる。この  $\beta$  と  $\gamma$  と、式 (2.2.39) に登場している  $\phi$  と  $\Delta$  の間には次の関係が成り立っている[2.4]。

$$\tan 2\beta = (\tan 2\phi) \cos \Delta \quad (2.2.41a)$$

$$\sin 2\gamma = (\sin 2\phi) \cos \Delta \quad (2.2.41b)$$

これらより、次の関係式が得られる。

$$\cos 2\phi = \pm \cos 2\beta \cos 2\gamma \quad (2.2.42a)$$

$$\sin 2\phi = \cos \Delta = \pm \cos 2\gamma \sin 2\beta \quad (2.2.42b)$$

さて  $|\hat{c}_p \cdot \hat{c}_r|^2$  の平均を求めるために、式 (2.2.40) を  $\beta$  と  $\gamma$  により表現する。式 (2.2.42a)、(2.2.42b) を用いると、式 (2.2.40) は次のように書き直される。

$$\begin{aligned} |\hat{c}_p \cdot \hat{c}_r|^2 &= \frac{1}{2} (1 + \cos 2\phi_p \cos 2\phi_r) + \frac{1}{2} \sin 2\phi_p \sin 2\phi_r \cos \Delta_p \cos \Delta_r \\ &\quad + \frac{1}{2} \sin 2\phi_p \sin 2\phi_r \sin \Delta_p \sin \Delta_r \\ &= \frac{1}{2} (1 \pm \cos 2\beta_p \cos 2\beta_r \cos 2\gamma_l \pm \frac{1}{2} \cos 2\gamma_p \sin 2\beta_p \cos 2\gamma_r \sin 2\beta_r \\ &\quad + \frac{1}{2} \sin 2\gamma_p \sin 2\beta_r) \end{aligned} \quad (2.2.43)$$

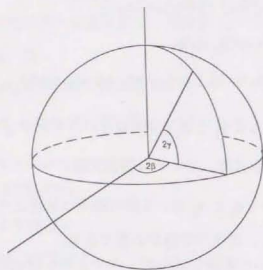


図 2.2.2 ボアンカレ球

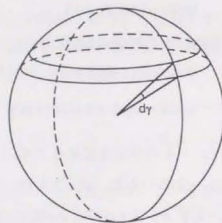
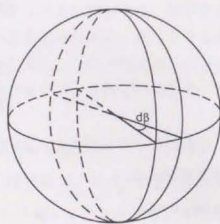


図 2.2.3  $\beta$ 、 $\gamma$  の確率密度の説明図

この式を用いて  $|\hat{e}_p \cdot \hat{e}_t|^2$  の平均を求めよう。パラメータ  $\beta$ 、 $\gamma$  は互いに独立なので、式 (2.2.43) の平均は次のように書かれる。

$$\begin{aligned} \langle |\hat{e}_p \cdot \hat{e}_t|^2 \rangle &= \frac{1}{2} (1 \pm \langle \cos 2\beta_p \rangle \langle \cos 2\gamma_p \rangle \langle \cos 2\beta_t \rangle \langle \cos 2\gamma_t \rangle) \\ &\pm \frac{1}{2} \langle \cos 2\gamma_p \rangle \langle \sin 2\beta_p \rangle \langle \cos 2\gamma_t \rangle \langle \sin 2\beta_t \rangle + \frac{1}{2} \langle \sin 2\gamma_p \rangle \langle \sin 2\beta_t \rangle \end{aligned} \quad (2.2.44)$$

ここで、 $\langle \rangle$  はそれぞれのパラメータについての平均を表す。例えば、 $\cos 2\beta$  と  $\sin 2\gamma$  の平均は確率密度関数を用いて次のように求めることができる。

$$\langle \cos 2\beta \rangle = \int_0^\pi \cos 2\beta \cdot f(\beta) \, d\beta \quad (2.2.45a)$$

$$\langle \sin 2\gamma \rangle = \int_{-\pi/4}^{\pi/4} \sin 2\gamma \cdot g(\gamma) \, d\gamma \quad (2.2.45b)$$

$f(\beta)$ 、 $g(\gamma)$  はそれぞれ  $\beta$ 、 $\gamma$  についての確率密度関数である。ランダム偏波については、偏波状態を特定する点はボアンカレ球上に一様に分布する。この場合、確率密度関数は  $\beta$  あるいは  $\gamma$  の単位角度で切り出される面積に比例する (図 2.2.3)。図 2.2.3 より、確率密度関数について次の関係が成り立っていることがわかる。

$$f(\beta) = \text{const.} \quad (2.2.46a)$$

$$g(\gamma) = g(-\gamma) \quad (2.2.46b)$$

この関係式を用いると、式 (2.2.45a) (2.2.45b) は次のようになる。

$$\langle \cos 2\beta \rangle = k \int_0^\pi \cos 2\beta \, d\beta = 0 \quad (2.2.47a)$$

$$\begin{aligned} \langle \sin 2\gamma \rangle &= \int_{-\pi/4}^0 \sin 2\gamma \cdot g(\gamma) \, d\gamma + \int_0^{\pi/4} \sin 2\gamma \cdot g(\gamma) \, d\gamma \\ &= \int_{-\pi/4}^0 \sin 2\gamma \cdot g(\gamma) \, d\gamma + \int_0^{\pi/4} \sin 2\gamma \cdot g(\gamma) \, d\gamma \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \int_{-\pi/4}^{\pi/4} \sin(-2\gamma) \cdot g(-\gamma) d(-\gamma) + \int_0^{\pi/4} \sin 2\gamma \cdot g(\gamma) d\gamma \\
&= \int_{-\pi/4}^0 \sin 2\gamma \cdot g(\gamma) d\gamma + \int_0^{\pi/4} \sin 2\gamma \cdot g(\gamma) d\gamma \\
&= 0
\end{aligned} \tag{2.2.47b}$$

式 (2.2.47a) (2.2.47b) を代入すると式 (2.2.44) は

$$\langle \hat{c}_p \cdot \hat{c}_i^* \rangle^2 = \frac{1}{2} \tag{2.2.48}$$

となる。

さて、これで式 (2.2.40) の期待値を求める準備は整った。式 (2.2.48) を用いると、式 (2.2.40) の平均値は次のようになる。

$$\langle E^{NL} \rangle^2 = 2 |h^2| E_p(0)^2 E_q(0)^2 E_r(0)^2 \tag{2.2.49}$$

この値を全信号光が同一偏波状態である場合の効率の式 (2.2.31) と比べると、信号光が一部縮退している時の四光波混合光の平均効率は  $1/2$  となることが分かる。

(非縮退 ( $\hat{E}_p \neq \hat{E}_q \neq \hat{E}_r$ ) の場合)

全信号光がまったく縮退していない場合、式 (2.2.28) より次式が得られる。

$$\begin{aligned}
|E^{NL}|^2 &= |h^2| E_p(0)^2 E_q(0)^2 E_r(0)^2 \\
&\quad \times \{ |\hat{c}_q \cdot \hat{c}_i^*|^2 |\hat{c}_p|^2 + |\hat{c}_p \cdot \hat{c}_i^*|^2 |\hat{c}_q|^2 + 2 \operatorname{Re}[\hat{c}_q \cdot \hat{c}_i^*] \hat{c}_p \cdot \hat{c}_i^* \} \\
&= |h^2| E_p(0)^2 E_q(0)^2 E_r(0)^2 \\
&\quad \times \{ |c_{q1}|^2 |c_{r1}|^2 + |c_{q2}|^2 |c_{r2}|^2 + 2 \operatorname{Re}[c_{q1} c_{r1}^* c_{q2}^* c_{r2}] \\
&\quad + |c_{p1}|^2 |c_{r1}|^2 + |c_{p2}|^2 |c_{r2}|^2 + 2 \operatorname{Re}[c_{p1} c_{r1}^* c_{p2}^* c_{r2}] \\
&\quad + 2 \operatorname{Re}[c_{p1} c_{q1}^* c_{r1}^* c_{q2}^* + c_{p1} c_{p2}^* c_{q1}^* c_{r2}^* + c_{p2} c_{q2}^* c_{r2}^* c_{q1}^* \\
&\quad + c_{p2} c_{p1}^* c_{q2}^* c_{r1}^* + c_{p1} c_{p2}^* c_{q1}^* c_{r2}^* + c_{p2} c_{p1}^* c_{q2}^* c_{r1}^*] \} \tag{2.2.50}
\end{aligned}$$

この式の平均値は、式 (2.2.49) と同様の手順により次のように得ることができる。

$$\langle E^{NL} \rangle^2 = |h^2| E_p(0)^2 E_q(0)^2 E_r(0)^2$$

$$\begin{aligned}
&\times \langle \cos^2 \phi_q \cos^2 \phi_i + \sin^2 \phi_q \sin^2 \phi_i + \cos^2 \phi_p \cos^2 \phi_i + \sin^2 \phi_p \sin^2 \phi_i \\
&\quad + 2 \cos^2 \phi_p \cos^2 \phi_q \cos^2 \phi_i + 2 \sin^2 \phi_p \sin^2 \phi_q \sin^2 \phi_i \rangle
\end{aligned}$$

$$= \frac{3}{2} |h^2| E_p(0)^2 E_q(0)^2 E_r(0)^2 \tag{2.2.51}$$

この結果を式 (2.2.31) と比べると、ランダム偏波状態に対する平均値は、全信号光が同一偏波の場合に比べて  $3/8$  であることが分かる。

以上得られた結果を表2.2.1にまとめておく。

	FWM light at $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$	
	Polarization state	Efficiency
$e_1 = e_2 = e_3$	$e_1 (= e_2 = e_3)$	1
$e_1 = e_2 \perp e_3$	-	0
$e_1 \perp e_3 = e_2$	$e_1$	1/4
$e_1 = e_3 \perp e_2$	$e_2$	1/4
Average in $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$	-	1/2
Average in $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$	-	3/8

表2.2.1 特殊なケースについての効率

## 2.2.2 実験

前項で展開した議論を確かめるために実験を行なった。実験では、2.6 kmの分散シフトファイバを四光波混合光発生用として用い、発生した四光波混合光はヘテロダイン検波により検出した。前節の議論によれば、四光波混合の偏波依存性は入力信号光が一部縮退しているか否かで異なっていたので、実験もそれぞれの場合について行なった。

A. 一部縮退 ( $\hat{E}_p = \hat{E}_q$ ) の場合

まず、周波数  $f_p$  と周波数  $f_q$  の信号光が同一である場合について実験を行なった。実験

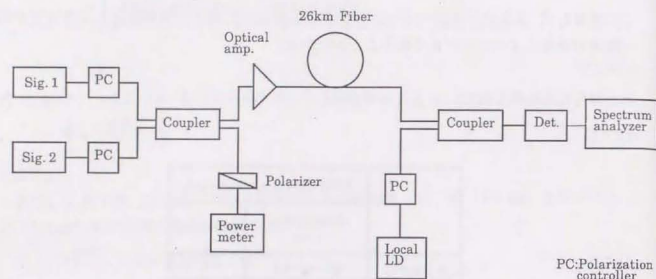


図 2.2.4 偏波依存性測定の実験系 (2 チャンネル)

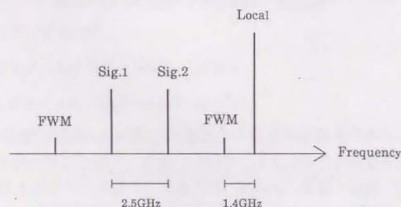


図 2.2.5 前図における周波数配置

系を図2.2.4に示す。2つのDFB-LDからの信号光は光カップラにより合波され、ファイバ増幅器により増幅された後、分散シフトファイバに入力される。光カップラのもう一方の出力端には検光子とパワーメータが接続されており、これにより2入力光の偏波状態の合致具合をモニターした。ファイバからの出力は、局発光と合波された後、pinフォトダイオードで検出された。そして、pinフォトダイオードからの電気信号をスペクトラムアナライザー (帯域3GHz) により観測した。

以上の構成における光周波数配置を図2.2.5に示す。2入力光の周波数差は2.5GHzとした。この2入力光の両側に四光波混合光が発生する。このうちの高周波数側の四光波混合光を観測対象とし、これより1.4GHz高い周波数位置に局発光を配置した。このように光周波数を配置することにより、スペクトラムアナライザーの画面上では、四光波混合光と局発光とのビート信号、及び2つの信号光同士のビート信号が観測されることになる。

以上の実験系で、入力信号光の偏波状態をいろいろと変えた時の観測結果を図2.2.6に示す。各図の中央に見えるのが四光波混合光と局発光とのビート信号で、この信号が最大となるように局発光の偏波状態を調整した。このビート信号レベルが発生した四光波混合光パワーを示すことになる。一方その右側に見えるのは、入力信号光同士のビート信号である。このビート信号は2つの入力信号光間の偏波の重なり具合、すなわち  $|\hat{c}_p \cdot \hat{c}_r|^2$  を示すことになる。

図2.2.6において、(a)は入力光の偏波が完全に一致している場合、(e)はほぼ完全に直交している場合、(b) - (d)はその中間状態である。これらの結果から分かることは、一部縮退四光波混合 (2入力四光波混合) の場合、発生効率は2つの入力信号光間の偏波の重なり度に完全に比例するというのである。この実験事実は、前項のB ( $\hat{c}_p = \hat{c}_q \neq \hat{c}_r$ ) での議論 (式(2.2.33)) を裏付けるものである。

#### B. 非縮退 ( $\hat{E}_p \neq \hat{E}_q \neq \hat{E}_r$ ) の場合

次に、3つの周波数光を入力する場合について実験を行なった。図2.2.7にその実験系を示す。3つのDFB-LDからの光は、偏波制御器 (PC) を経た後、光カップラにより合波される。合波された光はファイバ増幅器により増幅されてから、26kmの分散シフトファイバに入力される。ファイバからの出力光は局発光と合波された後、pinフォトダイオードによりヘテロダイン検波される。このフォトダイオードからの電気信号をスペクトラムアナライザーにより観測した。一方、入力偏波状態モニターのため、入力側の光カップラ的一端からの合波光をそのままpinフォトダイオードにより直接検波し、その電気信号をスペクトラムアナライザーで観測した。スペクトラムアナライザーの画面上では各入力光間のビート信号が観測されるので、これにより各入力光間の偏波関係を知ることができる。

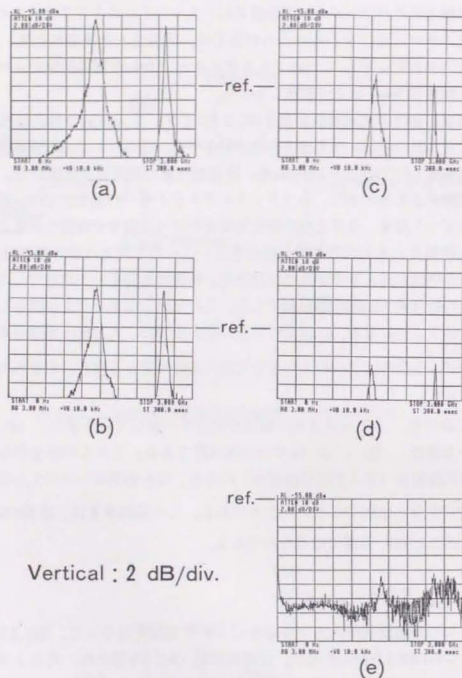


図 2.2.6 偏波依存性の実験結果 (2 チャンネル)

- (a) 同一偏波状態
- (b)~(d) 中間状態
- (e) 直交偏波状態

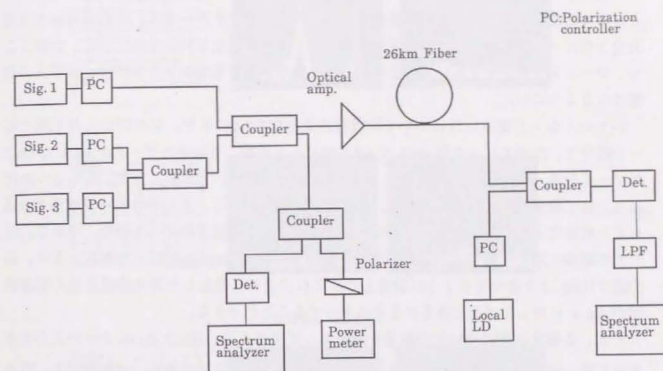


図 2.2.7 偏波依存性測定の実験系 (3 チャンネル)

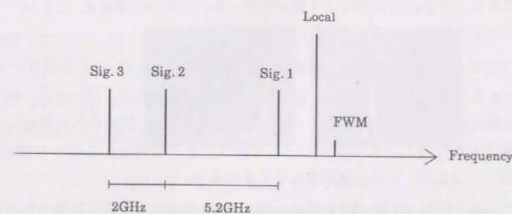


図 2.2.8 前図における周波数配置

各信号光の周波数関係は図2.2.8のように設定した。前項での議論と対応するように、周波数  $f_p$  の光 ( $\hat{E}_p$ ) を sig.1、周波数  $f_q$  の光 ( $\hat{E}_q$ ) を sig.2、周波数  $f_r$  の光 ( $\hat{E}_r$ ) を sig.3とし、 $f_p + f_q - f_r$  に発生する四光波混合光を観測対象とした。局発光は四光波混合光と sig.1との間に配置し、これにより出力側のスペクトラムアナライザでは、四光波混合光と局発光とのビート信号及び sig.1と局発光のビート信号が観測されるようにした。なおここで、ローパスフィルタを用いて、2つのビート信号が同じ程度のレベルで同一画面上で観測されるようにした。

いろいろな入力偏波状態についての観測結果を図2.2.9に示す。左の図は入力光間のビート信号で、左側のピークが sig.2 と sig.3 のビート信号、まん中のピークが sig.1 と sig.2 のビート信号、右側のピークが sig.1 と sig.3 のビート信号、である。一方、右の2つの図は出力側で観測したスペクトラムで、それぞれの図において、まん中のピークは四光波混合光と局発光とのビート信号、右側のピークは sig.1 と局発光のビート信号、である。出力光の観測に際して局発光の偏波状態は、真ん中の図では sig.1 と同一であるように、右の図では sig.1 と直交するように設定した。これにより、発生した四光波混合光の偏波状態が sig.1 に対してどうであるかをモニターすることができる。

では、各偏波状態についての結果を順をおって見てみる。図2.2.9(a)は3つの入力光がすべて同一偏波状態である時 ( $\hat{c}_p = \hat{c}_q = \hat{c}_r$ ) の出力スペクトルである。当然ながら、四光波混合光の偏波状態も sig.1 と同一となっている。以下の観測では、この時の発生光レベル (四光波混合光と局発光とのビート信号レベル) を基準にして発生光レベルを見ていくことにする。

図2.2.9(b)は、sig.1とsig.2は同一偏波、sig.3はこれらと直交している場合 ( $\hat{c}_p = \hat{c}_q \perp \hat{c}_r$ ) の結果である。四光波混合光は全く発生していない。この結果は式 (2.2.34) での議論を支持している。

図2.2.9(c)は、sig.2とsig.3は同一偏波で、sig.1がこれらと直交している場合 ( $\hat{c}_p \perp \hat{c}_q = \hat{c}_r$ ) の結果である。このスペクトルからは2つの事柄が読み取れる。ひとつは、四光波混合光の偏波状態は sig.1 と同じであるということ、今ひとつは、発生レベルが全入力光が同一偏波状態である時の  $1/4$  となっているということ、である。これらの観測結果は、式 (2.2.36)、(2.2.37) により説明することができる。

最後に、sig.1とsig.3は同一偏波で、sig.2がこれらと直交している場合 ( $\hat{c}_p = \hat{c}_r \perp \hat{c}_q$ ) の結果を図2.2.9(d)に示す。四光波混合光の偏波状態は sig.1 と直交、すなわち sig.2 と同一であり、その発生レベルは全入力光が同一偏波状態である時の  $1/4$  となっている。この状況は、本質的には図2.2.9(c)の場合と同じであり、式 (2.2.36)、(2.2.37) により説明することができる。

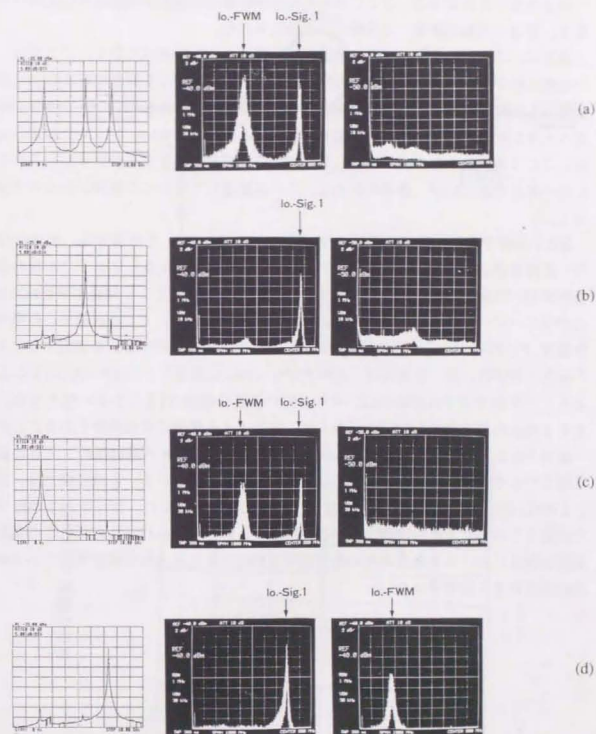


図2.2.9 実験結果 (3チャンネル)

左: 入力光間ビート信号 (横軸: 1GHz/div, 縦軸: 5dB/div)

中: 局発光とsig.1を同一偏波とした場合 (横軸: 180MHz/div, 縦軸: 2dB/div)

右: 局発光とsig.1を直交偏波とした場合 (同上)

(a) 全入力光同一偏波 (b) sig.3  $\perp$  sig.1, sig.2

(c) sig.1  $\perp$  sig.2, sig.3 (d) sig.2  $\perp$  sig.1, sig.3

以上の見てきたように、ここで得られた実験結果は前項での理論展開を裏付けるものとなり、前項の理論的取扱いは実験により検証された。

最後に、この節で展開してきた議論の適用範囲について述べておく。ここでは、ファイバ伝搬に伴う偏波状態の変化の仕方はどの周波数光についても同じであるとして理論式を展開し、実験でもその前提を満たすように狭い周波数差の光を用いた。この仮定は、波長差の大きな光が長いファイバを伝搬する場合には成り立たない。従ってそのような場合には、ここでの結論からのずれが生じる。どの位の波長差からずれが生じてくるかを定量的に述べるのは難しいが、参考のために、これに関連して行なった実験があるので紹介しておく。

図2.2.10がその測定系である。2つの周波数光( $f_1$ ,  $f_2$ )を用意する。両者は合波後、同一直線偏波状態で2.5kmの分散シフトファイバに入力される。ファイバからの出力は偏波制御器PC3を経て偏波ビームスプリッタに入力される。ここで偏波制御器PC3を、 $f_1$ の光が全てパワーメータPM1に透過するように設定する。そしてこの状態で、 $f_2$ の光の偏波分極度  $P_1/(P_1+P_2)$  ( $P_1$ ,  $P_2$ は各々PM1, PM2で受かる光パワー)を測定する。もし、 $f_2$ の偏波状態が $f_1$ と同一であれば、 $f_2$ の光は全てPM1に透過し、 $P_1/(P_1+P_2)=1$ となるはずである。一方両者にずれがあれば、その分だけ偏波分極度は1より小さい値となる。この測定を2光波の周波数差を変えて行なえば、波長による偏波のずれ具合を知ることができる。

結果を図2.2.11に示す。周波数差が小さい時には、ファイバ透過後の2光波の偏波状態は同じであるが、周波数差が広がるにつれてずれが生じている。この実験では、周波数差が2.0THzあたりからずれが大きくなる、という結果となった。従って、この節で展開した議論もこのあたりから実際のずれが出てくるものと思われる。ただしこの実験では、偏波制御器における両周波数光の偏波回転度の違いも込み込みで測定されているので、この結果はあまり厳密ではない。

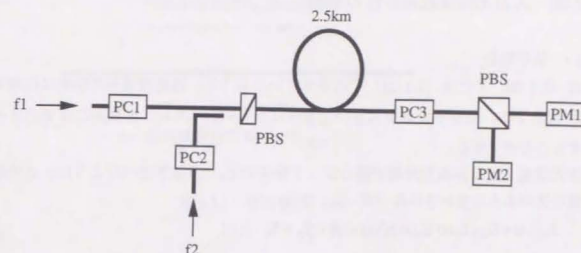


図2.2.10 偏波回転度の測定系  
PC: 偏波制御器、PM: パワーメータ、  
PBS: 偏波ビームスプリッタ

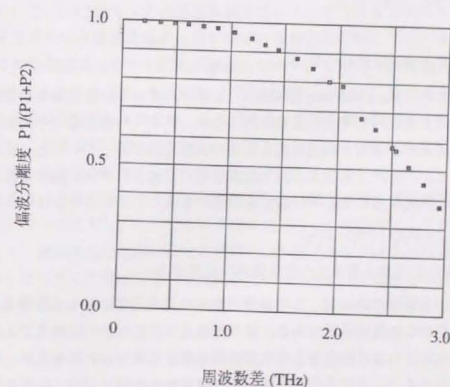


図 2.2.11 偏波回転度の測定結果

## 2.3 節 入力光周波数依存性の解明

### 2.3.1 位相整合

式 (2.1.20) または (2.1.21) で示されているように、四光波混合の効率は位相不整合  $\Delta\beta$  に依存する。位相不整合が大きいと効率は小さい。これは、直観的には次のように理解することができる。

四光波混合光は非線形分極が源となって発生する。2.1節で述べたように、この非線形分極は次のように表わされる (式 (2.1.7))。

$$P_{NL}(z) = D\chi_3 E_p(z) E_q(z) E_r^*(z) \exp[i(\beta_p + \beta_q - \beta_r)z] \quad (2.3.1)$$

これを見ると、非線形分極は  $\beta(f_p) + \beta(f_q) - \beta(f_r)$  という伝搬定数で媒質を伝わっていくことが分かる。一方、いったん発生した四光波混合光は  $\beta(f_F = f_p + f_q - f_r)$  という伝搬定数で伝搬する。両者が一致していると、各所で発生する四光波混合光は、それ以前に発生してそこまで伝搬してきた四光波混合光と同相で足し合わされることになる (図2.3.1)。この、非線形光が同相で足し合わされるための条件

$$\beta(f_p) + \beta(f_q) - \beta(f_r) = \beta(f_F)$$

または

$$\beta(f_p) + \beta(f_q) - \beta(f_r) - \beta(f_F) = 0 \quad (2.3.2)$$

は、位相整合条件 (phase matching condition) と呼ばれている。位相整合条件が満たされると、各四光波混合光が同相で足し合わされるため、ファイバ出力端での発生効率が大きくなる。一方、非線形分極波と四光波混合光との伝搬定数が違っていると (位相整合条件が満たされないと)、各所で発生する四光波混合間に位相ずれが生じ効率は低下する。この非線形分極波と四光波混合光との伝搬定数の違いを表わしているのが位相不整合量

$$\Delta\beta = \beta(f_p) + \beta(f_q) - \beta(f_r) - \beta(f_F) \quad (2.3.3)$$

で、 $\Delta\beta$  が大きいと四光波混合光の発生効率は低下する。

以上は直観的な説明であるが、この位相不整合の発生効率に対する影響を定量的に記述しようというのがこの節の目的である。位相不整合はファイバの分散及び入力光周波数に依存する。従ってこれは、効率の入力光周波数依存性と言いかけてもよい。

単一モードファイバにおける位相不整合の研究は Shibata et al.[2.2] によって初めて行われた。そこでは、 $\Delta\beta$  をファイバの分散により記述する表式が導出されている。しかしながらその表式は、分散がある値以上である場合 (例えば 1 ps/(km-nm) 以上) を対象としており、信号光波長がファイバのゼロ分散波長の近傍である状況には適用できない。一方、

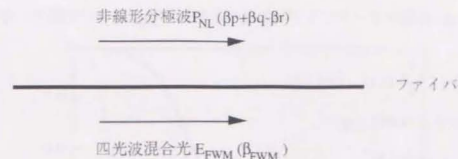


図2.3.1 位相整合

光通信、特に長距離通信系においては、分散による信号波形歪みを避けるためにゼロ分散波長帯で信号光を伝送することが行なわれている。このような状況における位相不整合の研究はこれまでなされていなかった。そこで本論文では、ゼロ分散波長近傍での位相不整合特性を明らかにしていく。

話の順序として、2.3.2項で入力光周波数依存性についてこれまで知られていた事柄、すなわち信号光がゼロ分散波長域からずれている場合の特性について述べる。続いて2.3.3項で、ゼロ分散波長近傍での位相不整合について、その基本特性を理論、実験の両面から明らかにする。この項で、短尺ファイバでは理論・実験が一致する一方、長尺ファイバでは長手方向の分散揺らぎのため、基本特性通りの振る舞いを示さないことが明らかにされている。これを受けて2.3.4項では、長尺ファイバにおける特性を実験的に調べ、基本理論モデルとの比較を行なう。

なお本論文では、分散の光パワー依存性は無視した。厳密には、媒質の屈折率は光カー効果のため光パワーに依存し、これに伴い分散も光パワーに依存する。しかしながら、本論文は主として、波長多重伝送系における影響という観点からファイバ内四光波混合を取り扱っており、この際には問題となる四光波混合光のパワーレベルはもとの信号光に対しておよそ-20dB程度である。つまりここでは非線形性がごく弱い摂動効果として作用している状況を対象としており、この場合には分散の光パワー依存性は無視できると考えられる。ただしこれは、波長多重ファイバ伝送系を想定しているためであり、ピークパワーの高いパルス光入力の場合にはこの限りではない[2.10]。

### 2.3.2 ゼロ分散波長域からずれている場合

Shibata et al. は単一モードファイバにおける位相不整合について調べ、次の表式を導出した[2.2]。

$$\Delta\beta = 2 \frac{\lambda^2 \pi}{c} D_c (f_p - f_q)(f_q - f_r) \quad (2.3.4)$$

ここで $D_c$ はファイバの色分散で、

$$D_c = - \frac{(2\pi)^3 c}{\lambda^2} \frac{d\beta}{d\lambda^2} \quad (2.3.5)$$

と表わされる。式(2.3.4)を見ると、周波数差が大きいく、また分散が大きいく、位相不整合量が大きいくことがわかる。実際にこの式を四光波混合光発生位相不整合依存性を記述する式(2.1.23)に代入して計算すると、図2.3.2の結果が得られる。破線は分散値が17ps/(km-nm)の場合、実線は1ps/(km-nm)の場合である。前者は1.5μm帯の信号光を通常分散ファイバに通した場合、後者は分散シフトファイバを用い、さらにそのゼロ分散波長が信号光波長と13~14nmずれている場合、に対応する。

図2.3.2を見ると、入力光の周波数差が大きくなると位相不整合のため効率が低下する様子が示されている。その低下の仕方は分散値に依存する。例えば、分散値が17ps/(km-nm)の場合は周波数差が30GHz程度になると効率はほとんどゼロになるが、1ps/(km-nm)だと60~80GHzまで伸びている。通常の波長多重伝送で想定されているチャンネル間隔は10GHz以上である。従ってこの結果は、通常分散ファイバに1.5μm帯の信号光を通す場合には、四光波混合の影響はほとんどないことを示している。

一方、分散シフトファイバの場合には分散が小さいので位相不整合量が小さく、周波数差が広がっても効率が低下しにくい。さらに、分散シフトファイバは実効モード断面積 $A_{eff}$ が小さいので光のパワー密度が高く、その分非線形性が生じ易いという事情もある。従って、1.5μm帯の信号伝送を考えると、分散シフトファイバにおける四光波混合特性を知ることが重要である。最も影響が出やすいのは、分散値がゼロの近傍であろう。ところが、式(2.3.4)は分散がある値以上である場合を想定しており、 $D_c=0$ とするとどんな周波数であっても位相整合条件が満たされることになる。これは実際の状況を表わしているとは言いが、式(2.3.4)ではゼロ分散波長近傍での特性を記述するには不十分である。そこで本論文では、この領域における周波数依存性を明らかにしていく。

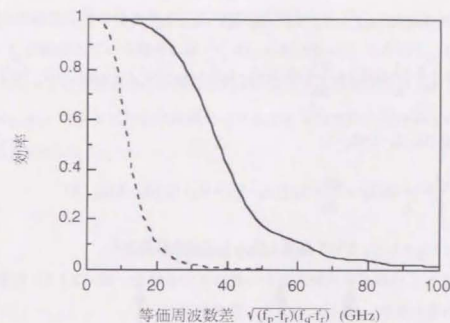


図2.3.2 入力光周波数差依存性  
実線:  $D_c=1\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$   
破線:  $D_c=17\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$   
ファイバ長5.0km

### 2.3.3 ゼロ分散波長域における特性

#### A. 理論

##### (均一な分散の場合)

$\Delta\beta$ をあらためて書くと

$$\Delta\beta = \beta(f_p) + \beta(f_q) - \beta(f_r) - \beta(f_s) \quad (2.3.6)$$

となる。ここで、 $\Delta\beta$ をファイバの分散により記述するため、伝搬定数 $\beta$ をある周波数 $f_0$ の近傍で次のように展開する。

$$\begin{aligned} \beta(f) &= \beta(f_0) + (f - f_0) \frac{d\beta}{df}(f_0) + \frac{1}{2} (f - f_0)^2 \frac{d^2\beta}{df^2}(f_0) + \frac{1}{6} (f - f_0)^3 \frac{d^3\beta}{df^3}(f_0) + \dots \\ &= \beta(f_0) + (f - f_0) \frac{d\beta}{df}(f_0) - (f - f_0)^2 \frac{\lambda^2 \pi}{c} D_c(f_0) \\ &\quad + (f - f_0)^3 \frac{\lambda^4 \pi}{3c^2} \left\{ \frac{2}{\lambda} D_c(f_0) + \frac{dD_c}{d\lambda}(f_0) \right\} \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

式 (2.3.7) を式 (2.3.6) に代入すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned}\Delta\beta &= -\frac{\lambda^2}{c} D_c(f_0) \{ (f_p - f_0)^2 + (f_q - f_0)^2 - (f_r - f_0)^2 - (f_p - f_0)^2 \} \\ &\quad + \frac{\lambda^4}{3c^2} \left\{ \frac{2}{\lambda} D_c(f_0) + \frac{dD_c}{d\lambda}(f_0) \right\} \{ (f_p - f_0)^3 + (f_q - f_0)^3 - (f_r - f_0)^3 - (f_p - f_0)^3 \} \\ &= 2 \frac{\lambda^2}{c} D_c(f_0) (f_p - f_r)(f_q - f_r) \\ &\quad - \frac{\lambda^4}{c^2} \left\{ \frac{2}{\lambda} D_c(f_0) + \frac{dD_c}{d\lambda}(f_0) \right\} \{ (f_p - f_0) + (f_q - f_0) \} (f_p - f_r)(f_q - f_r)\end{aligned}\quad (2.3.8)$$

なおここでは、 $f_p = f_p + f_q - f_r$  という関係を代入して式を展開した。

信号光波長がファイバのゼロ分散波長から離れている場合、式 (2.3.8) の第2項は第1項に比べて微小項となり、 $\Delta\beta$  は次のように書かれる。

$$\Delta\beta = 2 \frac{\lambda^2}{c} D_c(f_p - f_r)(f_q - f_r) \quad (2.3.9)$$

これは Shibata et al. [2.2] により導出された表式 (式 (2.3.4)) である。一方、信号光波長がファイバのゼロ分散波長の近傍である場合は、第1項はゼロ若しくはほとんどゼロとなり、もはや第2項を無視することができない。従って、式 (2.3.8) をそのまま用いなければならぬが、このままではあまり見通しがよくない。そこで式 (2.3.8) 中の  $f_0$  をゼロ分散周波数 (波長) に選んでみる。すると  $D_c(f_0) = 0$  となり、式 (2.3.8) は次のように書き換えられる。

$$\Delta\beta = -\frac{\lambda^4}{c^2} \frac{dD_c}{d\lambda} \{ (f_p - f_0) + (f_q - f_0) \} (f_p - f_r)(f_q - f_r) \quad (2.3.10)$$

これがゼロ分散波長近傍での位相不整合を記述する表式となる。以後、式 (2.3.10) をもとにゼロ分散波長近傍の四光波混合を論じていく。なお、 $f_p$  と  $f_q$  が縮退している場合 ( $f_p = f_q$ ) には、式 (2.3.10) は

$$\Delta\beta = -\frac{2\lambda^4}{c^2} \frac{dD_c}{d\lambda} (f_p - f_0)(f_p - f_r)^2 \quad (2.3.11)$$

となる。

式 (2.3.10) (2.3.11) を見ると、興味深い特性が示唆されている。それは、 $f_p - f_0 = -(f_q - f_0)$  という関係が満たされると常に  $\Delta\beta = 0$  となる、ということである。すなわち、 $f_p$  と  $f_q$  がゼロ分散波長ををさんで対称的な周波数位置にあると、常に位相整合条件が満たされ

る。この時の四光波混合光は、 $f_F = f_p + f_q - f_r = 2f_0 - f_r$ 、つまりゼロ分散波長ををさんで  $f_r$  と対称的な周波数位置に発生する。この関係を図示すると、図2.3.3(a) のようになる。一方、 $f_p$  と  $f_q$  が縮退している場合には、 $f_p = f_0$  の時  $\Delta\beta = 0$ 、すなわち、 $f_p$  がゼロ分散波長に一致していると位相整合条件が満たされる。発生する四光波混合光の周波数は、 $f_F = 2f_p - f_r = 2f_0 - f_r$ 、つまりゼロ分散波長ををさんで  $f_r$  と対称的な周波数である。これを図示すると図2.3.3(b) となる。

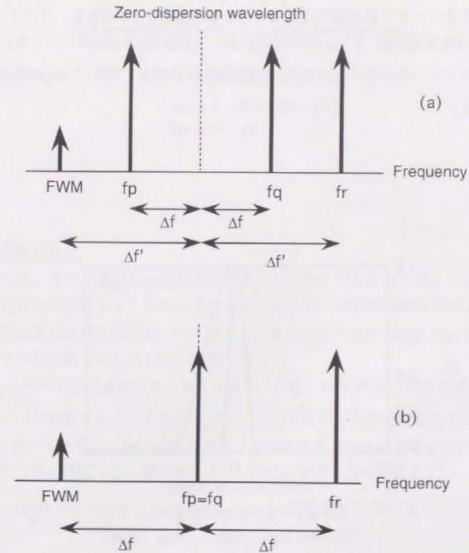


図2.3.3 位相整合がとれる周波数配置

一部縮退 ( $f_p = f_q$ ) の場合について、式 (2.3.11) を用いて発生効率を計算した例を図 2.3.4 に示す。ここでは、効率の位相不整合依存性を表わす式 (2.1.23) に式 (2.3.11) を代入した計算例を示した。周波数  $f_r$  は固定とし、周波数  $f_p$  とゼロ分散周波数  $f_0$  との周波数差を横軸とした。周波数  $f_r$  の設定は周波数  $f_p$  の光から 15nm 離れた波長 (実線)、7nm 離れた波長 (破線)、の 2 通りとした。その他計算に用いたパラメータは、 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 、 $dD_0/d\lambda = 0.07\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}\cdot\text{nm})$ 、ファイバ長 = 2.5km、ファイバ損失 = 0.21dB/km である。

図 2.3.4 をみると、周波数  $f_p$  が  $f_0$  に一致した時に位相整合が満たされ効率は最大となり、そこからずれると低下することがわかる。四光波混合光が効率よく発生する  $f_p$  の周波数幅は  $f_r$  と  $f_p$  の周波数差に依存し、周波数差が大きいくほど  $f_p$  の周波数幅は狭くなる。

同様の計算をファイバ長を変えて行なった。結果を図 2.3.5 に示す。ファイバ長は 5km、 $f_r$  と  $f_p$  の差は波長で 7nm とし、その他のパラメータは図 2.3.4 と同一とした。図 2.3.4 と比較すると、ファイバ長が長いほど、四光波混合光が効率よく発生する  $f_p$  の周波数幅は狭いことが分かる。

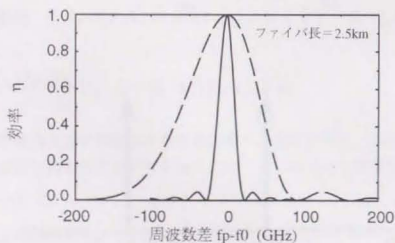


図2.3.4 発生効率の計算  
 $\lambda_p - \lambda_r = 15\text{nm}$  (実線)、7nm (破線)

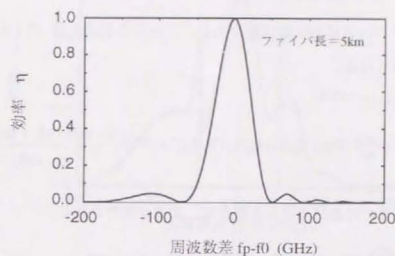


図2.3.5 発生効率の計算  
 $\lambda_p - \lambda_r = 7\text{nm}$

#### (不均一な分散の場合)

上の議論では、ゼロ分散波長は長手方向にわたって均一であるとした。しかし、実際のファイバではこの前提は必ずしも成り立たない。そこで、ゼロ分散波長が不均一であるファイバにおける四光波混合特性について考えてみる。ここでは簡単のため、分散が異なる 2 本のファイバが接続された系について取り扱う。

長さが  $L_1$ 、ゼロ分散周波数が  $f_{01}$  であるファイバと、長さが  $L_2$ 、ゼロ分散周波数が  $f_{02}$  であるファイバが接続されているものとする。この系における四光波混合光を基本方程式 (2.1.10) を用いて記述しよう。最初のファイバで発生する四光波混合光については 2.1 節での議論がそのまま適用でき、式 (2.1.14) と同様に次式で表わされる。

$$E_F^{(1)}(L_1) = i \frac{2\pi\omega}{nc} (D\chi_3) E_p(0) E_q(0) E_r(0)^* e^{-i(\omega/2)L_1} \frac{1 - \exp[-\alpha L + i\Delta\beta_1 L_1]}{\alpha - i\Delta\beta_1} \quad (2.3.12)$$

ここで、 $\Delta\beta_1$  は 1 番目のファイバにおける位相不整合で次式で表わされる。

$$\Delta\beta_1 = -\frac{\lambda}{c^2} \frac{dD_0}{d\lambda} \{ (f_p - f_{01}) + (f_q - f_{01}) \} (f_p - f_r)(f_q - f_r) \quad (2.3.13)$$

一方、2番目のファイバについては、まず入力光と四光波混合光を次のように表記する。

$$E_j(z) = E_j(L_1) e^{-i\omega_j z} \exp\left[-i\frac{\alpha}{2} + i\beta_2(\omega_j)(z - L_1)\right] \quad j = p, q, r \quad (2.3.14a)$$

$$E_F(z) = E_F^{(2)}(z) e^{-i\omega_F z} \exp[i\beta_2(\omega_F)(z - L_1)] \quad (2.3.14b)$$

$\beta_2$ は2番目のファイバにおける伝搬定数である。これらの表式を式(2.1.10)に代入して解き出すと次式が得られる。

$$E_F^{(2)}(L_1 + L_2) = E_F^{(2)}(L_1) e^{-(\alpha/2)L_2} + i \frac{2\pi\omega}{nc} (D\chi_3) E_p(L_1) E_q(L_1) E_r(L_1)^* e^{-(\alpha/2)L_2} \frac{1 - \exp[-\alpha L + i\Delta\beta_2 L_2]}{\alpha - i\Delta\beta_2} \quad (2.3.15)$$

$\Delta\beta_2$ は2番目のファイバにおける位相不整合で、次式で表わされる。

$$\Delta\beta_2 = -\frac{\lambda}{c^2} \frac{dD}{d\lambda} \{ (f_p - f_{02}) + (f_q - f_{02}) \} (f_p - f_r)(f_q - f_r) \quad (2.3.16)$$

2本のファイバの接続点 ( $z = L_1$ ) においては、次の境界条件が成り立っている。

$$E_F^{(2)}(L_1) = E_F^{(1)}(L_1) \exp[i\beta_1(\omega_F) L_1] \quad (2.3.17a)$$

$$E_j(L_1) = E_j(0) \exp\left[-i\frac{\alpha}{2} + i\beta_1(\omega_j) L_1\right] \quad j = p, q, r \quad (2.3.17b)$$

式(2.3.12) (2.3.17a) (2.3.17b)を式(2.3.15)に代入すると次式が得られる。

$$E_F^{(2)}(L_1 + L_2) = i \frac{2\pi\omega}{nc} (D\chi_3) E_p(0) E_q(0) E_r(0)^* e^{-(\alpha/2)(L_1 + L_2)} \exp[i\beta_1(\omega_F) L_1] \times \left\{ \frac{1 - \exp[-\alpha L + i\Delta\beta_1 L_1]}{\alpha - i\Delta\beta_1} + \exp\left[-i\alpha + i\Delta\beta_1 L_1\right] \frac{1 - \exp[-\alpha L + i\Delta\beta_2 L_2]}{\alpha - i\Delta\beta_2} \right\} \quad (2.3.18)$$

これが、分散の異なる2本のファイバから成る系で発生する四光波混合光の光電場の表式である。式(2.3.18)に対応する光パワーは、2.1節と同様の手順により次のように求まる。

$$P_F(L_1 + L_2) = \frac{1024\pi^6}{n^4 \lambda^2 c^2} (D\chi_3)^2 \frac{P_p(0)P_q(0)P_r(0)}{A_{eff}^2} e^{-\alpha(L_1 + L_2)} \eta' \quad (2.3.19)$$

$$\eta' = \left| \frac{1 - \exp[-\alpha L + i\Delta\beta_1 L_1]}{\alpha - i\Delta\beta_1} + \exp\left[-i\alpha + i\Delta\beta_1 L_1\right] \frac{1 - \exp[-\alpha L + i\Delta\beta_2 L_2]}{\alpha - i\Delta\beta_2} \right|^2 \quad (2.3.20)$$

位相不整合の効果は、 $\eta'$ で記述されている。

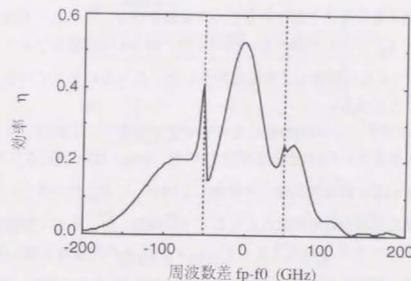


図2.3.6 2本のファイバが接続された場合

一部縮退 ( $f_p = f_q$ ) 場合について、式(2.3.20)を計算した例を図2.3.6に示す。ここでは、位相不整合の効果を見るために、位相整合条件が満たされた時の値で規格化した $\eta'$

$$\eta = \frac{\eta'}{\eta'(\Delta\beta_1 = \Delta\beta_2 = 0)} \quad (2.3.21)$$

を計算した。このように規格化された $\eta$ は位相不整合による効率の低下を記述することになり、単純な系での位相不整合特性(式(2.1.23)の $\eta$ )と比較しやすい。図2.3.6では、 $f_p$ と平均ゼロ分散周波数  $(L_1 f_{01} + L_2 f_{02})/(L_1 + L_2)$  との差を横軸にとってある。ゼロ分散周波数の差  $(f_{02} - f_{01})$  は100GHz、 $f_r$ は平均ゼロ分散波長から7nm離れた波長に固定、 $L_1 = L_2 = 2.5$  kmとし、その他のパラメータは図2.3.4と同じとした。

図2.3.6をみると、異なるファイバが接続された系における四光波混合光の発生効率は、それぞれのファイバにおける発生効率の単純な足し合わせではなく、複雑な振る舞いを示すことがわかる。興味深いのは、 $\eta$ は最大でも1にならないということである。つまり、分散が不均一なファイバにおいては、位相整合は完全に満たされることはない。これらの特性は、実際のファイバ、特に長いファイバのゼロ分散波長域における四光波混合特性を論じる時に重要となってくる。

## B. 実験

以上議論した位相不整合特性を確かめるために実験を行なった。ここでは主に、一部縮退四光波混合 ( $f_p = f_q$ ) について調べた。実験では、10 km の分散シフトファイバを用意し、これを2.5kmずつ4本に切断して測定対象とした。これらのファイバをファイバ1～ファイバ4と呼ぶことにする。

実験系を図2.3.7に示す。2つのLD光は光カップラで合波されて被測定ファイバに入力される。probe LDと表記されたLD光を周波数  $f_p$  の光、pump LDと表記されたLD光を周波数  $f_p$  の光とし、pump光周波数は波長計（分解能<1 GHz）によりモニターした。また入力光の偏波状態は、四光波混合効率が最大となるように調節した。そして被測定ファイバの出力段において、光スペクトラムアナライザにより  $2f_p - f_p$  の周波数位置に発生する四光波混合光を測定した。観測された出力光スペクトルの例を図2.3.8に示す。周波数  $f_p$  をゼロ分散波長に一致させた時に、もとの信号光より約30dB低いパワーレベルで四光波混合光が発生した。この節の目的は四光波混合の位相不整合特性を調べることにあるので、以後の実験では絶対値は問題とせず、最大値（位相整合時の値）で規格化した発生効率を考えていく。

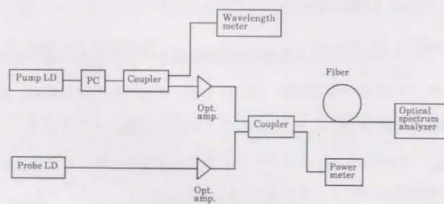


図 2.3.7 発生効率の測定系

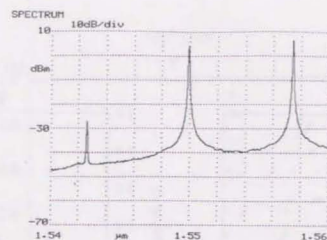
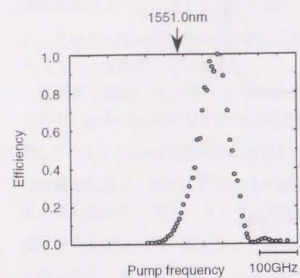


図 2.3.8 出力光スペクトル例

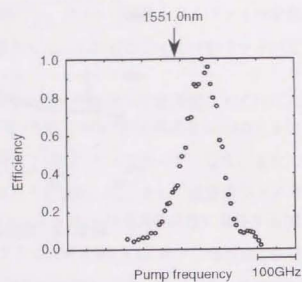
まず最初に、probe光を1557.7nmに固定した状態で、pump光周波数をゼロ分散波長の近傍で変化させた時の発生効率を測定した。それぞれのファイバ（ファイバ1～4）についての測定結果を図2.3.9に示す。効率はある周波数でピークをもつ様子が示されている。効率ピークの半値全幅は約100GHzであった。この測定結果は、図2.3.4の計算結果とほぼ一致している。効率ピーク周波数が被測定ファイバのゼロ分散周波数に相当するものと考えられる。ここで注目したいのは、もとは1本のファイバから切り出したのものにもかかわらず、4本のファイバの効率ピーク波長が約1nmの範囲でばらついているということである。このことは1本のファイバ内でもゼロ分散波長はこの程度の範囲内でばらついていることを示唆している。

同様の測定をprobe光を1565.7nmに設定して行なった。ファイバ1とファイバ4についての測定結果を図2.3.10に示す。ここでもやはり、発生効率はある周波数でピークをもつ特性を示し、その半値全幅は約30GHzであった。図2.3.9と比べると、probe光波長がゼロ分散波長から離れているほど半値全幅は狭いことが分かる。この結果は、図2.3.5の計算例において予測された傾向と一致する。

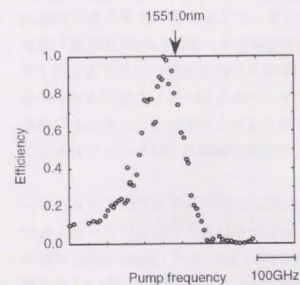
しかしながら、図2.3.10の測定結果はおおまかには図2.3.5の計算結果と一致しているが、細かい点には不一致がみられる。図2.3.10(b)には主たるピークのほかに、2番目、3番目のピークがある程度のレベルで観測されているが、計算ではそのようなピークは現われていない。この計算と実験との不一致は、ゼロ分散波長の不均一性によるものと思われる。前節で述べたように、ゼロ分散波長が不均一だと四光波混合特性は複雑な振る舞いを示す。図2.3.10(b)の測定では、この効果により第2、第3のピークが現われているものと思われる。ただし同じファイバ4でも、図2.3.9(d)の測定では計算に近い特性が得られている。



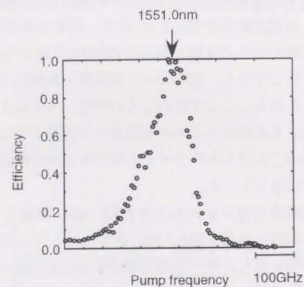
(a) ファイバ 1



(b) ファイバ 2

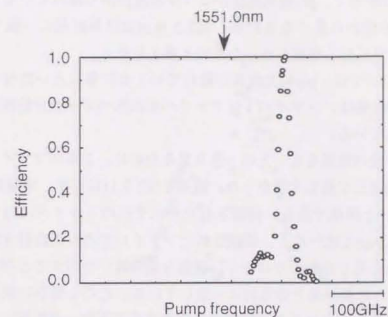


(c) ファイバ 3

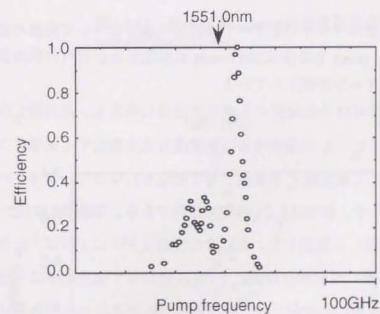


(d) ファイバ 4

図 2.3.9 発生効率pump光周波数依存性  
probe波長=1565.7nm、ファイバ長=2.5km



(a)



(b)

図 2.3.10 発生効率のpump光周波数依存性  
probe波長=1565.7nm、ファイバ長=2.5km

(a) ファイバ 1、(b) ファイバ 4

図2.3.5の計算で示されているように、周波数 $f_p$ が離れていると発生効率は位相不整合に非常に敏感になる。したがって、probe光波長がゼロ分散波長から離れているとゼロ分散波長の不均一性の効果が現われ易くなるため、図2.3.9(d)は計算結果に一致する一方、図2.3.10(b)では不一致が見られる結果となったものと考えられる。

一方ファイバ1については、probe光波長が離れていても計算に近い特性を示している(図2.3.10(a))。この結果は、ファイバ1はファイバ4に比べてゼロ分散波長の不均一性が小さいことを示唆している。

次に、分散の不均一性の効果をもっとはっきり見るために、2本のファイバ(ファイバ2とファイバ3)を接続して測定を行なった。結果を図2.3.11に示す。実験状況は probe光波長も含めて図2.3.9と同様である。接続されたそれぞれのファイバに対する測定結果である図2.3.9(b)、2.3.9(c)と比べると、接続されたファイバでの四光波混合特性は、各ファイバでの特性の単なる足し合わせではなく、複雑な振る舞いを示すことが分かる。この測定結果は、図2.3.11の計算結果と定性的に一致している。ただし細かい部分では違いが見られる。これはそれぞれのファイバ内でのゼロ分散波長の不均一が影響しているものと思われる。

さらに、用意した4本のファイバをすべて接続した場合について同様の測定を行なった。結果を図2.3.12に示す。probe光波長は1557.4 nmに設定した。ゼロ分散波長の不均一性のため、さらに複雑なパターンが現われている。

以上では、周波数 $f_r$ をゼロ分散波長から離れた波長に固定し、周波数 $f_p$ をゼロ分散波長の近傍で変化させて、 $2f_p - f_r$ に発生する四光波混合光を測定する実験について述べた。次に、周波数 $f_p$ を固定して周波数 $f_r$ を変化させて測定を行なった。ファイバ1についての結果を図2.3.13に○で示す。横軸は $f_p$ と $f_r$ の周波数差である。周波数 $f_p$ は図2.3.9(a)のピーク周波数(ゼロ分散周波数)に設定した。前項での理論モデルによれば、 $f_p$ がゼロ分散周波数に一致していれば、常に位相整合が満たされ $f_r$ に関わらず発生効率は一定となるはずである。しかしながら図2.3.13の測定では、周波数差が広がるにつれて効率は減少する結果となった。これはすでに議論した分散の不均一性のためと考えられる。図2.3.9(d)と図2.3.10(b)を比較した所で考察したように、分散の不均一の効果は周波数差が大きくなると現われてくる。このため、周波数差が大きい場合には位相整合が完全には満たされず効率が低下し、図2.3.13のような特性となる。

同様の測定を、ファイバ1～4を接続した10kmファイバについても行なった。結果を図2.3.13に△で示す。周波数 $f_p$ は図2.3.12におけるピーク周波数に設定した。2.5kmファイバに比べると、周波数差の増大に伴う発生効率の低下が大きい。これは、分散の不均一性が10 kmファイバの方が大きいためと考えられる。

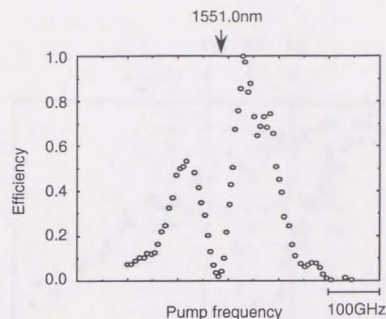


図2.3.11 発生効率のpump光周波数依存性  
probe波長=1557.7nm  
ファイバ2+ファイバ3

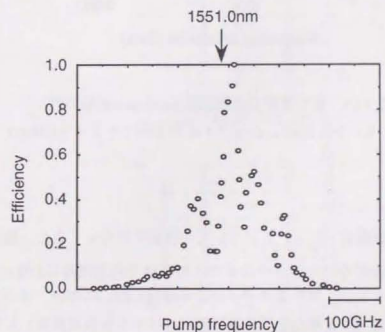


図2.3.12 発生効率のpump光周波数依存性  
probe波長=1557.7nm、ファイバ長=10km

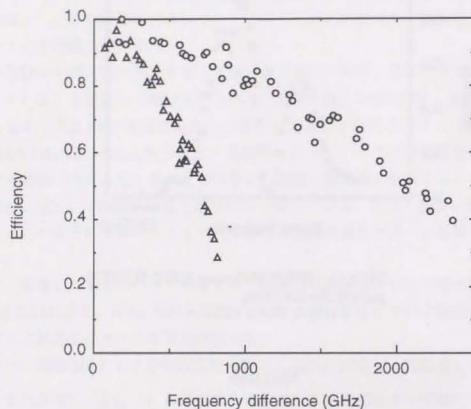


図 2.3.13 発生効率の周波数差(pump-probe)依存性  
○：ファイバ1 (2.5km)、△：ファイバ1+2+3+4 (10km)

以上、一部縮退四光波混合 ( $f_p = f_q$ ) についての実験を行ってきた。最後に、非縮退の場合についても実験を行なった。3つの異なる周波数の光を同時に2.5kmファイバに入力し、出力光を光スペクトラムアナライザーにより観測した。この時、3つの周波数のうち  $f_p$  と  $f_q$  は  $(f_p - f_0) = -(f_q - f_0)$  を満たす周波数位置 ( $f_0$  はゼロ分散周波数) に固定とし、周波数  $f_r$  を変化させた。

結果を図2.3.14に示す。前項の理論モデルによれば、この周波数状態 ( $(f_p - f_0) = -(f_q - f_0)$ ) の時は位相整合の満たされた四光波混合光が  $2f_0 - f_r$  の周波数位置に発生するはずである(図

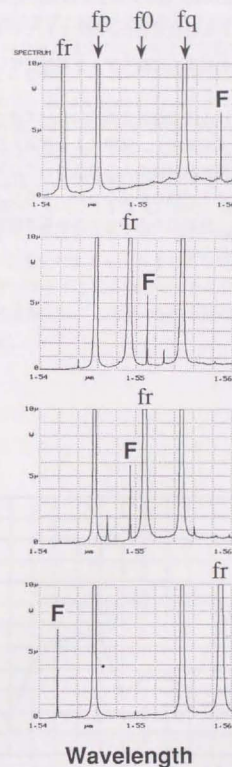


図 2.3.14 ゼロ分散波長近傍における非縮退四光波混合スペクトル

2.3.3(a)参照)。図2.3.14の実験結果をみると、 $f_0$ の周波数位置に関わらず $2f_0 - f_r$ の周波数位置に四光波混合光が一定の効率で発生しており、理論モデルを裏付ける結果となった。さらに詳しく見てみると、図2.3.14(b)、図2.3.14(c)では $2f_0 - f_r$ 以外の周波数位置にも四光波混合光が発生しているが、これらは位相整合が満たされていないので $2f_0 - f_r$ の四光波混合光に比べて効率が低い。この結果も理論モデルを裏付けている。

以上、ゼロ分散波長域における四光波混合特性について述べてきた。この領域における位相不整合を記述するモデル式を提示し、実験による検証を行なった。その結果、分散が均一とした場合、ある特定の周波数関係の入力光については常に位相整合が満たされ四光波混合光が効率よく発生することが明らかになった。さらに、ファイバが長い場合、または周波数差が大きい場合には、分散の不均一性のため基本理論モデルからのずれが生じ、効率が低下することも明らかにした。

## 2.3.4 長尺ファイバにおける特性（分散揺らぎがある場合）

前項で、ゼロ分散波長域での四光波混合特性を定式化する一方、分散が不均一な場合には単純な理論モデルでは記述できず、複雑な振る舞いを示すことを明らかにした。実際のファイバ、特に長いファイバでは分散の不均一性は不可避である。例えば、長さ18kmの一本のファイバを1kmごとに切断して各ファイバのゼロ分散波長を測定したところ、図2.3.15のような結果が得られた。数100GHzにわたってゼロ分散周波数がばらついている。現在のところ、ファイバを切断せずに長手方向の分散の分布具合を測定する手段はなく、ある一本の長尺ファイバが与えられた時、このファイバにおける位相不整合特性を厳密な形で理論的に記述することはほとんど不可能である。そこでこの項では、長尺ファイバにおける発生効率を実験的に調べていくことにする。特に、長尺ファイバに多重信号光を通した時の四光波混合光発生パワーはどうなるか、という観点で実験を進める。80kmと20kmの分散シフトファイバを測定対象とし、さまざまな周波数配置について発生効率を測定し、その後、得られたデータをもとに多重信号光を入力した場合の発生光パワーを見積もる。なおこの項で行なう実験では、入力光の偏波状態は発生する四光波混合光パワーが最大となるように調節した。

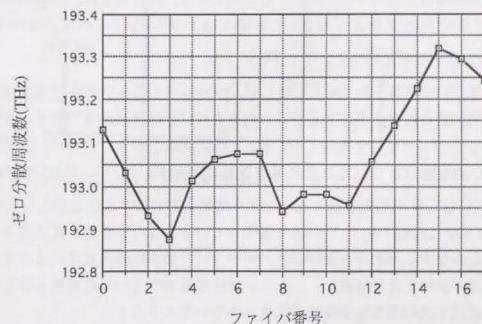


図 2.3.15 ゼロ分散波長の測定例（18km）

# A. 基本測定

## (最大効率波長)

ゼロ分散波長域におけるファイバ内の四光波混合特性を考える際には、四光波混合光がもっとも効率よく発生する波長ポイントはどこか、ということが重要である。前項では、ゼロ分散波長がこの波長ポイントであることを明らかにし、四光波混合特性はゼロ分散波長を基準に記述された。従ってこの項でも、ゼロ分散周波数を基準にして話を進めていきたいところであるが、しかしながら通常の意味でのゼロ分散周波数は長手方向にわたっての平均値であり、分散が不均一なファイバにおける四光波混合についてこれをそのまま最大効率波長ポイントとしていいかは定かでない。特に長尺ファイバでは、ファイバの前半部の方が信号光パワーが大きいので、四光波混合光は主に前半部で発生し、従って前半部の分散値が効率に大きく寄与することが予想される。そこでまず、最大効率波長に関する実験を行なった。なお、この項で述べる実験は80kmファイバについてのものである。

実験では、 $f_p$ 、 $f_r$ という2つの周波数光をファイバに入力し、 $2f_p - f_r$ 及び $2f_r - f_p$ の周波数に発生する四光波混合光を観測した。四光波混合光は、関与する周波数が最大効率波長に近い程効率よく発生すると考えられる。今の場合、 $2f_p - f_r$ の四光波混合光発生に関与する周波数は $f_p$ 、 $f_r$ 、 $2f_p - f_r$ であり、 $2f_r - f_p$ の四光波混合光発生に関与する周波数は $f_p$ 、 $f_r$ 、 $2f_r - f_p$ である。従って入力パワーが等しいとすれば、図2.3.16(a)に示すように、 $f_p$ が最大効率波長に近い時には $2f_p - f_r$ の四光波混合光の方が効率良く発生する。この考察を進めると、図2.3.16(b)に示すように、 $f_p$ と $f_r$ が最大効率波長に対して対称の周波数位置にある場合に、両側の四光波混合光は等しいパワーで発生することになる。逆に言えば、両側の四光波混合光が同じパワーで発生するような $f_p$ と $f_r$ の組み合わせを見つければ、その中間点( $(f_p + f_r)/2$ )が最大効率波長ということができる。

以上の考察に基づいて実験を行なった。等しいパワーレベルの2つの信号光をファイバに入力し、その周波数を両者の周波数差を保ったままゼロ分散波長近傍で変え、両側に発生する四光波混合光のレベル比を測定した。図2.3.17に結果を示す。2つの入力周波数の中心周波数( $(f_p + f_r)/2$ )を横軸とし、入力光の周波数差は100GHz (□)、120GHz (▲)、140GHz (○)に設定した。四光波混合光のレベル比は入力光の中心周波数と共に変化しており、192.795 THz (1554.97 nm)で0 dBを横切っている。この周波数が被測定ファイバの最大効率波長とみなすことができる。なお、レベル比の傾きは周波数差によって異なっている。周波数差が狭いと傾きは緩い。これは、周波数差が小さいと位相整合がとれやすくなり、両四光波混合光の発生効率の差があまり出ないためである。

最大効率波長に関して、別の実験も行なった。こちらでは、2つの入力光周波数のうち的一方( $f_r$ )を固定とし、もう一方の周波数( $f_p$ )を変えながら $2f_r - f_p$ に発生する四光波混

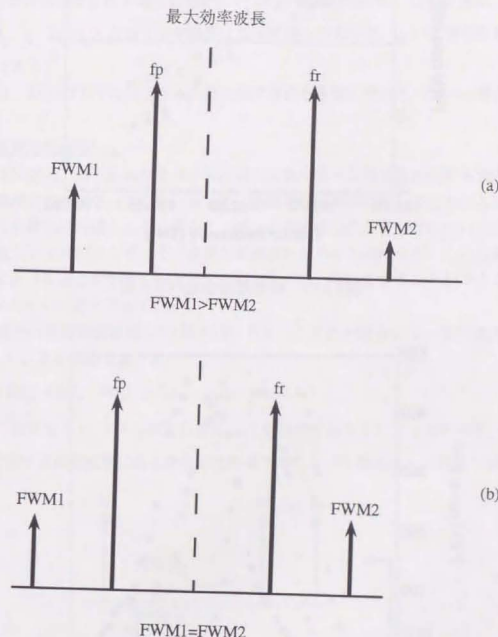


図 2.3.16 最大効率波長の説明図

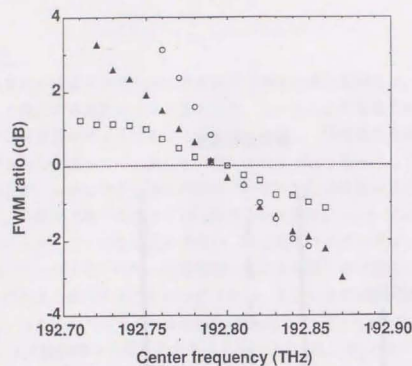


図2.3.17 四光波混合光パワー比

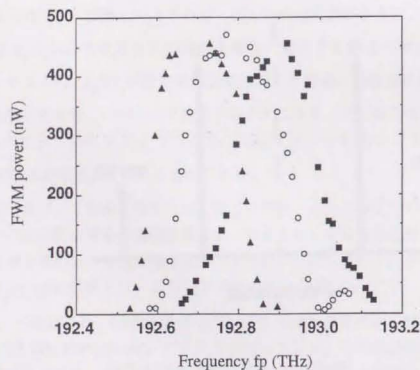


図 2.3.18 四光波混合光パワー

■:  $f_r = 192.695$  THz  
○:  $f_r = 192.795$  THz  
▲:  $f_r = 192.895$  THz

合光を観測した。図2.3.18に結果を示す。 $f_r$ は、192.695THz (■)、192.795THz (○)、192.895THz (▲) に設定した。○印のデータは、 $f_r$  前の実験で得られた最大効率波長に設定した場合に対応する。発生効率の半値全幅は、それぞれ、220、270、230GHzとなり、 $f_r$  が最大効率波長の時に最も周波数幅が広いという結果になった。この結果は、関与する周波数 ( $f_p$ ,  $f_r$ ,  $2f_r - f_p$ ) が最大効率波長に近い程発生効率は高いという特性を考えると妥当なものである。

以下では、以上のように測定された最大効率波長を基準に発生光パワーを考えていく。

#### (周波数配置の等価性)

多重信号伝送系では、あるひとつの周波数には他の様々な周波数光の組み合わせから生じる四光波混合光が概さってくる。従って、多重信号伝送系において発生する四光波混合光パワーを実験的に見積もろうとすると、様々な周波数の組み合わせについての発生光パワーを測定しなければならず、その実験作業量はかなりのものになる。この作業量は、四光波混合における周波数配置の等価性を利用するといくらか減ずることができる。この項では、これについて述べておく。

四光波混合の周波数依存性は2.1節で示したように位相不整合によって記述される(式(2.1.11))。あらためて書くと

$$\Delta\beta = \beta(f_p) + \beta(f_q) - \beta(f_r) - \beta(f_r)$$

である。これを見ると、 $f_r$  と  $f_p$  が入れ替わっても  $\Delta\beta$  は変わらないことがわかる。つまり、図2.3.19に示す周波数配置は四光波混合光の発生効率という観点からは等価と言える。

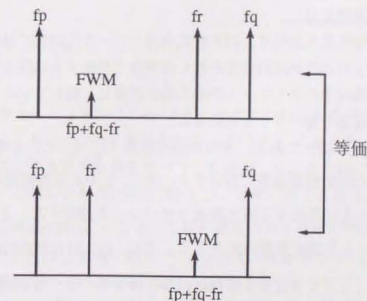


図 2.3.19 周波数配置の等価性

この等価性を利用すると、多重信号伝送系における四光波混合光発生パワーを見積もるための測定作業量を減らすことができる。例えば、ある周波数 $f_s$ に発生する四光波混合光パワーを実験的に見積もるとする。これをまともにやろうとすると、3つの入力光（周波数 $f_p, f_q, f_r$ ）を用意し、その周波数を $f_s = f_p + f_q - f_r$ という条件下でいろいろな値に設定して、各周波数設定について $f_s$ に発生する四光波混合光パワーを測定することになる。この場合、一回の測定につき3周波数をいちいち設定しなければならない。一方、上で述べた周波数配置の等価性を利用すれば、 $f_r$ を $f_s$ に固定とし、 $f_p$ と $f_q$ をいろいろな値に設定して、各周波数設定について $f_p + f_q - f_s$ に発生する四光波混合光パワーを測定しても同じ結果を得ることができる。こちらの場合だと、一回の測定につき設定しなければならない周波数は2つである。従って、後者の方法を用いれば、一回の測定で設定し直す周波数の数が少ないので、その分実験の作業量が少なくて済む。

以上の考察を裏付けるために、周波数配置の等価性を確かめる実験を行なった。3つの周波数光を用意し、そのうちの2つ（ $f_p, f_q$ ）は固定とした。これに対し、3つ目の周波数光（ $f_r$ ）をある周波数 $f_s$ 、またはそれに対応する周波数 $f_p + f_q - f_s$ に設定し、それぞれの場合について $f_p + f_q - f_s$ 、または $f_s$ に発生する四光波混合光を観測した。結果を図2.4.20に示す。図には、 $f_p + f_q - f_s$ 、または $f_s$ に対応する四光波混合光を矢印で示してある。両者はほとんど等しいレベルで発生している。すなわちこの実験により、図2.4.19に示した周波数配置の等価性が確認されている。以下では、この等価性を利用して四光波混合光発生パワーを見積もるための測定を行なう。

#### （発生光パワーの見積もり）

では、多重信号伝送系で発生する四光波混合光パワーを実験的に見積っていく。ここでは、最悪状態、すなわち四光波混合光が最も効率良く発生する状況を想定する。具体的には、多重信号光の真ん中のチャンネルが最大効率波長に一致しているものとし、この周波数に発生する四光波混合光パワーを見積もる。

測定の手順は以下の通りである。3つの周波数光（ $f_p, f_q, f_r$ ）を用意し、 $f_r$ を前項の手順により決定された最大効率波長に設定する。次に、 $f_p$ をある周波数に設定する。そして、 $f_q$ を変えながら $f_p + f_q - f_r$ に発生する四光波混合光パワーを測定する。これにより、ある $f_p$ について、 $f_q$ を横軸とした発生効率特性を得る。次に、 $f_p$ を別の周波数に設定する。そして新たに設定された $f_p$ について、前と同様に四光波混合光パワー対周波数 $f_q$ の測定を行なう。この測定を四光波混合光パワーが最大値の5%以下となるまで順次行なった。これにより、最大効率波長に発生する四光波混合光パワーを、いろいろな周波数の組み合わせについて

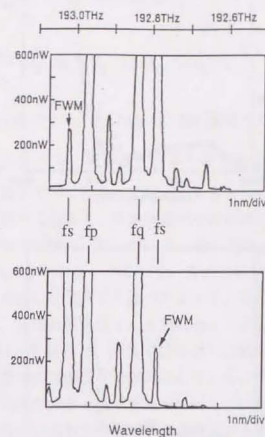
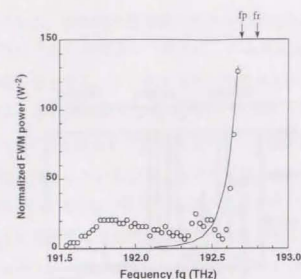


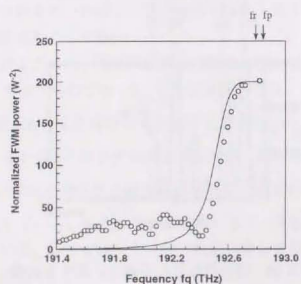
図 2.3.20 周波数配置の等価性に関する実験

知ることができる。

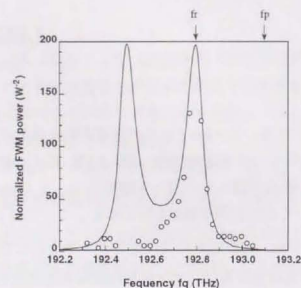
測定は、80kmファイバ3本、20kmファイバ3本の計6本のファイバに対して行なった。それぞれのファイバについて前項の方法（図2.3.17）により最大効率波長を特定した後、その波長に発生する四光波混合光パワーを測定した。80kmファイバ（最大効率波長=192.795THz）についての測定例を図2.3.21に示す。ここには、 $f_p$ を(a)192.695THz、(b)192.845THz、(c)193.095THz、に設定した時の測定データを示してある。縦軸には、入力光パワーで規格化した四光波混合光パワー（＝（四光波混合光パワー）／（入力光パワー）<sup>3</sup>）をプロットした。図2.3.21には、次式による計算結果も実線により示してある。



(a)



(b)



(c)

図 2.3.21 長尺ファイバにおける発生効率の周波数依存性 (80km)  
実線は均一分散を仮定した計算値

$$P_{\text{FWM}} = P_0 \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \Delta\beta^2} \left[ 1 + \frac{4 e^{-\alpha L} \sin^2(\Delta\beta L/2)}{\{1 - \exp(-\alpha L)\}^2} \right] \quad (2.3.22)$$

$$\Delta\beta = -\frac{4}{c^2} \pi \frac{dD_s}{d\lambda} \{(f_p - f_0) + (f_q - f_0)(f_p - f_r)(f_q - f_r)\} \quad (2.3.23)$$

$P_{\text{FWM}}$ は規格化四光波混合光パワー、 $P_0$ は $\Delta\beta=0$ の時の規格化四光波混合光パワー、 $f_0$ は最大効率周波数である。 $P_0$ としては、実験データより得られた値 $200\text{W}^2$ を用いた。この計算にあたっては、分散は長手方向にわたって均一であるとした。

実験結果と計算結果を比べてみると、周波数差が小さい時には一致がみられるものの、周波数差が大きいとずれが大きくなっている。特に図2.3.21(c)では、計算結果は192.495THzと192.795THzに2つのピークを示す一方、実験結果には192.795THzのピークのみが現われている。この違いは、前にも述べたように、分散の不均一性によるものと考えられる。興味深いのは、実験結果は必ずしも理論値より小さいわけではない、ということである。例えば図2.3.21(a)を見ると、計算ではほとんど効率ゼロとなる周波数条件であっても、実際にはある程度の四光波混合光が発生している。これは、均一分散モデルでは位相不整合状態になると効率が大きく低下するのに対して、実際のファイバでは分散が不均一であるがゆえに局所的に位相整合が満たされることがあるためと思われる。

図2.3.21は80kmファイバについての測定例であった。20kmファイバの測定例も図2.3.22に示しておく。このファイバの最大効率波長は193.015THzであり、これに対し $f_p$ を(a)192.915THz、(b)193.065THz、(c)193.515THz、に設定している。図2.3.21と同様に均一分散を仮定した計算結果もプロットしてある。80kmファイバと同様、計算と実験が一致している場合(図2.3.22(a))もあれば、そうでない場合(図2.3.22(c))もある。計算値が必ずしも実験値より大きいわけではないのも前と同様である。

図2.3.21、図2.3.22に示したのは測定したデータの一例で、実際には一本のファイバにつき650~1300の周波数の組み合わせについて測定を行なった。本論文は四光波混合を主に波長多重伝送系における影響という観点から取り扱っており、この場合問題となるのは個々の周波数配置についての発生効率というよりも、多重信号光を入力した時の全体の発生光パワーがどうなるかということである。そこで個々に測定したデータをもとに、多重信号伝送系における四光波混合光発生パワーを見積もってみた。

例として、21チャンネルの多重伝送系を想定する。最悪状態として、真ん中のチャンネルが最大効率波長に一致しているものとし、このチャンネル周波数における発生パワーを見積もった。80kmファイバについての結果を図2.3.23に示す(■、○、▲)。ただし、発生光パワーは前とは異なり、信号出力光パワーで規格化した値(= (四光波混合光パワ

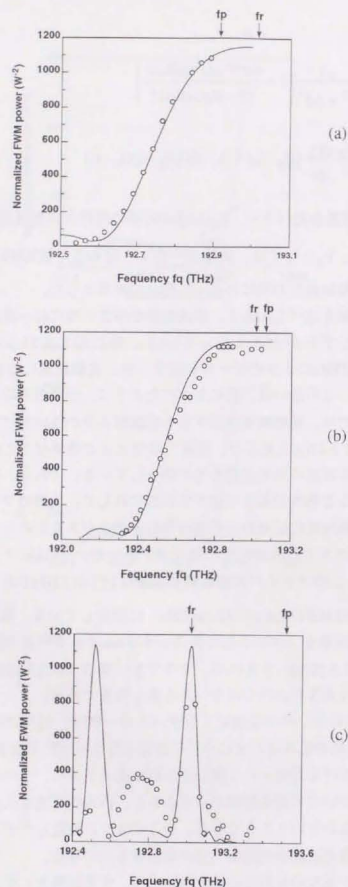


図 2.3.22 長尺ファイバにおける発生効率の周波数依存性 (20km)  
実線は均一分散を仮定した計算値

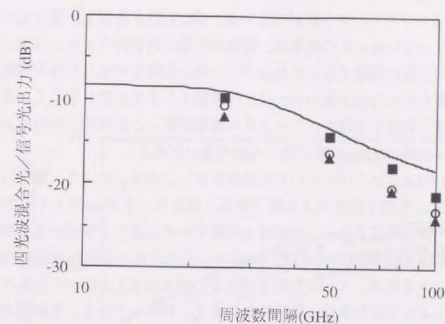


図2.3.23 多重信号伝送系における四光波混合光発生パワー(80km)  
21ch、信号光入力=-5dBm/ch

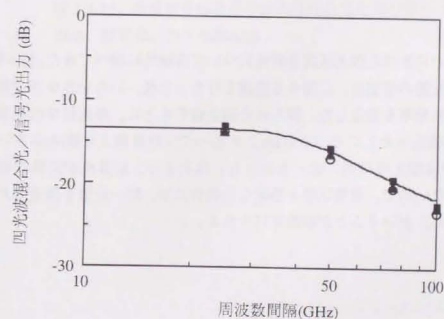


図 2.3.24 多重信号伝送系の四光波混合光発生光パワー (20km)  
21ch、信号光入力=-5dBm/ch

一) / (信号出力光パワー) ) をデシベル表示でプロットした。これは、信号伝送特性を考えるうえでは発生光パワーそのものよりも信号光に対する比が問題となることを意識したためで、この量はクロストークと呼ばれている。図2.3.23を見ると、発生光パワーはファイバによって異なっている。この結果は、分散の不均一具合がファイバによって異なるためと思われる。同じ図に実線で示してあるのは、均一分散を仮定した時の理論値である。実験データより見積もられた発生光パワーは、計算値より小さい値となっている。両者の差はチャンネル間隔に依存しており、チャンネル間隔が広いと計算値からのずれは大きい。例えば、チャンネル間隔100GHzの時には3~6dBの違いがある。

図2.3.24には、20kmファイバについての結果を示してある。やはり、■、○、▲は実験データに基づく値、実線は計算による値である。図より、20kmファイバでは個体差があまりないことが分かる。さらに、計算値と実験データに基づく値がかなり似通る結果となった。ただしこれは、理論モデルが20kmファイバにおける四光波混合の挙動を正しく記述していることを意味しているわけではない。例えば図2.3.22(c)に示されているように、周波数設定によっては計算値と実験値とは大きく異なっている。実験値が計算値より大きい場合もあれば、その逆の場合もある。図2.3.24における計算値と実験データに基づく値の一致は、両方の場合がちょうど相補った結果によるものと思われる。

チャンネル数を横軸とした時の発生光パワーについても見積もってみた。80kmファイバについての結果を図2.3.25に示す。前と同様、実験データに基づいた値と均一分散を仮定した計算値をプロットしてある。チャンネル間隔は25GHzとした。実験データに基づく値は、計算値より数dB小さい値となっている。

以上、長尺ファイバにおける四光波混合特性について実験的に調べてきた。基本特性(最大効率波長、周波数配置の等価性)に関する実験を行なった後、いろいろな周波数の組み合わせについての発生効率を測定した。得られた測定値をもとに、多重信号伝送系における発生光パワーを見積もったところ、80kmファイバでは計算値より数dB小さい値、20kmファイバでは計算値とほぼ同じ値、となった。以上より、計算値が実際の発生光パワーを下回ることはないので、最悪状態を想定した場合には、均一分散を仮定した理論モデルが適用可能である、ということが結論付けられる。

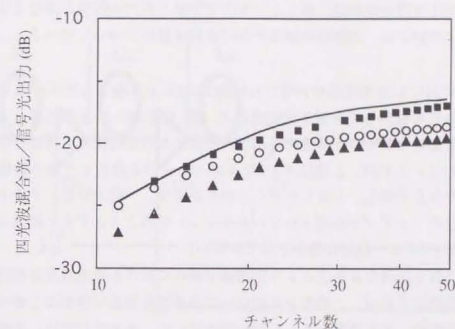


図 2.3.25 多重信号伝送系の四光波混合発生光パワー (80km) 21ch、信号光入力=-5dBm/ch

## 2.4節 光増幅中継系における発生効率の解明

前節までは、一本のファイバ内での四光波混合特性について述べてきた。一方、近年の光ファイバ増幅器の発達に伴い、光ファイバ伝送においては、伝送路の途中で光増幅器により信号光を中継増幅しながら伝送する光増幅中継伝送が中心になっている。この場合、信号光レベルはのこぎり波状に変化しながら伝送路終端に到達する(図2.4.1)。このような系における四光波混合効率、は、単なる一本のファイバ内での特性と異なることが考えられる。そこでこの節では、光増幅中継系における発生効率について述べる。

光増幅中継系における四光波混合特性はSchadt[2.12]により論じられている。そこでは、増幅段での境界条件を適用して非線形伝搬方程式(式(2.1.10))を順次解くことにより、同一長、同一分散値のファイバが多段に接続された系における四光波混合特性を記述する表式が導かれている。これは、2.3節2.3.3で2本のファイバを接続した系の特性を定式化したのと同様のやり方である。しかしながらこの手法では、一般的な系、すなわち異なる長さ、異なる分散のファイバが接続されている系について解こうとすると非常に煩雑になる。実際、文献[2.12]では一般解は提示されていない。

本論文では、これとは異なる手法により光増幅中継系における四光波混合特性を論じていく。ここでの手法によれば、一般的な系についての表式を容易に得ることができる。比較的簡単な系から始め、より複雑な系へと話を進めていく。なおここでは、光増幅器における非線形性や位相まわりは無視する。これは、伝送路のファイバ長が数十km以上であるのに対し、ファイバ増幅器内のファイバ長は10m程度と短いためである。

### 2.4.1 均一分散ファイバが接続されている場合

#### A. 理論的取り扱い

この項では、増幅器間が分散が均一の一本のファイバでつながれている場合について考える。図2.4.1に対象とする系を模式的に示す。このような系において発生する四光波混合光は、次のように考えることができる(図2.4.1参照)。各ファイバでは、非線形分極により四光波混合光が発生する。いったん発生した四光波混合光は、残りの部分を増幅されながら線形に伝搬して、系の最終端に達する。最終端では、各ファイバからの四光波混合光が集約される。そして、各ファイバからの四光波混合光の足し合わせが、系全体で発生する四光波混合光となる。

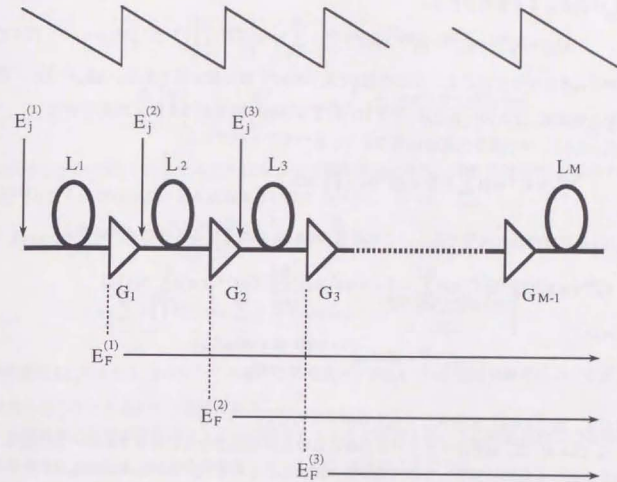


図2.4.1 光増幅中継系の構成

このモデルに基づき、図2.4.1の光増幅中継系における四光波混合特性を定式化していく。一本のファイバで発生する四光波混合光の表式は2.1節ですでに導かれている(式(2.1.14))。これをそのまま適用すると、 $m$ 番目のファイバで発生する四光波混合光 $E_F^{(m)}$ を次のように表わすことができる。

$$E_F^{(m)} = \kappa E_p^{(m)} E_q^{(m)} E_r^{(m)*} \exp\left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(m)}\right) L_m \frac{1 - \exp\left[(-\alpha + i\Delta\beta_m)L_m\right]}{\alpha - i\Delta\beta_m} \quad (2.4.1)$$

ただし、 $E_F^{(m)}$ は $m$ 番目ファイバ出力端(= $m$ 番目増幅器入力端)における四光波混合光電場、 $E_j^{(m)}$ は $m$ 番目ファイバ入力端における周波数 $\omega_j$ の信号光電場( $j=p, q, r$ )、 $\beta_F^{(m)}$ は $m$ 番目ファイバにおける四光波混合光の伝搬定数、 $\Delta\beta_m$ は $m$ 番目ファイバにおける位相不整

合量、 $L_m$ は $m$ 番目ファイバの長さである。また、 $\kappa=i(2\pi\omega/\kappa)(D\chi)$ といた。位相不整合

$\Delta\beta_m$ は次式により表わされる。

$$\Delta\beta_m = \beta_p^{(m)} + \beta_q^{(m)} - \beta_r^{(m)} - \beta_F^{(m)} \quad (2.4.2)$$

$\beta_j^{(m)}$ は $m$ 番目ファイバにおける周波数 $f_j$ の光についての伝搬定数である。 $\Delta\beta_m$ のさらに具体的な値は式(2.3.10)または(2.3.11)により求めることができる(2.3節で詳述)。

式(2.4.1)中の信号光電場は次のように表わすことができる。

$$E_j^{(m)} = E_j^{(1)} \exp\left[\sum_{k=1}^{m-1} \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_j^{(k)}\right)L_k\right] \left(\prod_{k=1}^{m-1} \sqrt{G_k}\right) \quad j=p, q, r \quad (2.4.3)$$

$G_k$ は $k$ 番目増幅器の利得である。これを式(2.4.1)に代入すると次のようになる。

$$E_F^{(m)} = \kappa E_p^{(1)} E_q^{(1)} E_r^{(1)*} \exp\left[\sum_{k=1}^{m-1} \left(-\frac{3}{2}\alpha + i\beta_F^{(k)}\right)L_k\right] \left[\prod_{k=1}^{m-1} (G_k)^{3/2}\right] \exp\left[\sum_{k=1}^{m-1} \Delta\beta_k L_k\right] \\ \times \exp\left[-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F L_m\right] \frac{1 - \exp\left[-(\alpha + i\Delta\beta_m)L_m\right]}{\alpha - i\Delta\beta_m} \quad (2.4.4)$$

ただし、式(2.4.2)を代入して式を展開してある。

式(2.4.4)は、 $m$ 番目ファイバ出力端における四光波混合光の表示である。この光は、残りの部分を線形に伝搬して系の最終端に達する。これを式で表わすと次のようになる。

$$E_F(m \rightarrow \text{end}) = E_F^{(m)} \exp\left[\sum_{k=m+1}^M \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(k)}\right)L_k\right] \left(\prod_{k=m+1}^M \sqrt{G_k}\right) \quad (2.4.5)$$

これに式(2.4.4)を代入すると次式が得られる。

$$E_F(m \rightarrow \text{end}) = \kappa E_p^{(1)} E_q^{(1)} E_r^{(1)*} \left(\prod_{k=1}^{M-1} \sqrt{G_k}\right) \exp\left[\sum_{k=1}^M \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(k)}\right)L_k\right] \\ \times \left[\prod_{k=1}^{m-1} G_k\right] \exp\left[\sum_{k=1}^{m-1} \left(-\alpha + i\Delta\beta_k\right)L_k\right] \frac{1 - \exp\left[-(\alpha + i\Delta\beta_m)L_m\right]}{\alpha - i\Delta\beta_m} \quad (2.4.6)$$

$M$ は全ファイバ数(=中継区間数)である。式(2.4.6)は、 $m$ 番目ファイバで発生した四光波混合光の系の最終端における表示である。

系全体で発生する四光波混合光は、各ファイバで発生した四光波混合光が重ね合わさったものと考えることができる。従って全体の四光波混合光は、式(2.4.6)の足し合わせとして次のように表わされる。

$$E_F(\text{total}) = \sum_{m=1}^M E_F(m \rightarrow \text{end}) \\ = \kappa E_p^{(1)} E_q^{(1)} E_r^{(1)*} \left(\prod_{k=1}^{M-1} \sqrt{G_k}\right) \exp\left[\sum_{k=1}^M \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(k)}\right)L_k\right] \\ \times \sum_{m=1}^M \left[\prod_{k=1}^{m-1} G_k\right] \exp\left[\sum_{k=1}^{m-1} \left(-\alpha + i\Delta\beta_k\right)L_k\right] \frac{1 - \exp\left[-(\alpha + i\Delta\beta_m)L_m\right]}{\alpha - i\Delta\beta_m} \quad (2.4.7)$$

これが図2.4.1の系で発生する四光波混合光電場の表示である。これに対応する光パワーは、2.1節と同様の手順により次のように表わされる。

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4 \lambda_c^2 c^2} (D\chi_3)^2 \frac{P_p P_q P_r}{A_{\text{eff}}^2} \left(\prod_{k=1}^{M-1} G_k\right) \exp\left[-\alpha \sum_{k=1}^M L_k\right] \\ \times \left|\sum_{m=1}^M \left[\prod_{k=1}^{m-1} G_k\right] \exp\left[\sum_{k=1}^{m-1} \left(-\alpha + i\Delta\beta_k\right)L_k\right] \frac{1 - \exp\left[-(\alpha + i\Delta\beta_m)L_m\right]}{\alpha - i\Delta\beta_m}\right|^2 \quad (2.4.8)$$

$P_j$ は周波数 $f_j$ の光の入力パワーである。この表示が、図2.4.1の光増幅中継系における四光波混合光パワーを表わす一般解である。

光増幅器の利得が前段のファイバの損失をちょうど補償するように設定されている場合、すなわち $G_m \exp[-\alpha L_m] = 1$ である場合、式(2.4.8)は次のようになる。

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4 \lambda_c^2 c^2} (D\chi_3)^2 \frac{P_p P_q P_r}{A_{\text{eff}}^2} \exp[-\alpha L_M] \\ \times \left|\sum_{m=1}^M \exp\left[\sum_{k=1}^{m-1} \Delta\beta_k L_k\right] \frac{1 - \exp\left[-(\alpha + i\Delta\beta_m)L_m\right]}{\alpha - i\Delta\beta_m}\right|^2 \quad (2.4.9)$$

さらに、全ファイバの長さ及び分散値が同一であるとすると、次のようになる。

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4 \lambda_c^2 c^2} (D\chi_3)^2 \frac{P_p P_q P_r}{A_{\text{eff}}^2} \exp[-\alpha L_0] \\ \times \frac{\{1 - e^{-\alpha L_0}\}^2 + 4e^{-\alpha L_0} \sin^2(\Delta\beta L_0/2)}{\alpha^2 + \Delta\beta^2} \frac{\sin^2(M\Delta\beta L_0/2)}{\sin^2(\Delta\beta L_0/2)} \quad (2.4.10)$$

または

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4 k^2 c^2} (D\gamma_3)^2 \frac{P_0 P_0 P_i}{A_{\text{eff}}^2} \exp[-\alpha L_0] \frac{(1 - \exp(-\alpha L_0))^2}{\alpha^2} M^2 \eta \quad (2.4.11)$$

ただし、

$$\eta = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \Delta\beta^2} \left\{ 1 + \frac{4e^{-\alpha L_0} \sin^2(\Delta\beta L_0/2)}{(1 - e^{-\alpha L_0})^2} \right\} \frac{1}{M^2} \frac{\sin^2(M\Delta\beta L_0/2)}{\sin^2(\Delta\beta L_0/2)} \quad (2.4.12)$$

$L_0$ は一本のファイバの長さ、また位相不整合は共通的に $\Delta\beta$ で表わした。式(2.4.12)は増幅中継系における位相不整合特性を表わしている。この式は別の手法によりSchadt[2.12]により導かれたものと同一である。式(2.4.10)を増幅器がない場合(式(2.1.20))と比べると、発生効率は最後の項の分だけ異なっていることが分かる。位相整合がとれている状況( $\Delta\beta=0$ )では、この項は $M^2$ となる。すなわち、この場合の発生光パワーは一本のファイバの $M^2$ 倍となる。

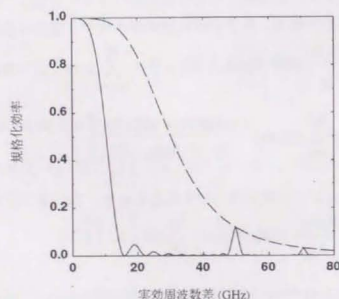


図 2.4.2 光増幅中継系における入力光周波数依存性 (計算例)  
実線: 50km×10中継、破線: 500km無中継  
分散値=1ps/km-nm

式(2.4.12)の計算例を図2.4.2に実線で示す。横軸は実効周波数差( $\sqrt{f_p - f_d} | f_q - f_d$ )とし、これを式(2.3.4)により $\Delta\beta$ に焼き直してから $\eta$ を計算した。計算に用いたパラメータは、 $D_c=1\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 、ファイバ損失=0.2dB/km、波長=1.55nm、 $L_0=50\text{km}$ 、 $M=10$ 、である。同じ図に、増幅器が挿入されていない同一長さ(10×50km)のファイバについての特性を破線で示した。ただし、純粋に周波数特性のみを比較するために最大値( $\Delta\beta=0$ の時の値)で規格化した効率、すなわち式(2.1.23)の $\eta$ を縦軸としている。絶対値に関しては、前述したように、実線と破線では周波数差0のポイントで $M^2$ 倍違っている。

図2.4.2をみると、増幅器の有無により周波数特性、すなわち位相不整合特性が違っているのが分かる。増幅器が無い場合は、周波数差の増加とともに効率はなだらかに低下するが、増幅器が挿入されていると周期的に変動しながら低下していく特性を示す。

## B. 実験

前項の理論的取り扱いを確かめるために実験を行なった。実験系を図2.4.3に示す。2本のファイバ(Fiber 1, Fiber 2)がファイバ増幅器を介して接続された1中継構成となっており、これに2つの周波数光を偏波を揃えて入力し、発生した四光波混合光をヘテロダイン検出した。使用したファイバは通常分散ファイバ(分散値=16ps/(km·nm))で、長さ Fiber 1が70km、Fiber 2が18kmである。

測定結果を図2.4.4に示す。ここでは、横軸を2つの入力光の周波数差とし、最大値で規格化した相対的な四光波混合光パワーを○でプロットした。同じ図に式(2.4.12)を用いた計算値を実線で示した。測定値と計算値はよく一致しており、理論的取り扱いは実験により検証された。

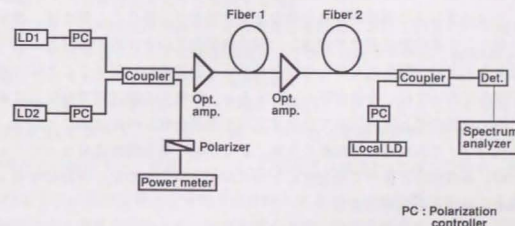


図 2.4.3 中継増幅系における発生効率の測定系  
ファイバ1=70km、ファイバ2=18km。

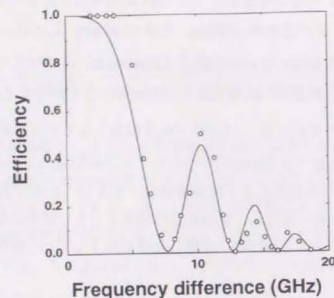


図 2.4.4 前図における測定結果 (○印)  
実線は計算値

以上、増幅器間のファイバ分散は均一である光増幅中継系における四光波混合特性について述べた。一般的な解析解を導出し、実験により検証した。その結果、増幅中継伝送のように信号光レベルが変動しながら伝搬される系における位相不整合特性は、信号光レベルが指数関数状に減衰する無中継の場合とは異なることが明らかとなった。

この結果は直感的には次のように理解することができる。系の最終端における四光波混合光は、各場所でも発生した四光波混合光の足し合わせと考えるとよい。この時、各四光波混合光のパワーのバランスは増幅器がある場合とない場合とで異なる。例えば、無中継系では入力部で発生して系の最終端まで到達した四光波混合光の方が最終端付近で発生した四光波混合光より大きい（発生光パワーは信号光パワーの3乗に比例することに注意）。一方、増幅中継系においては、分散が等しいとすると、最初の中継区間で発生して最終端まで到達した四光波混合光と最終区間で発生する四光波混合光レベルは同じとなる。すると、全体の発生光パワーでみた時に増幅器の有無により位相不整合特性は異なってくる。

簡単のため、系の前半と後半で発生する2つの四光波混合光の足し合わせを考えてみよう。無中継系における足し合わせを

$$A(e^{i\theta 1} + e^{i\theta 2}) \quad r < 1 \quad (2.4.13a)$$

と表記すると、これに対応する増幅中継系における足し合わせは

$$A(e^{i\theta 1} + e^{i\theta 2}) \quad (2.4.13b)$$

となる。 $A$ 、 $\theta 1$ 、 $\theta 2$ は位相不整合量 $\Delta\beta$ に依存する量である。この段階では、各四光波混合光についての位相不整合特性は違いがなく、増幅器の有無の違いは第一項と第二項とのレベル比 $r$ に現われている。なお、 $r$ は位相不整合には関係しない。ここで議論をさらに簡単化するため、 $r=0$ とおく。これは無中継系の後半部では信号光が十分弱く四光波混合光はほとんど発生しないという状況である。例えば、80kmの無中継伝送系などという時には十分妥当な近似である。

さて効率として問題となるのは、各四光波混合の特性ではなくて全体としての光パワーがどうなるかと言うことである。 $r=0$ において式(2.4.13)の光強度をとると、各々

$$|Ae^{i\theta}|^2 = A^2 \quad (2.4.14a)$$

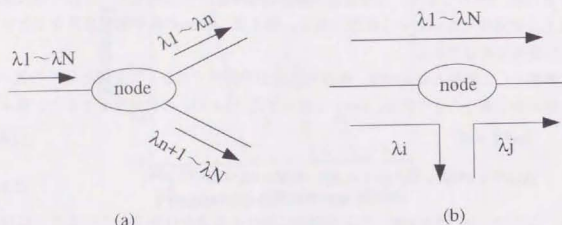
$$|A(e^{i\theta 1} + e^{i\theta 2})|^2 = 2A^2 \{1 + \cos(\theta 1 - \theta 2)\} = 4A^2 \cos^2\left(\frac{\theta 1 - \theta 2}{2}\right) \quad (2.4.14b)$$

となる。ここで、式(2.4.14b)には周期的に変化する項が付加されていることに注意されたい。これは、系の前半部と後半部で発生する四光波混合光が、その位相関係によって強め合ったり弱め合ったりするためである。この位相関係は位相不整合 $\Delta\beta$ に依存し、 $\Delta\beta$ は信号光の周波数差に依存する。したがって、四光波混合光パワーは信号光周波数に依存して、図2.4.2の計算結果または図2.4.4の実験結果に見られる周期的な変動を示す。一方、無中継系ではこのような干渉は起こらない。（厳密には前半で発生した強い光と後半で発生した弱い光との間で干渉するのだが、両者のレベル差が大きいので顕著には見られない。）この結果、無中継系と増幅中継系では位相不整合特性が異なることとなる。

#### 2.4.2 中継ノードで多重信号光を合分波する場合

本論文はファイバ内四光波混合を、主に波長多重伝送における影響という観点から取り扱っている。波長多重システムの適用形態として最も単純なものは、point-to-point伝送にこれを導入してファイバ1本当たりの伝送容量をふやそうというものだが、一方、波長を利用して信号の振り分けを行ないノード構成を簡便にしようということも検討されている。例えば図2.4.5(a)に示すように、ある中継ノードに波長多重光がやってきた時に、波長 $\lambda_1 \sim \lambda_n$ の信号光は経路1へ、波長 $\lambda_{n+1} \sim \lambda_N$ の信号光は経路2へと振り分ける、あるいは図2.4.5(b)のように一部の波長光を分岐または挿入するという形態例である。この場合、光の受動部品により信号光のルーティングをするので、時間多重方式のような同期多重の複雑さがなく、という利点がある。このような系では、多重信号光は中継ノードで一旦分波または合波されることになり、これまで述べてきたpoint-to-pointの中継伝送系とは状況が

異なる。それにともない、四光波混合特性もこれまでの取り扱いとは異なってくるのが考えられる。そこでこの項では、伝送途中で多重信号光が分岐／挿入される光増幅中継伝送系における四光波混合光発生効率について考察する。



(a)

(b)

図 2.4.5 WDMネットワークのノード機能の例

#### A. 理論的取り扱い

一口に分岐／挿入されるといってもいろいろな形態が考えられるが、要は中継ノードにおいて、伝送されてきた多重信号光は一旦分波され、何らかの光処理系（光ルータ、光スイッチ、光フィルタなど）を経た後、合波されて次の中継区間に送り出される、ということである。そこでここでは単純に、図 2.4.6 に示すようなノード構成を考察対象とする。伝送されてきた多重信号光は中継ノードでいったん分波される。分波された光はそれぞれの信号線を通した後、再び合波されて次の伝送路に送り出される。このような構成の中継ノードが用いられた中継伝送系における四光波混合特性を考えていく。なおここでは、中継ノード間のファイバの分散は均一であるとする。

中継系の最終端において発生する四光波混合光の表式を導出する手法は、前の項と同様である。すなわち、最終端における四光波混合光は各中継区間で発生する四光波混合光の足し合わせと考え、各四光波混合光の表式を導出した後、それらを加え合わせる。

まず、 $m$  番目区間で発生する四光波混合光について考える。この光は前節の式 (2.4.1) と同様に次のように書き表わすことができる。

$$E_F^{(m)} = \kappa E_p^{(m)} E_q^{(m)} E_r^{(m)*} \exp\left[-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(m)} L_m\right] \frac{1 - \exp\left[-(\alpha + i\Delta\beta_m) L_m\right]}{\alpha - i\Delta\beta_m} \quad (2.4.15)$$

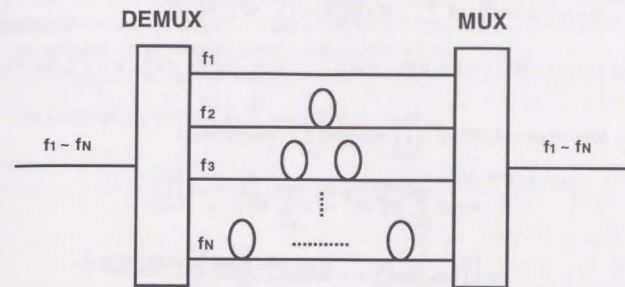


図 2.4.6 対象とするノード構成

各記号の意味も式 (2.4.1) と同様である。この式に含まれている信号光電場  $E_j^{(m)} (j=p, q, r)$  は、今の場合次のように表わされる。

$$E_j^{(m)} = E_j^{(1)} \exp\left[\sum_{k=1}^{m-1} \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_j^{(k)}\right) L_k + i\theta_j^{(k)}\right] \left(\prod_{k=1}^{m-1} \sqrt{G_k}\right) \quad j=p, q, r \quad (2.4.16)$$

$\theta_j^{(k)}$  は  $k$  番目中継ノードにおいて、分波器—信号線—合波器という経路で付加される伝搬位相である。この値は周波数によって異なっており、これを添え字  $j$  で区別する。式 (2.4.16) を式 (2.4.15) に代入すると次のようになる。

$$E_F^{(m)} = \kappa E_p^{(1)} E_q^{(1)*} E_r^{(1)*} \exp\left[\sum_{k=1}^{m-1} \left(-\frac{3}{2}\alpha + i\beta_F^{(k)}\right) L_k + i(\theta_p^{(k)} + \theta_q^{(k)} - \theta_r^{(k)})\right] \left[\prod_{k=1}^{m-1} (G_k)^{3/2}\right] \\ \times \exp\left[i\sum_{k=1}^{m-1} \Delta\beta_k L_k + \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F\right) L_m\right] \frac{1 - \exp\left[-(\alpha + i\Delta\beta_m) L_m\right]}{\alpha - i\Delta\beta_m} \quad (2.4.17)$$

式 (2.4.17) は、 $m$  番目ファイバ出力端における四光波混合光の表式である。この光は、残りの部分を縦形に伝搬して系の最終端に達する。これを式で表わすと次のようになる。

$$E_F(m \rightarrow \text{end}) = E_F^{(m)} \exp \left[ \sum_{k=m+1}^M \left( -\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(k)} \right) L_k + i \sum_{k=m}^{M-1} \theta_F^{(k)} \right] \left( \prod_{k=m}^{M-1} \sqrt{G_k} \right) \quad (2.4.18)$$

Mは全ファイバ数 (= 中継区間数) である。これに式 (2.4.17) を代入すると次のようになる。

$$\begin{aligned} E_F(m \rightarrow \text{end}) &= \kappa E_p^{(1)} E_q^{(1)} E_r^{(1)*} \left( \prod_{k=1}^{M-1} \sqrt{G_k} \right) \exp \left[ \sum_{k=1}^M \left( -\frac{\alpha}{2} \alpha + i\beta_F^{(k)} \right) L_k \right] \\ &\quad \times \exp \left[ i \left\{ \sum_{k=1}^{m-1} (\theta_p^{(k)} + \theta_q^{(k)} - \theta_r^{(k)}) + \sum_{k=m}^{M-1} \theta_F^{(k)} \right\} \right] \\ &\quad \times \left[ \prod_{k=1}^{m-1} G_k \right] \exp \left[ \sum_{k=1}^{m-1} (-\alpha + i\Delta\beta_m) L_k \right] \frac{1 - \exp[(-\alpha + i\Delta\beta_m)L_m]}{\alpha - i\Delta\beta_m} \end{aligned} \quad (2.4.19)$$

式 (2.4.19) は、系全体の最終端における m 番目ファイバで発生した四光波混合光の表式である。

系全体で発生する四光波混合光は、式 (2.4.19) の足し合わせとして次のように表わされる。

$$\begin{aligned} E_F(\text{total}) &= \sum_{m=1}^M E_F(m \rightarrow \text{end}) \\ &= \kappa E_p^{(1)} E_q^{(1)} E_r^{(1)*} \left( \prod_{k=1}^{M-1} \sqrt{G_k} \right) \exp \left[ \sum_{k=1}^M \left( -\frac{\alpha}{2} \alpha + i\beta_F^{(k)} \right) L_k \right] \exp \left[ i \sum_{k=1}^{M-1} \theta_F^{(k)} \right] \\ &\quad \times \sum_{m=1}^M \left[ \prod_{k=1}^{m-1} G_k \right] \exp \left[ \sum_{k=1}^{m-1} \{ (-\alpha + i\Delta\beta_k) L_k + i\Delta\theta_k \} \right] \frac{1 - \exp[(-\alpha + i\Delta\beta_m)L_m]}{\alpha - i\Delta\beta_m} \end{aligned} \quad (2.4.20)$$

ただし、 $\Delta\theta_k = \theta_p^{(k)} + \theta_q^{(k)} - \theta_r^{(k)}$  といいた。これが、図2.4.6に示すノード構成を用いた中継伝送系で発生する四光波混合光電場である。

次に、式 (2.4.20) で表わされる光の強度を考える。光強度は光電場の絶対値自乗で与えられるわけだが、今の場合、光電場はM個の項の足し合わせとなっている。各項には、

$$\exp \left[ i \sum_{k=1}^{m-1} \Delta\theta_k \right]$$

という位相項がついている。これは、中継ノードで付加される各信号光の伝搬位相差の足し合わせである。伝搬位相差は光周波数及び各ノードで用いられる信号線の長さによって決まるが、これは一般に様々な値をとり、また、環境条件の揺らぎや光源の周波数変動に

より時間的にも揺らぐ値である。これらのことを考え合わせると、式 (2.4.20) の各項の位相関係は互いに全く相関がなく、ランダムであるとしてよい。従って、その足し合わせの絶対値自乗は、各項の絶対値自乗の足し合わせと考えられる。

以上の考察より、式 (2.4.20) の光強度は次のようになる。

$$\begin{aligned} |E_F(\text{total})|^2 &= |\kappa E_p^{(1)} E_q^{(1)} E_r^{(1)*}|^2 \left( \prod_{k=1}^{M-1} G_k \right) \sum_{k=1}^M \exp[-\alpha L_m] \\ &\quad \times \sum_{m=1}^M \left[ \prod_{k=1}^{m-1} G_k \right] \exp \left[ \sum_{k=1}^{m-1} \{ (-\alpha + i\Delta\beta_k) L_k + i\Delta\theta_k \} \right] \frac{1 - \exp[(-\alpha + i\Delta\beta_m)L_m]}{\alpha - i\Delta\beta_m} \\ &= |\kappa E_p^{(1)} E_q^{(1)} E_r^{(1)*}|^2 \left( \prod_{k=1}^{M-1} G_k \right) \sum_{k=1}^M \exp[-\alpha L_m] \\ &\quad \times \sum_{m=1}^M \left[ \prod_{k=1}^{m-1} G_k^2 \right] \exp[-2\alpha \sum_{k=1}^{m-1} L_k] \frac{(1 - e^{-\alpha L_m})^2 + 4e^{-\alpha L_m} \sin^2(\Delta\beta_m L_m/2)}{\alpha^2 + \Delta\beta_m^2} \end{aligned} \quad (2.4.21)$$

これを光パワーに書き直すと次のようになる。

$$\begin{aligned} P_{\text{FWM}} &= \frac{1024\pi^6}{n^4 \lambda^2 c^2} (D\chi_3)^2 \frac{P_p P_q P_r}{A_{\text{eff}}^2} \left( \prod_{k=1}^{M-1} G_k \right) \exp[-\alpha \sum_{k=1}^M L_k] \\ &\quad \times \sum_{m=1}^M \left[ \prod_{k=1}^{m-1} G_k^2 \right] \exp[-2\alpha \sum_{k=1}^{m-1} L_k] \frac{(1 - e^{-\alpha L_m})^2 + 4e^{-\alpha L_m} \sin^2(\Delta\beta_m L_m/2)}{\alpha^2 + \Delta\beta_m^2} \end{aligned} \quad (2.4.22)$$

$P_j$  は周波数  $f_j$  の光の入力パワーである。

光増幅器の利得が前段のファイバの損失をちょうど補償するように設定されている場合 ( $G_m \exp[-\alpha L_m] = 1$ )、式 (2.4.22) は次のように書き換えられる。

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4 \lambda^2 c^2} (D\chi_3)^2 \frac{P_p P_q P_r}{A_{\text{eff}}^2} \exp[-\alpha L_M] \sum_{m=1}^M \frac{(1 - e^{-\alpha L_m})^2 + 4e^{-\alpha L_m} \sin^2(\Delta\beta_m L_m/2)}{\alpha^2 + \Delta\beta_m^2} \quad (2.4.23)$$

さらに、全ファイバの長さ及び分散値が同一であるとすると、この式は次のようになる。

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4 \lambda^2 c^2} (D\chi_3)^2 \frac{P_p P_q P_r}{A_{\text{eff}}^2} \exp[-\alpha L_0] \frac{(1 - e^{-\alpha L_0})^2 + 4e^{-\alpha L_0} \sin^2(\Delta\beta L_0/2)}{\alpha^2 + \Delta\beta^2} M \quad (2.4.24)$$

以上が、中継ノードで多重信号光をいったん分波する中継伝送系における四光波混合光パワーの表式である。いろいろな式を展開してきたが、要するに、中継ノードで位相関係が

ランダムとなるので、全四光波混合光パワーは各中継区間で発生する四光波混合光パワーの単純な足し合わせになる、というのがポイントである。一方、point-to-point伝送の場合は、発生する四光波混合光は電界で足し合わされる。各項の位相関係は定まっており、全パワーはその位相関係に依存することになる。従って、中継ノードで多重光を分波するかしないかで、発生する四光波混合光パワーは異なってくる。例えば極端な話、位相整合がとれていて $\Delta\beta=0$ であるとして、分波／合波する場合の式(2.4.24)は

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4\lambda^2 c^2} (D\chi_3)^2 \frac{P_p P_q P_r}{A_{\text{eff}}^2} \exp[-\alpha L_0] \frac{(1-e^{-\alpha L_0})^2}{\alpha^2} M \quad (2.4.25)$$

となる。一方、分波／合波しない場合は、式(2.4.11)より

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024\pi^6}{n^4\lambda^2 c^2} (D\chi_3)^2 \frac{P_p P_q P_r}{A_{\text{eff}}^2} \exp[-\alpha L_0] \frac{(1-e^{-\alpha L_0})^2}{\alpha^2} M^2 \quad (2.4.26)$$

となる。両者を比べると、M倍、すなわち中継区間数倍だけ異なっていることが分かる。

## B. 実験

上記考察結果を確認するために実験を行なった。実験構成を図2.4.7に示す。波長が1.4nm離れた2光波を2.5kmファイバに通した後、マッハツェンダ光分波器により分波し、光カプラにより再び合波する。ここで、一方の光の経路には長さ5mの遅延ファイバを挿入した。この長さは、実験に用いた光源のコヒーレンス長より長い値である。また、2光波が合波された時に同一偏波となるように偏波制御器(PC)を挿入した。合波された光を、ファイバ増幅器で増幅してからから2本目の2.5kmのファイバに入力した。そして、このファイバからの出力を光スペクトラムアナライザにより観測した。

結果を図2.4.8に示す。(a)が2本のファイバを増幅器を介して直接つないだ時の出力スペクトル、(b)が図2.4.7の構成における出力スペクトルである。透過信号光と四光波混合光のパワー比は、それぞれ-24dB、-26.6dBであった。分波／合波回路を挿入することにより、2.6dBの差が生じている。この実験では、信号光波長はファイバのゼロ分散波長にほぼ等しいように設定しており、位相不整合はゼロに近い。前述の理論的取り扱いによれば、この場合の両者の差は3dBとなるはずである。実験結果はこれに近い値となっている。理論予測との若干の差は、位相不整合が完全にゼロではない、偏波分散の影響、光スペクトラムアナライザの偏波依存性、などの理由によるものだと思われ、本実験により理論的取り扱いはいま付けられたと言える。

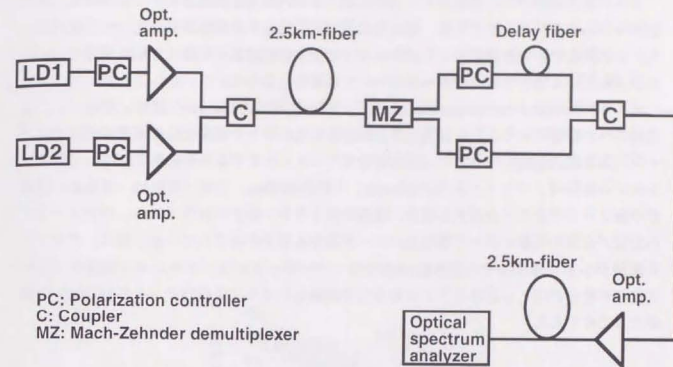


図2.4.7 多重光を合分波する系における発生効率の測定系

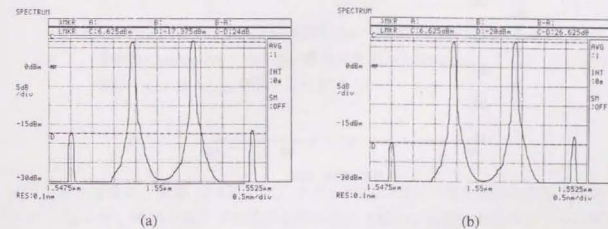


図2.4.8 前図における出力光スペクトル  
中央の2つのピークが透過信号光、その両側が四光波混合光。  
(a)合分波あり、(b)合分波なし。

### C. 計算例

以上の結果を用いて、多重信号伝送系における四光波混合光発生パワーを計算してみた。21チャンネルシステムを想定し、真ん中の周波数に発生する四光波混合光パワーを計算した。この真ん中の周波数がちょうどファイバのゼロ分散波長に位置している場合と、いくらかずれている場合の2つのケースについて計算を行った。

真ん中の周波数がゼロ分散波長に一致した時の計算例を図2.4.9に示す。縦軸には、伝送特性への影響ということを意識して、出力信号光パワーで規格化した四光波混合光パワー（（四光波混合光パワー）／（出力信号光パワー））をデシベル表示でプロットした。システム条件は、ファイバ入力-15dBm/ch、中継距離50km、中継区間数10、である。実線が中継ノードで分波／合波する場合、破線がそうでない場合の結果である。中継ノードでの分波／合波の有無によって発生光パワーが異なる様子が示されている。特に、チャンネル間隔が小さい時にはその差は約10dBとなっている。これは、チャンネル間隔が小さいと位相不整合がほとんどなく、この場合先で議論したように中継数分（今の場合10）の差がでるためである。

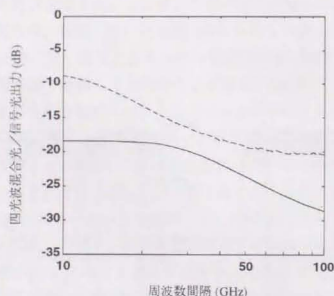


図 2.4.9 多チャンネル光中継増幅系の発生効率（21チャンネル）  
中心チャンネルがゼロ分散波長に一致。  
50km×10、信号光入力=-15dBm/ch。  
実線：合分波あり、破線：合分波なし。

次に、分散値が $2\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ の場合の計算例を図2.4.10に示す。システム条件は、ファイバ入力-8dBm/ch、中継区間数10、また中継間隔については40km、50km、60kmと3パターンを想定した。実線が中継ノードで分波／合波する場合、破線がそうでない場合の結果である。前図と同様、中継ノードでの分波／合波の有無によって発生光パワーが異なっているが、その様子には違いが見られる。中継ノードで分波／合波しない場合、発生光パワーは、チャンネル間隔の増加に伴い急激な変動を繰り返しながら全体としては低下していく。一方分波／合波する場合には、そのような急激な変動はなくだらかに減少していく。両者の大小関係は周波数条件によっており、前者が後者より大きい場合もありそうでない場合もある。

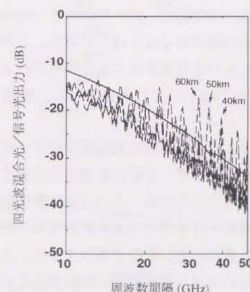


図 2.4.10 多チャンネル光中継増幅系の発生効率（21チャンネル）  
分散値 $2\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$ 、10中継、信号光入力=-8dBm/ch。  
実線：合分波あり、破線：合分波なし。

図2.4.10の結果は、前項（2.4節2.4.1）で示した図2.4.2の特性を反映したものである。図2.4.2において、増幅中継系での周波数依存性には細かい周期性があり、さらに何周期目かに大きなピークを持つ。図2.4.10の急激な変化はこれがそのまま現われたものである。一方、無中継時の周波数特性はなだらかであることが図2.4.2に示されている。式（2.4.24）で示されているように、中継ノードで分波／合波する場合の四光波混合光パワーは、1中継区間で発生する四光波混合光を単純にM倍したものである。従って、その周波数依存性

は、中継時でも無中継時と同じくならかとなる。

以上、中継ノードで多重信号光を分波／合波する光増幅中継系における四光波混合特性について述べた。このような系における特性は、単純なpoint-to-pointの中継系とは異なり、1中継区間での発生パワーの単純な足し合わせであることを明らかにした。

#### 2.4.3 分散の異なるファイバが接続されている場合

これまでの議論では、増幅器間は均一な一本のファイバで結ばれているものとしていた。しかしながら、現実の陸上の伝送路は2～3kmの異なるファイバケーブルの接続により構成されているのが通常である。この場合、個々のファイバの分散値はある所定の範囲内に収まってはいるものの、細かい値は全くばらばらである。このような系における四光波混合特性は、これまでみてきたものとは異なることが予想される。そこでこの項では、分散の異なる短尺ファイバ（2～3km）により構成された光増幅中継系における四光波混合について調べていく。

分散が不均一な伝送路におけるファイバ内四光波混合については、宮田ら[2.6]の報告がある。そこでは、非線形シュレディンガー方程式を数値的に解くことにより四光波混合の発生光パワーを計算している。しかしながら、この方法は数値計算に頼っており計算手順が複雑である。実際、彼等の論文では4チャンネル多重系のみが取り扱われており、これは計算量が膨大となるためだと思われる。そこで本論文では、このような系における一般的解析解を導いていく。そののちに、それを用いた計算例を示す。計算に際しては、実際の伝送路をなるべくシミュレートする為に、乱数関数により無作為にファイバを選び出して系を構成した。そして、発生光パワーの確率分布という考え方を導入し、これについて議論する。

##### A. 一般解

ここで考察する系の模式図を図2.4.11に示す。全伝送路はM個の中継区間とその間に挿入された(M-1)個の光増幅器により構成されている。中継間隔はどれも等しく、光増幅器の利得はその前段の中継区間の損失をちょうど補償するように設定されているとする。従って増幅器の出力レベル（＝ファイバ入力レベル）はどの区間についても同一である。1中継区間は、ゼロ分散波長の異なるN本のファイバにより構成されている。各ファイバ内のゼロ分散波長は均一で、長さはすべて同じであるとする。

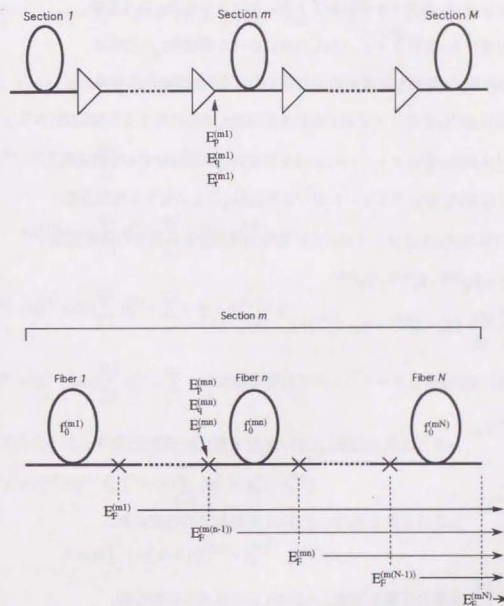


図 2.4.11 考察する系

この系に対し、以下の記号を割り当てる。

M: 中継区間数、

N: 1 区間内のファイバ数、

$L_0$ : 一本のファイバの長さ、

$L (=NL_0)$ : 中継間隔、

$\alpha$ : ファイバの損失係数、

$E_p^{(mn)}$ : m番目区間内n番目ファイバの入力端における周波数 $f_p$ の光電場、

$E_q^{(mn)}$ : m番目区間内n番目ファイバの入力端における周波数 $f_q$ の光電場、

$E_r^{(mn)}$ : m番目区間内n番目ファイバの入力端における周波数 $f_r$ の光電場、

$\beta_p^{(mn)}$ : m番目区間内n番目ファイバにおける周波数 $f_p$ の光に対する伝搬定数、

$\beta_q^{(mn)}$ : m番目区間内n番目ファイバにおける周波数 $f_q$ の光に対する伝搬定数、

$\beta_r^{(mn)}$ : m番目区間内n番目ファイバにおける周波数 $f_r$ の光に対する伝搬定数、

$\beta_F^{(mn)}$ : m番目区間内n番目ファイバにおける四光波混合光に対する伝搬定数、

$$\Delta\beta_{mn} = \beta_p^{(mn)} + \beta_q^{(mn)} - \beta_r^{(mn)} - \beta_F^{(mn)} \\ = -\frac{\pi\lambda^4}{c^2} \frac{dD_c}{d\lambda} \{ (f_p - f_0^{(mn)}) + (f_q - f_0^{(mn)}) \} (f_p - f_r)(f_q - f_r)$$

$f_0^{(mn)}$ : m番目区間内n番目ファイバのゼロ分散周波数

$$\phi_p^{(m)} = \sum_{n=1}^N \beta_p^{(mn)} L_0 \quad : m番目区間を通過した時の $f_p$ 周波数光の伝搬位相、$$

$$\phi_q^{(m)} = \sum_{n=1}^N \beta_q^{(mn)} L_0 \quad : m番目区間を通過した時の $f_q$ 周波数光の伝搬位相、$$

$$\phi_r^{(m)} = \sum_{n=1}^N \beta_r^{(mn)} L_0 \quad : m番目区間を通過した時の $f_r$ 周波数光の伝搬位相、$$

$$\phi_F^{(m)} = \sum_{n=1}^N \beta_F^{(mn)} L_0 \quad : m番目区間を通過した時の四光波混合光の伝搬位相、$$

$$\Delta\phi^{(m)} = \phi_p^{(m)} + \phi_q^{(m)} - \phi_r^{(m)} - \phi_F^{(m)}$$

解析解を導くにあたっては、これまでと同様の手法を用いる。すなわち、系の最終端における四光波混合光は各ファイバで発生した四光波混合光の足し合わせと考える。

まず、m番目区間内n番目ファイバで発生する四光波混合光について考える。このファイバの出力端における表式は、式 (2.1.14) を適用することにより次のように書き表される。

$$E_F^{(mn)} = \kappa E_p^{(mn)} E_q^{(mn)} E_r^{(mn)*} \exp\left[-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(mn)} L_0\right] \frac{1 - \exp[-\alpha + i\Delta\beta_{mn} L_0]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \quad (2.4.27)$$

ただし、 $\kappa = i(4\pi^2/\lambda)(D\chi_3)$  とおいた。式 (2.4.27) 中の伝搬信号光 $E_j^{(mn)}$  ( $j=p, q, r$ ) は次のように表わされる。

$$E_p^{(mn)} = E_p^{(m1)} \exp\left[\sum_{j=1}^{n-1} \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_p^{(mj)}\right) L_0\right] \\ = E_p^{(11)} \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} \phi_p^{(k)} + \sum_{j=1}^{n-1} \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_p^{(mj)}\right) L_0\right] \quad (2.4.28a)$$

$$E_q^{(mn)} = E_q^{(11)} \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} \phi_q^{(k)} + \sum_{j=1}^{n-1} \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_q^{(mj)}\right) L_0\right] \quad (2.4.28b)$$

$$E_r^{(mn)} = E_r^{(11)} \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} \phi_r^{(k)} + \sum_{j=1}^{n-1} \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_r^{(mj)}\right) L_0\right] \quad (2.4.28c)$$

これらの表式を代入すると、式 (2.4.27) は次のようになる。

$$E_F^{(mn)} = \kappa E_p^{(11)} E_q^{(11)} E_r^{(11)*} \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} (\phi_p^{(k)} + \phi_q^{(k)} - \phi_r^{(k)})\right] \\ \times \exp\left[\sum_{j=1}^{n-1} \left\{-\frac{3}{2}\alpha + i(\beta_p^{(mj)} + \beta_q^{(mj)} - \beta_r^{(mj)})\right\} L_0\right] \\ \times \exp\left[-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(mn)} L_0\right] \frac{1 - \exp[-\alpha + i\Delta\beta_{mn} L_0]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \\ = \kappa E_p^{(11)} E_q^{(11)} E_r^{(11)*} \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} (\phi_F^{(k)} + \Delta\phi^{(k)})\right]$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp\left[\sum_{j=1}^{n-1} \left\{ \left(-\frac{\alpha}{2} + i(\beta_F^{(mj)} + \Delta\beta_{mj})\right) L_0 \right\} \right] \\
& \times \exp\left[\left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(mn)}\right) L_0\right] \frac{1 - \exp\left[(-\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0\right]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \\
& = \kappa E_p^{(11)} E_q^{(11)} E_r^{(11)*} \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} (\phi_F^{(k)} + \Delta\phi^{(k)})\right] \\
& \times \exp\left[\sum_{j=1}^n \left\{ \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(mj)}\right) L_0 \right\} \right] \\
& \times \exp\left[\sum_{j=1}^{n-1} \left(-\frac{\alpha}{2} + i\Delta\beta_{mj}\right) L_0\right] \frac{1 - \exp\left[(-\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0\right]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \quad (2.4.29)
\end{aligned}$$

式(2.4.29)はm番目区間内n番目ファイバの出力端における四光波混合光を表わしている。この光が系の残りの部分を線形に伝搬してm番目区間の出力端に達すると、次のようになる。

$$E_F^{(mn)}(\text{end of } \#m) = E_F^{(mn)} \exp\left[\sum_{j=n+1}^N \left\{ \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(mj)}\right) L_0 \right\} \right] \quad (2.4.30)$$

さらに伝搬していった全系の最終端に達すると、次のようになる。

$$\begin{aligned}
E_F^{(mn)}(\text{end}) &= E_F^{(mn)}(\text{end of } \#m) \exp\left[i \sum_{k=m+1}^M \phi_F^{(k)}\right] \\
&= E_F^{(mn)} \exp\left[i \sum_{k=m+1}^M \phi_F^{(k)} + \sum_{j=n+1}^N \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(mj)}\right) L_0\right] \\
&= \kappa E_p^{(11)} E_q^{(11)} E_r^{(11)*} \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} (\phi_F^{(k)} + \Delta\phi^{(k)})\right] \\
& \times \exp\left[i \sum_{k=m+1}^M \phi_F^{(k)} + \sum_{j=n+1}^N \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(mj)}\right) L_0\right] \\
& \times \exp\left[\sum_{j=1}^n \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(mj)}\right) L_0\right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp\left[\sum_{j=1}^{n-1} \left(-\alpha + i\Delta\beta_{mj}\right) L_0\right] \frac{1 - \exp\left[(-\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0\right]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \\
& = \kappa E_p^{(11)} E_q^{(11)} E_r^{(11)*} \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} (\phi_F^{(k)} + \Delta\phi^{(k)})\right] \\
& \times \exp\left[i \sum_{k=m+1}^M \phi_F^{(k)} + \sum_{j=1}^N \left(-\frac{\alpha}{2} + i\beta_F^{(mj)}\right) L_0\right] \\
& \times \exp\left[\sum_{j=1}^{n-1} \left(-\alpha + i\Delta\beta_{mj}\right) L_0\right] \frac{1 - \exp\left[(-\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0\right]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \\
& = \kappa E_p^{(11)} E_q^{(11)} E_r^{(11)*} \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} (\phi_F^{(k)} + \Delta\phi^{(k)})\right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp\left[i \sum_{k=m+1}^M \phi_F^{(k)} - \frac{\alpha}{2} L + i\phi_F^{(m)}\right] \\
& \times \exp\left[\sum_{j=1}^{n-1} \left(-\alpha + i\Delta\beta_{mj}\right) L_0\right] \frac{1 - \exp\left[(-\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0\right]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \\
& = \kappa E_p^{(11)} E_q^{(11)} E_r^{(11)*} \exp\left[-\frac{\alpha}{2} L + i \sum_{k=1}^M \phi_F^{(k)}\right] \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} \Delta\phi^{(k)}\right] \\
& \times \exp\left[\sum_{j=1}^{n-1} \left(-\alpha + i\Delta\beta_{mj}\right) L_0\right] \frac{1 - \exp\left[(-\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0\right]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \\
& = K \exp\left[i \sum_{k=1}^{m-1} \Delta\phi^{(k)}\right] \exp\left[\sum_{j=1}^{n-1} \left(-\alpha + i\Delta\beta_{mj}\right) L_0\right] \frac{1 - \exp\left[(-\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0\right]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \quad (2.4.31)
\end{aligned}$$

ただし、

$$K = \kappa E_p^{(11)} E_q^{(11)} E_r^{(11)*} \exp\left[-\frac{\alpha}{2} L + i \sum_{k=1}^M \phi_F^{(k)}\right] \quad (2.4.32)$$

とおいた。

全体の四光波混合光は、式(2.4.31)をすべてのファイバについて足し合わせたものと

なる。

$$E_F(\text{total}) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N E_F^{(mn)}(\text{end})$$

$$= K \sum_{m=1}^M \exp[i \sum_{k=1}^{m-1} \Delta\phi^{(k)}] \sum_{n=1}^N \exp[i \sum_{j=1}^{n-1} (-\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0] \frac{1 - \exp[-(\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}}$$

(2.4.33)

これは、四光波混合光の振幅についての表式である。上式に対応する光パワーは、2.1節と同様の手順により次のように表わされる。

$$P_{\text{FWM}} = \frac{1024 \pi^6}{n^4 \lambda^2 c^2} (D\chi)^2 \frac{P_P P_q P_r}{A_{\text{eff}}^2} e^{-\alpha L}$$

$$\times \left| \sum_{m=1}^M \exp[i \sum_{k=1}^{m-1} \Delta\phi^{(k)}] \sum_{n=1}^N \exp[i \sum_{j=1}^{n-1} (-\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0] \frac{1 - \exp[-(\alpha + i\Delta\beta_{mn}) L_0]}{\alpha - i\Delta\beta_{mn}} \right|^2$$

(2.4.34)

これが、分散が不均一な光増幅器中継系における四光波混合特性を記述する表式である。

## B. 計算

繰り返しになるが、本論文の主課題は光多重伝送系におけるファイバ内四光波混合の影響である。従って、個々の周波数組み合わせについての効率よりも多重信号光を通した時の発生効率に興味がある。そこで、式 (2.4.34) を用いて光多重伝送系における発生光パワーを計算してみる。伝送系に対する影響ということ意識して、発生光パワーは信号光出力パワーで規格化した値 (= クロストーク) で表示する。

ここでの目的は、なるべく実際の伝送系の状況をシミュレートしようというものである。その為には、各ファイバのゼロ分散波長を無作為に設定する必要がある。ここでは、各ファイバの設定を以下に行なった。まず、中継区間数  $M$  と 1 区間あたりのファイバ数  $N$  は与えられているものとする。これに対し、全伝送系を構成するの必要なファイバ数より十分大きい数 (具体的には 10000) のファイバを想定する。各ファイバのゼロ分散波長は 1 nm 毎の離散的な値をとり、そのばらつきはガウス分布をしているものとする。これに従い、例えばゼロ分散波長  $\bigcirc\bigcirc$  nm のファイバは  $\bigcirc\bigcirc$  本というのが決まる。そこで、想定したファイバに番号をつけ、 $\bigcirc\bigcirc$  番から  $\bigcirc\bigcirc$  番まではゼロ分散波長  $\bigcirc\bigcirc$  nm というように割り当てる。そして、伝送系の  $m$  番目区間  $n$  番目のファイバを想定したファイバ群の中から乱数関数によって順次選び出す。このようにして伝送系の各ファイバのゼロ分散波長を設定する。

上記手順により伝送系を設定した後、式 (2.4.34) を用いて多重信号光を通した時の四光波混合光発生パワーを計算する。当然ながら、計算結果はファイバの設定によって異なる。そこで上記手順を何回も繰り返し、その度毎に発生光パワーを計算する。しかる後に繰り返し得られた計算結果から発生光パワーの確率分布を求める。以下では、このようにして求められた発生光パワーの確率分布について考えていく。

ここで用いるシステムパラメータは次の通りである。1 本のファイバ長 = 2.5 km、1 中継区間内のファイバ数 = 20、中継間隔 = 50 km。最悪状態を想定し、多重信号光の真ん中の周波数が平均ゼロ分散波長に一致しているものとし、この周波数位置に発生する四光波混合光パワーを計算した。また、全信号光の偏波状態は一致しているものとした。

まず、発生光パワーの確率分布の形がどうかを調べてみた。図 2.4.12 は計算回数を 50, 100, 200, 400, 800 と増やしていった時の発生光パワーの確率分布である。ここでは、100 GHz 間隔の 10 チャンネル多重光を 500 km にわたって伝送させるものとし、また、中継器出力レベルは -10 dBm/ch、ファイバのゼロ分散波長のばらつきの標準偏差は 8 nm とした。計算回数を増やしていくと、確率分布は中心にピークをもつような形に収束していくことが分かる。収束した確率分布の平均値は -21.24 dB、標準偏差は 1.47 dB であった。以下では、このように収束した確率分布の平均及び標準偏差について論じていく。

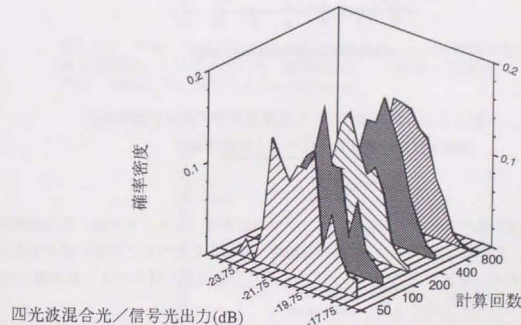


図 2.4.12 不均一分散光中継増幅系における発生光パワーの確率分布

次に、ゼロ分散波長の不均一性の効果について調べてみた。図2.4.13は、ゼロ分散波長のばらつきの標準偏差を横軸とした時の規格化発生光パワーの平均と標準偏差を示している。100GHz間隔の10チャンネル多重光を500kmにわたって伝送させるものとし、また、中継器出力レベルは-10dBm/chとした。ゼロ分散波長のばらつきが大きくなるに従って、平均発生光パワーは小さく、その標準偏差は大きくなっていくのが分かる。例えば、ゼロ分散波長のばらつきの標準偏差が8nmの時の平均発生光パワーは、均一分散時(ばらつき=0nm)に比べて10dBも低い。すなわち、波長分散が均一とした時の四光波混合特性をもとにシステム設計を行なうと、実際と比べてこの分だけ過剰設計となる可能性がある。ただしこれはあくまで平均値についての話であり、最悪値設計であればまた話は違ってくる。

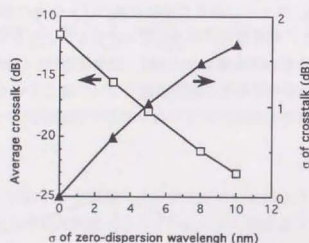


図 2.4.13 発生光パワーの確率分布の平均及び標準偏差  
横軸はゼロ分散波長のばらつきの標準偏差

最後に、発生光パワーのシステム・パラメータ依存性(チャンネル数、周波数間隔、中継距離など)を計算した。特に、波長分散が均一な場合と比べてどの位の差があるかという点に注目する。なおここでは、ファイバのゼロ分散波長のばらつきの標準偏差は8nmとした。

図2.4.14はチャンネル数依存性で、▲は平均発生光パワー、+は(平均値)±(標準偏差)、○は波長分散が均一とした時の発生光パワーを表わしている。その他のシステムパラメータは、チャンネル間隔100GHz、伝送距離500km、ファイバ入力レベル-10dBm/ch、とした。チャンネル数が増え、均一分散時との差が大きくなるのが分かる。これは、

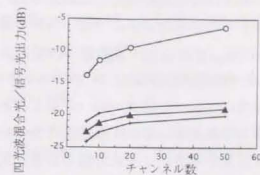


図2.4.14 不均一分散系における発生効率のチャンネル数依存性  
▲は平均値、+は(平均)±(標準偏差)、○は均一分散時。  
100GHz間隔、50km×10、信号光入力=-10dBm/ch

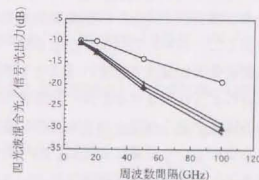


図2.4.15 不均一分散系における発生効率のチャンネル間隔依存性  
▲は平均値、+は(平均)±(標準偏差)、○は均一分散時。  
20ch、50km×10、信号光入力=-15dBm/ch

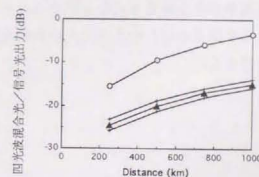


図 2.4.16 不均一分散系における発生効率の距離依存性  
▲は平均値、+は(平均)±(標準偏差)、○は均一分散時。  
20ch、100GHz間隔、信号光入力=-10dBm/ch。

均一分散を仮定すると周波数差によらず位相整合が満たされるチャンネルの組み合わせがあるので、端のチャンネルも四光波混合光発生に寄与する一方、不均一分散の場合は、周波数の離れたチャンネルからの寄与はほとんどないためである(2.3節2.3.4参照)。

次に図2.4.15に示したのは、チャンネル間隔依存性である。その他のシステム・パラメータは、チャンネル数20、伝送距離500km、ファイバ入力レベル-15dBm/ch、とした。チャンネル間隔が小さい場合には均一分散と不均一分散との差はほとんどないが、間隔が広がってくると差が大きくなる。これは、周波数差が小さいと波長分散によらず位相整合がとれやすい一方、周波数差が大きいと波長分散の影響が大きいためである。

最後は伝送距離依存性である。図2.4.16にその計算結果を示す。チャンネル数は20、チャンネル間隔100GHz、ファイバ入力パワー-10dBm/ch、とした。均一分散と不均一分散との差は伝送距離に依らずほぼ一定となっている。

以上、ゼロ分散波長が不均一である光中継伝送系における四光波混合特性について述べた。このような系についての解析解を導出し、乱数関数を用いたシミュレーションにより発生光パワーの計算例を示した。得られた結果を分散が均一な系についての計算結果と比べると、場合によっては平均値で10dBもの差がでることが明らかになった。

この結果をシステム設計にどう反映させるかは、設計者の考え方による。たまたま伝送路が同一波長分散となる確率が全くゼロというわけではないので、どんな状況でもシステムが動作しなければならないという立場に立てば、均一分散時の値を採用すべきであろう。しかし一方、何パーセントかのエラーは許容するという考え方もある。実際の伝送路には300心なり1000心なりのケーブルが敷かれており、これを空いているものから順次使っていくことになる。この時、最初の試験で例えば100本に1本たまたま分散が揃っていても使えないものがあつたらそれは捨てて次のものを使用する、というやり方も有り得るであろう。前者に基づけば、伝送路の無駄はない一方チャンネル数や伝送距離が制限される。後者だと、ファイバの使用率が多少非効率になるがその代わりチャンネル数・伝送距離が大きく設定できる。どちらを採るかはいささか人判断次第であるが、本論文はその判断材料を提供したものと言える。

## 参考文献(第二章)

- [2.1] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, and R. I. MacDonald, "CW three-wave mixing in single-mode optical fibers," *J. Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 5098-5106, 1978.
- [2.2] N. Shibata, R. P. Braun, and R. G. Waarts, "Phase-mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, pp. 1205-1210, 1987.
- [2.3] P. D. Maker and R. W. Terhune, "Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength," *Phys. Rev.*, vol. 137, pp. A801-A818, 1965.
- [2.4] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*-6th ed., Chap. 1, New York: Pergamon, 1980.
- [2.5] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Inc., 1989.
- [2.6] 宮田、尾中、大塚、近間、「ファイバの分散ばらつきを考慮したWDM伝送の四光波混合の影響の検討」、*信学技報*, OCS93-73, 1993.
- [2.7] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauck, R. M. Derosier, "Four-photon mixing and high-speed WDM systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 841-849, 1995.
- [2.8] 加藤、末次、高城、笹岡、西村、「無偏光化したポンプ光を用いた相互位相変調法による光ファイバ非線形屈折率の高精度測定」、*信学技報*, OCS 94-50, 1994.
- [2.9] J. Botineau and R. H. Stolen, "Effect of polarization on spectral broadening in optical fibers," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 72, pp. 1592-1596, 1982.
- [2.10] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, New York: Wiley, 1984, ch. 16.
- [2.11] I. P. Kaminow, "Polarization in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 15-22, 1981.
- [2.12] D. G. Schadt, "Effect of amplifier spacing on four-wave mixing in multichannel coherent communications," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 1805-1807, 1991.

## 3.1節 はじめに

第二章では、光ファイバで発生する四光波混合光パワーについて明らかにしてきた。波長多重伝送を考えた場合、次に問題となるのは、発生した四光波混合光が伝送特性にどう影響するかということである。

光多重伝送におけるファイバ内四光波混合が話題になり始めた当初は、この課題にはあまり関心が払われておらず、例えば四光波混合光のクロストークが $-20\text{dB}$ 以上だと信号は伝送されないものとして、多重可能なチャンネル数などの計算がなされた[3.1]。この数字自体は結果として大きく間違っていないものの、何故 $-20\text{dB}$ なのかという根拠ははっきり示されていない。

その後、実際の伝送実験においてファイバ内四光波混合による信号劣化が報告された[3.2][3.3]。Maeda et al.[3.2]は、この実験データをもとにファイバ内四光波混合によるFDM伝送系の制限について論じている。しかしながらそこでは、四光波混合効率と信号劣化を結びつける理論的検討はなされていない。一方、Shibata et al.[3.3]は実験結果を理論的に説明することを試みている。しかしながら、もととなった実験は3チャンネル伝送実験であり、かつ全チャンネルが変調されているわけではなかった。彼らはこの伝送実験における劣化の説明として、受信系での $S/N$ の $S$ (=信号電力)が四光波混合光により減少するというモデルを示し、これをもとに光多重伝送系における制限を論じている。しかしながらこの考え方は、一部のチャンネルのみが変調されている3チャンネル伝送については適当であるが、一般の多重伝送系には適用できない。

これに対し筆者は、四光波混合光と信号光を同時に受信すると復調信号レベルに確率的な揺らぎが生じ、これが雑音として作用する、という考え方を文献[3.4]で示した。ただしそこでは、基本的な考え方を示しただけにとどまり、四光波混合光と受信劣化との関係を定式化するには至らなかった。Lichtman[3.5]はこの考え方を発展させ、ファイバ内四光波混合光によってきまる各種コヒーレント伝送方式の伝送距離を見積もった。この論文は、四光波混合光による雑音と受信感度の関係を明確にしている点で評価され得るものであるが、熱雑音やショット雑音を全く無視して四光波混合光による雑音のみを考察しており、現実のシステム設計に利用できる形になっていない。

そこで本研究では、システム設計に反映できる形で四光波混合光と信号劣化との関係を記述することを試みた。熱雑音やショット雑音を考慮し、ファイバ内四光波混合光によってどうパワーペナルティが生じるか、という観点から議論を展開する。これにより、例えばパワーペナルティを $0.5\text{dB}$ 許容するとどの位の信号光パワーがファイバに入力可能か、という形でシステム設計に反映させることができる。

本論文では、FSK/直接検波方式(3.2節)、FSK/ヘテロダイン検波方式(3.3節)、強度変調/直接検波方式(3.4節)を対象とし、それぞれの伝送方式における四光波混合光によるパワーペナルティの定式化を行なっている。ここで得られた結果と、前章で得られた結果とを考慮すると、波長多重伝送系において四光波混合によって課せられる制限を見積もることができる。そこで3.5節では、光増幅器雑音の影響も考慮して、強度変調/直接検波方式を用いた波長多重伝送系のネットワーク規模(多重波長数、伝送距離)を記述するモデル式を導出する。これにより、波長多重伝送系における四光波混合の影響を具体的な形で提示する。さらに3.6節では、抑圧法にも触れている。

なお、本論文とは全く異なる手法でファイバ内四光波混合の影響を計算した論文も報告されている[3.6]。そこでは、多重された信号光をまとめてひとつの光電場として取扱ひ、それを非線形シュレディンガー方程式(nonlinear Schrödinger equation)に代入して、数値計算により受信した信号光の受信レベルの揺らぎを見積もっている。この場合、もとの信号光と四光波混合光は区別されずにこみこみで取扱われており、ポンプデプレッションの効果が自動的に考慮されている点で厳密性は高い。しかしながら、各多重信号光の位相関係のランダム性を計算の中に取り込む必要があり、かなりの計算量が要求されるという難点がある。

## 3.2節 FSK/直接検波方式におけるパワーペナルティ

## 3.2.1 基本構成

この節では、FSK/直接検波方式におけるファイバ内四光波混合の影響について述べる。FSKとは周波数シフトキーイング(frequency-shift-keying)の意味で、送信側のLDの周波数が伝送すべきデータ信号にもとづいて(1, 0)変調される。1に対応する周波数をマーク周波数、0に対応する周波数をスペース周波数と呼ぶ。受信側では、光フィルタを光周波数弁別器として用い、これにより送られてきた周波数変調光を強度変調光に変換してから直接検波する。図3.2.1に受信系の構成を示す。ここではマッハツェンダ光フィルタを光周波数弁別器として用いている[3.7]。マッハツェンダ光フィルタとは非対称なマッハツェンダ干渉計を基本構成とする光フィルタで、その透過特性は入力光周波数に対して図3.2.2のようにサイン波状になっている。従って、このサイン形状の周波数間隔が適当であれば、信号光はマーク周波数の時に端子mに、スペース周波数の時に端子sに出力されることになる。そこで、端子m、sからの出力光を直接検波して差動的に加工合わせることにより、伝送されてきたデータ信号を電気信号として検出することができる。この送受信系における四光波混合の影響を以下で議論していく。

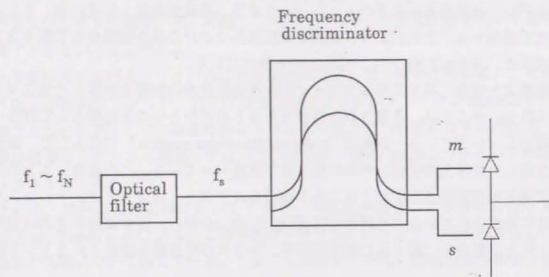


図 3.2.1 FSK/直接検波系の受信系

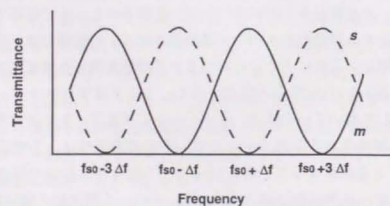


図 3.2.3 マツハツエンダ光フィルタの透過特性

### 3.2.2 理論的取り扱い

#### A. 基本表式

図3.2.1の受信系において、光弁別器に入力される光は次のように書くことができる。

$$\hat{E} = \hat{e}_s \sqrt{P_s} \exp[i(2\pi f_s t + \theta_s)] + \sum_{p \neq q} \hat{e}_{pq} \sqrt{P_{pq}} \exp[i(2\pi f_{pq} t + \theta_{pq})] \quad (3.2.1)$$

第1項は受信したい信号光、第2項は信号光の周波数帯に発生する四光波混合光を表わす。ここで、 $f_s$ は受信したい信号光の周波数で

$$f_s = f_{s0} + \Delta f \quad \text{マーク時}$$

$$f_{s0} - \Delta f \quad \text{スペース時}$$

と書くことができる。 $f_{s0}$ はチャンネルsの中心周波数、 $2\Delta f$ はFSKの偏移周波数である。

一方、 $f_{pq}$ はこれに重なってくる四光波混合光の周波数で、

$$\begin{aligned} f_{pq} &= f_p + f_q - f_r \\ &= (f_{p0} \pm \Delta f) + (f_{q0} \pm \Delta f) - (f_{r0} \pm \Delta f) \\ &= f_{s0} - \Omega \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

$$\Omega = \pm \Delta f \text{ or } \pm 3\Delta f$$

と表わされる。

$\Omega$	Ch. p	Ch. q	Ch. r
$+3\Delta f$	mark	mark	space
$+\Delta f$	mark	mark	mark
	mark	space	space
	space	mark	space
$-\Delta f$	mark	space	mark
	space	mark	mark
	space	space	space
$-3\Delta f$	space	space	mark

非縮退

$\Omega$	Ch. p=Ch. q	Ch. r
$+3\Delta f$	mark	space
$+\Delta f$	mark	mark
$-\Delta f$	space	space
$-3\Delta f$	space	mark

一部縮退

表3.2.1 FSK伝送系における四光波混合光の周波数

$\Omega$  の値は四光波混合光を発生させるチャンネルがマークであるかスペースであるかによって決まる。具体的にどの値をとるかは表3.2.1に示してある。また、式(3.2.1)で用いられているその他の記号は、 $P_s$ :受信したい信号光の光パワー、 $\theta_s$ :受信したい信号光の位相、 $P_{pqf}$ :四光波混合光の光パワー、 $\theta_{pqf}$ :四光波混合光の位相、 $\hat{c}_j$ :偏波状態を表す単位ベクトル、である。

式(3.2.1)で表わされる光電場が、マッハツェンダ光弁別器に入力される。これが光弁別器を通ると、出力端子mには次の光電場が出力される。

$$\begin{aligned}\hat{E}_m = & B_m \hat{c}_s \sqrt{P_s} \exp[i\{2\pi(f_{s0} + \Delta f)t + \theta_s\}] \\ & + \sum_I \hat{c}_{pqf} \sqrt{P_{pqf}} \exp[i\{2\pi(f_{s0} + \Delta f)t + \theta_{pqf}\}] \\ & + \sum_{III} \hat{c}_{pqf} \sqrt{P_{pqf}} \exp[i\{2\pi(f_{s0} - 3\Delta f)t + \theta_{pqf}\}]\end{aligned}\quad (3.2.3)$$

$B_m$  は信号光がマークの時に1、スペースの時に0という値をとるパラメータである。また、シグマI、シグマIIは、それぞれ周波数  $(f_{s0} + \Delta f)$ 、 $(f_{s0} - 3\Delta f)$  に発生する四光波混合光についての足し合わせを意味する。一方、出力端子sから出力される光電場は次のようになる。

$$\begin{aligned}\hat{E}_s = & B_s \hat{c}_s \sqrt{P_s} \exp[i\{2\pi(f_{s0} - \Delta f)t + \theta_s\}] \\ & + \sum_{II} \hat{c}_{pqf} \sqrt{P_{pqf}} \exp[i\{2\pi(f_{s0} - \Delta f)t + \theta_{pqf}\}] \\ & + \sum_{IV} \hat{c}_{pqf} \sqrt{P_{pqf}} \exp[i\{2\pi(f_{s0} + 3\Delta f)t + \theta_{pqf}\}]\end{aligned}\quad (3.2.4)$$

$B_s$  は信号光がマークの時に0、スペースの時に1という値をとるパラメータである。また、シグマII、シグマIVは、それぞれ周波数  $(f_{s0} - \Delta f)$ 、 $(f_{s0} + 3\Delta f)$  に発生する四光波混合光についての足し合わせを意味する。

光弁別器からの出力光は図3.2.1に示すように差動検波される。光検出器で発生する信号電流は次のように書かれる。

$$\begin{aligned}S = & \frac{\eta e}{hf} \{ \hat{E}_m^2 - \hat{E}_s^2 \} \\ = & \frac{\eta e}{hf} [P_s(B_m - B_s) \\ & + 2\sqrt{P_s} \{ B_m \sum_I \text{Re}[\hat{c}_s \cdot \hat{c}_{pqf}^*] \sqrt{P_{pqf}} \cos\theta_{s-pqf} - B_s \sum_{II} \text{Re}[\hat{c}_s \cdot \hat{c}_{pqf}^*] \sqrt{P_{pqf}} \cos\theta_{s-pqf} \} \\ & + 2\sqrt{P_s} \{ B_m \sum_{III} \text{Re}[\hat{c}_s \cdot \hat{c}_{pqf}^*] \sqrt{P_{pqf}} \cos(8\pi\Delta f t + \theta_{s-pqf}) \\ & - B_s \sum_{IV} \text{Re}[\hat{c}_s \cdot \hat{c}_{pqf}^*] \sqrt{P_{pqf}} \cos(8\pi\Delta f t - \theta_{s-pqf}) \} \\ & + \left| \sum_I \hat{c}_{pqf} \sqrt{P_{pqf}} \exp[i\{2\pi(f_{s0} + \Delta f)t + \theta_{pqf}\}] + \sum_{III} \hat{c}_{pqf} \sqrt{P_{pqf}} \exp[i\{2\pi(f_{s0} - 3\Delta f)t + \theta_{pqf}\}] \right|^2 \\ & - \left| \sum_{II} \hat{c}_{pqf} \sqrt{P_{pqf}} \exp[i\{2\pi(f_{s0} - \Delta f)t + \theta_{pqf}\}] + \sum_{IV} \hat{c}_{pqf} \sqrt{P_{pqf}} \exp[i\{2\pi(f_{s0} + 3\Delta f)t + \theta_{pqf}\}] \right|^2 \end{aligned}\quad (3.2.5)$$

ここで、 $\eta$  は受光器の量子効率、 $e$  は電荷、 $h$  はプランク定数、 $\theta_{s-pqf} = \theta_s - \theta_{pqf}$ 、 $(\hat{c}_j \cdot \hat{c}_j)$  はベクトルの内積を表す。式(3.2.5)の第1項は受信したい信号成分を表し、他の項はクロストーク成分を表す。クロストーク成分のうち、最後の2つの項は、 $P_s \gg P_{pqf}$ であることを考えると残りの項に比べて無視できる。さらに、光検出器からの電気信号はベースバンドフィルタを通過することになるので、 $\cos(8\pi\Delta f t \pm \theta_{s-pqf})$  を含む項も無視することができる。これらの考察より、復調信号は次のように表わされる。

$$S_m = \frac{\eta e}{hf} P_s \left\{ 1 + \frac{2}{\sqrt{P_s}} \sum_I a_{s-pqf} \sqrt{P_{pqf}} \cos\theta_{s-pqf} \right\} \quad (3.2.6a)$$

$$S_s = \frac{\eta e}{hf} P_s \left\{ 1 + \frac{2}{\sqrt{P_s}} \sum_{II} a_{s-pqf} \sqrt{P_{pqf}} \cos\theta_{s-pqf} \right\} \quad (3.2.6b)$$

$S_m$ 、 $S_s$  はそれぞれマーク及びスペース時の復調信号レベルである。また、 $\text{Re}[\hat{c}_s \cdot \hat{c}_{pqf}^*] = a_{s-pqf}$  と表記した。式(3.2.6)がFSK/直接検波方式における四光波混合光の影響を議論する時の出発点となる。

四光波混合光の影響は式(3.2.6)の第2項に現われており、これが信号揺らぎを引き起こす。この項は信号光と四光波混合光との干渉効果から生じている。従って、信号揺らぎは信号光と四光波混合光との偏波の重なり具合に依存することになり、この依存性は $a_{s-pqf}$ により記述されている。

### B. 3チャンネル系

式(3.2.6)の第2項は信号チャンネルに重なってくるすべての四光波混合光についての和の形になっている。3チャンネル伝送系の場合、和は1である。そこでまず手始めに、3チャンネル伝送系における四光波混合の影響について議論する。

例えば、チャンネル3を受信するものとしよう。この場合、信号チャンネルに四光波混

合光を生じさせるチャンネルの組み合わせは、 $\{p=q=2, r=1\}$ である。従って、式(3.2.6)は次のように書き改められる。

$$S_m = \frac{\eta_c}{hf} P_3 (1 + 2a\sqrt{P_{221}/P_3} \cos\theta) \quad \text{for ch.1="mark" and ch.2="mark"}$$

$$= \frac{\eta_c}{hf} P_3 \quad \text{others} \quad (3.2.7a)$$

$$S_s = -\frac{\eta_c}{hf} P_3 (1 + 2a\sqrt{P_{221}/P_3} \cos\theta) \quad \text{for ch.1="space" and ch.2="space"}$$

$$= -\frac{\eta_c}{hf} P_3 \quad \text{others} \quad (3.2.7b)$$

ここで、 $\theta = \theta_3 - 2\theta_2 + \theta_1$ 、また  $a = \text{Re}[(\hat{G}_3 \cdot \hat{G}_{221}^*)]$  とおいた。式(3.2.7)において、 $\theta$ は各チャンネル光の位相に依存し、これは一般にランダムに変動する。つまり、 $\theta$ は0から $2\pi$ までの値をランダムにとる。このような状況における信号の誤り率は、次のように考えることができる。

まず、すべてのチャンネルが「マーク」で、かつ $\theta$ が $\theta_0$ という値であるとしよう。文献[3.8]の手法に従うと、この場合に受信誤りの起こる確率 $P_e^{(1)}(\theta_0)$ は次のようになる。

$$P_e^{(1)}(\theta_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x - x_0(1 + 2a\sqrt{P_{221}/P_3} \cos\theta_0))^2}{2\sigma^2}\right] dx$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty(1+2a\sqrt{P_{221}/P_3} \cos\theta_0)}^{\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt \quad (3.2.8)$$

$$x_0 = \frac{\eta_c}{hf} P_3 \quad (3.2.9)$$

$$c = \frac{P_{221}}{P_3} \quad (3.2.10)$$

ここで、 $\sigma^2$ は受信系の雑音電力であり、またマーク、スペースを判定するしきい値レベルは $S=0$ 、すなわちマーク時とスペース時の平均信号レベルの中間点とした。受信系雑音は通常、熱雑音とショット雑音から成り立っており、その雑音電力は次のように書くことができる。

$$\sigma^2 = N_{th} + N_{sh} \quad (3.2.11)$$

$N_{th}$ は熱雑音電力、 $N_{sh}$ はショット雑音電力である。後者は信号光パワーに比例し、例えば

APD (アバランシェ・フォト・ダイオード) 検出器の場合

$$N_{sh} = 2eB_e M^x \frac{\eta_c}{hf} P_3 \quad (3.2.12)$$

と書かれる。ここで、 $M$ はAPDの増倍係数、 $x$ はAPDの過剰雑音係数、 $B_e$ は受信系で用いられるベースバンドフィルタの帯域である。FSK/直接検波方式の場合、式(3.2.11)で表わされる雑音電力は、「マーク」時も「スペース」時も同様である。

次に、 $\theta$ が0から $\pi$ までのランダムな値をとる状況を考えよう。この場合の誤り率 $P_e^{(1)}$ は式(3.2.8)の $P_e^{(1)}(\theta_0)$ に $\theta = \theta_0$ となる確率を重み付けして足し合わせることによって、次のように得られる。

$$P_e^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_e^{(1)}(\theta_0) d\theta_0$$

$$= \frac{1}{2\pi\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} d\theta_0 \int_{-\infty(1+2a\sqrt{P_{221}/P_3} \cos\theta_0)}^{\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt \quad (3.2.13)$$

ここで $d\theta_0/2\pi$ は、 $\theta$ が $\theta_0 < \theta < \theta_0 + d\theta_0$ である確率である。式(3.2.13)が、すべてのチャンネルが「マーク」である場合の誤り率の表式である。

一方、チャンネル3が「マーク」で他のチャンネルが「スペース」の場合は、四光波混合光は「マーク」周波数には重なってこないで、誤り確率 $P_e^{(2)}$ は単純に

$$P_e^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt \quad (3.2.14)$$

となる。

同様の考察を他の場合について行なうと、全チャンネルが「スペース」の時の誤り率 $P_e^{(3)}$ 、チャンネル3が「スペース」で他のチャンネルが「マーク」の時の誤り率 $P_e^{(4)}$ は、それぞれ $P_e^{(3)} = P_e^{(1)}$ 、 $P_e^{(4)} = P_e^{(2)}$ となる。各チャンネルが「マーク」または「スペース」となる確率が $1/2$ であるとする（マーク率 $1/2$ ）、これら各場合分けの起こる確率は、 $P_e^{(1)}$ と $P_e^{(3)}$ については $1/8$ 、 $P_e^{(2)}$ と $P_e^{(4)}$ については $3/8$ となる（表3.2.1参照）。従って全体の誤り率は、これらの生起確率にそれぞれに重み付けして加え合わせたものとして次のように得られる。

$$\begin{aligned}
P_e &= \frac{1}{8} P_e^{(1)} + \frac{3}{8} P_e^{(2)} + \frac{1}{8} P_e^{(3)} + \frac{3}{8} P_e^{(4)} \\
&= \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt + \frac{1}{4} \frac{1}{2\pi\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} d\theta_0 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt \\
&= \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt \\
&\quad + \frac{1}{4} \frac{1}{2\pi\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} d\theta_0 \left( \int_{\exp(1+2\sqrt{2}\cos\theta_0/2)}^{\exp(1+2\sqrt{2}\cos\theta_0)} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt + \int_{-\infty}^{\exp\left[-\frac{t^2}{2}\right]} dt \right) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt + \frac{1}{4} \frac{1}{2\pi\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} d\theta_0 \int_{\exp(1+2\sqrt{2}\cos\theta_0/2)}^{\exp(1+2\sqrt{2}\cos\theta_0)} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt
\end{aligned} \quad (3.2.15)$$

これが、3チャンネル伝送において四光波混合光を考慮した時の誤り率の表式である。第1項は四光波混合光がない場合の誤り率、第2項は四光波混合光に起因する誤り率の増加分に対応する。

### C. 多重信号伝送系

3チャンネル以上の多重信号伝送系では、複数の四光波混合光が信号チャンネルに重なってくる。3チャンネル系での手法に従えば、式(3.2.13)で行なった信号光と四光波混合光との位相関係についての重み付け積分をすべての四光波混合光について行なえば、誤り率の表式が得られることになる。しかしながら多重数が多い場合、このやり方では何重もの多重積分を行なわなければならないと非常に実用的でない。そこでここでは、より実的な計算のために受信レベルの確率分布という考え方を導入する。

受信レベル $S_m$ 、 $S_s$ はそれぞれ式(3.2.6a) (3.2.6b)にしたがって様々な値をとる。これをさらに詳しく見てみると、受信レベルはマーク(またはスペース)周波数に重なってくる四光波混合光の数及びその位相に依存していることがわかる。これらはそれぞれ、時間的にランダムに変動する。ここで中心極限定理によるガウス近似を導入する。これは、互いに独立な多数のランダム変数の和の確率分布はガウス形となり、その平均および分散は各ランダム変数の平均および分散の和となる、というものである。実を言うと、この近似を今の状況に適用するのは厳密には正しくない。というのも、式(3.2.6)の和の各成分は完全には互いに独立ではないからである。(このことは、この系の独立変数の数は高々多重チャンネル数分である一方、あるチャンネルに発生する四光波混合光の数は(多重

数)<sup>2</sup>であることを考えれば類推できる。)しかしながらここでは実用性を重視し、この近似を採用してより簡便な表式を得るものとする。中心極限定理によれば、受信レベル $S_m$ 、 $S_s$ の確率分布はガウス分布となり、その平均 $\langle S_m \rangle$ 、 $\langle S_s \rangle$ 、及び分散 $\sigma_m^2$ 、 $\sigma_s^2$ は次のようになる。

$$\langle S_m \rangle = -\langle S_s \rangle = \frac{\eta c}{hf} P_s = x_0 \quad (3.2.16)$$

$$\sigma_m^2 = 2\left(\frac{\eta c}{hf}\right)^2 P_s \sum_I a_{I-pqr}^2 P_{pqr} \quad (3.2.17a)$$

$$\sigma_s^2 = 2\left(\frac{\eta c}{hf}\right)^2 P_s \sum_{II} a_{II-pqr}^2 P_{pqr} \quad (3.2.17b)$$

式(3.2.17)をさらに展開する。マーク率1/2であるとする、四光波混合光が周波数 $f_{s0} + \Delta f$ となる確率は非縮退( $p \neq q \neq r$ )の場合3/8、一部縮退( $p = q$ )の場合1/4である(表3.2.1参照)。周波数 $f_{s0} - \Delta f$ についても同様である。従って、式(3.2.17)は次のように書き直される。

$$\begin{aligned}
\sigma_m^2 = \sigma_s^2 &= 2\left(\frac{\eta c}{hf}\right)^2 P_s \left\{ \frac{3}{8} \sum_{p \neq q \neq r} a_{I-pqr}^2 P_{pqr} + \frac{1}{4} \sum_{p=q=r} a_{II-pqr}^2 P_{pqr} \right\} \\
&= 2\left(\frac{\eta c}{hf}\right)^2 P_s P_{FWM}^{(eff)}
\end{aligned} \quad (3.2.18)$$

$$P_{FWM}^{(eff)} = \frac{3}{8} \sum_{p \neq q \neq r} a_{I-pqr}^2 P_{pqr} + \frac{1}{4} \sum_{p=q=r} a_{II-pqr}^2 P_{pqr} \quad (3.2.19)$$

式(3.2.19)のシグマは、第1項が非縮退四光波混合光について、第2項が一部縮退四光波混合光についての和を表す。

四光波混合光に加えて、熱雑音及びビショップ雑音もガウス型の受信レベル揺らぎを引き起こす。従ってこれらを考慮した受信レベルの確率分布もガウス分布となり、この場合の誤り率は文献[3.8]より次のように表わされる。

$$P_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt \quad (3.2.20)$$

ただし、

$$\sigma^2 = N_m + N_{sh} + \sigma_m^2 \quad (3.2.21)$$

である。これが、多重信号伝送系における四光波混合光の影響を考慮した時の誤り率の表

式である。

次に式 (3.2.20) をもとに、四光波混合光による信号劣化 (= パワーペナルティ) について考える。ここでパワーペナルティは、四光波混合光の影響により同じ誤り率を得るのに余計に必要な受信光パワー、の意味で用いる。式 (3.2.20) を見ると、誤り率は  $x_0/\sigma$  が決まれば一意に決定されることがわかる。例えば  $x_0/\sigma = 6$  の時、 $P_e = 10^{-9}$  となる。つまり四光波混合光の影響により  $x_0/\sigma$  がどうなるか考えれば、誤り率について議論したことになる。

ここで、ある誤り率に対応する  $x_0/\sigma$  の値を  $Q_0$  とする。すなわち  $x_0/\sigma = Q_0$  とおく。これに式 (3.2.12) (3.2.16) (3.2.18) (3.2.21) を代入すると次式が得られる。

$$\frac{(\eta c/hf)P_s}{\sqrt{N_{th} + 2eBM^2(\eta c/hf)P_s + 2(\eta c/hf)^2 P_{FWM}^{(eff)} P_s}} = Q_0 \quad (3.2.22)$$

これをさらに展開する。

$$\left(\frac{\eta c}{hf}\right)^2 P_s^2 = Q_0^2 (N_{th} + 2eBM^2 \left(\frac{\eta c}{hf}\right) P_s + 2 \left(\frac{\eta c}{hf}\right)^2 \frac{P_{FWM}^{(eff)}}{P_s} P_s^2) \quad (3.2.23)$$

一方、四光波混合光が無い時に同じ誤り率を得るための信号光パワーを  $P_{s0}$  とし、 $P_{s0}$  で式 (3.2.23) の両辺をわると次のようになる。

$$\left(\frac{\eta c}{hf}\right)^2 \{1 - 2Q_0^2 \frac{P_{FWM}^{(eff)}}{P_s}\} \frac{P_s^2}{P_{s0}^2} P_{s0} = Q_0^2 \left\{ \frac{N_{th}}{P_{s0}} + 2eBM^2 Q_0^2 \left(\frac{\eta c}{hf}\right) \frac{P_s}{P_{s0}} \right\} \frac{P_s}{P_{s0}} \quad (3.2.24)$$

この式は  $(P_s/P_{s0})$  についての 2 次多項式となっており、これを解き出すと次の表式が得られる。

$$\frac{P_s}{P_{s0}} = \frac{b + \sqrt{b^2 + c}}{a} \quad (3.2.25)$$

$$a = P_{s0} \left(\frac{\eta c}{hf}\right) (1 - 2Q_0^2 C_x)$$

$$b = eBM^2 Q_0^2$$

$$c = Q_0^2 N_{th} (1 - 2Q_0^2 C_x)$$

ただし、

$$\frac{P_{FWM}^{(eff)}}{P_s} = C_x$$

とおいた。これは、FSK/直接検波方式における実効的なクロストークとでも言うべきパラメータで、式 (3.2.19) を代入すると

$$C_x = \frac{3}{8} \sum_{pqqr} a_{s-pqr}^2 \frac{P_{pqr}}{P_s} + \frac{1}{4} \sum_{pqqr} a_{s-pqr}^2 \frac{P_{pqr}}{P_s} \quad (3.2.26)$$

と表わされる。

ここで、偏波の影響について述べておく。式 (3.2.26) 中の  $a_{s-pqr}^2$  は、受信光と四光波混合光との偏波の重なり具合を表わしている。多重信号光が同一偏波状態であれば、発生する四光波混合光もこれを同一となるので  $a_{s-pqr}^2 = 1$  となる。一方、多重信号光間の偏波関係がランダムであると、受信光と四光波混合光との偏波関係もランダムとなる。この場合、平均としては  $a_{s-pqr}^2 = 1/2$  となる。つまり、ランダム偏波状態の場合、誤り率特性に影響する実効的な四光波混合光パワーは、実際に発生する四光波混合光パワーの  $1/2$  である。

さて、式 (3.2.25) の  $(P_s/P_{s0})$  は四光波混合光がある場合と無い場合の信号光パワーの比である。これは線形表示した時のパワーペナルティに他ならない。従って、四光波混合光によるパワーペナルティ (dB) は式 (3.2.25) を用いて次のように表わされる。

$$\text{Power Penalty} = 10 \log \left( \frac{P_s}{P_{s0}} \right) = 10 \log \left[ \frac{b + \sqrt{b^2 + c}}{a} \right] \quad (3.2.27)$$

これが、FSK/直接検波方式におけるファイバ内四光波混合によるパワーペナルティの表式である。

なお、式 (3.2.27) の実際の計算にあたっては、受信器に関するパラメータ ( $\eta$ ,  $M$ ,  $x$ )、実効クロストーク  $C_x$ 、四光波混合光がない時の受信感度  $P_{s0}$ 、熱雑音電力  $N_{th}$  を知っておく必要がある。受信器に関するパラメータは実際の系の値を用いればよい。 $C_x$  の見積りは式 (3.2.26) を用いることになるが、これを計算するには、 $P_{pqr}/P_s$  を計算しなければならない。これには第二章の四光波混合の発生効率についての結果を利用することができる。第二章での表式はファイバ出力端でのものである一方、式 (3.2.26) の  $P_{pqr}/P_s$  は受光器直前の値ではあるが、ファイバ出力端から受光器までの間で信号光も四光波混合光も同じだけの損失を受けることを考えると、第二章の結果をもとにファイバ出力端での四光波混合光対信号光のパワー比を求めれば、それがそのまま受光段での

$P_{FW}/P_s$  になる。また  $P_{s0}$  については、実際の受信系での値を用いるのが現実的である。さらに  $P_{s0}$  がわかっていれば、これよりこれより熱雑音電力を

$$N_{th} = \frac{1}{Q_0} \left( \frac{\eta_c}{hf} \right)^2 P_{s0}^2 - 2eBM^2 \left( \frac{\eta_c}{hf} \right) P_{s0} \quad (3.2.28)$$

として（これは式（3.2.23）で  $P_{FWM}^{(eff)} = 0$  とおいて得られる）計算に用いることができる。

### 3.2.3 実験

前項の理論的取扱いを検証するために実験を行なった。実験では、四光波混合光発生用として26kmの分散シフトファイバを用いた。このファイバの伝搬損失は0.27dB/km、信号光波長における分散値は1ps/km-nmであった。信号光に対するFSK変調の変調速度は622 Mbit/s、偏移周波数は2GHzとした。受信系にはAPD受光器を用いた。APDの特性は、 $M = 15$ 、 $x = 0.7$ 、 $\eta = 0.67$  で、四光波混合光が無い時の誤り率  $10^{-9}$  における受信感度は -39.9dBm（at APD受光器の直前）であった。

#### A. 四光波混合光のスペクトル

前節では、四光波混合光がどの周波数位置（ $f_{s0} + 3\Delta f$ 、 $f_{s0} + \Delta f$ 、 $f_{s0} - \Delta f$ 、 $f_{s0} - 3\Delta f$ ）に発生するか分類分けしながら議論を進めた。まずこの妥当性を確かめることとした。実験構成を図3.2.3に示す。FSK変調された信号光をファイバに入力し、発生した四光波混合光をヘテロダイン法により検出し、そのIF信号をスペクトラムアナライザで観測した。図3.2.4に結果を示す。図3.2.4(a)は一部縮退（2チャンネル入力）の場合、図3.2.4(b)は非縮退（3チャンネル入力）の場合である。四光波混合光のスペクトルが4つの周波数に分かれており、その周波数間隔は2GHzであるのがわかる。この周波数間隔はFSK変調の偏移周波数に対応しており、前項での考察を裏付けている。また一部縮退の場合（図3.2.4(a)）、4つのピーク値はほぼ等しいレベルとなっている。これは、各周波数に発生する確率は等しく  $1/4$  であるとした前項での考察（表3.2.1参照）に対応した結果となっている。一方、非縮退については（図3.2.4(b)）、まん中の2つのピークが高いレベルとなっており、これも前節での考察に対応している。ただし定量的には、まん中2つの確率が  $3/8$ 、両端が  $1/8$  とした理論結果と必ずしも一致していないが、これは変調特性やヘテロダイン検波系の不完全性によるものと思われる。

細かい点で不完全さはあるものの、以上の実験結果は四光波混合光のスペクトルに関する前項の取り扱いを裏付けている。

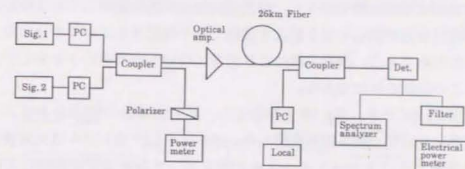


図 3.2.3 四光波混合光スペクトル測定系

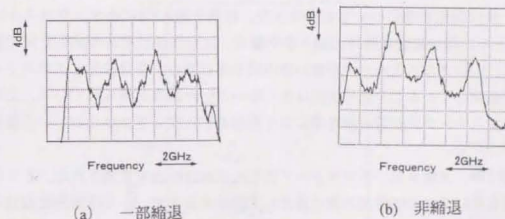


図 3.2.4 四光波混合光スペクトル

## B. 模擬実験

次に、実際に四光波混合光による信号劣化を測定する前段階として、模擬実験を行なった。これはいきなり本実験を行うと、四光波混合光の発生効率についての不確定さと、発生した四光波混合光が劣化を引き起こす段階での不確定さと、が切り分けられない恐れがあると考えたためである。模擬実験により前者についての不確定さを少しでも排除しようというのがこの実験の目的である。

実験系を図3.2.5に示す。Sig. 1を主信号とし、同じ周波数のSig. 2をクロストーク光としてこれに重畳した状態で誤り率を測定した。クロストーク光レベルは光減衰器により調節した。主信号光とクロストーク光の偏波状態を同一であるように設定した時の結果を図3.2.6に示す。横軸の受光パワーは光周波数弁別器（過剰損失2.9dB）の直前での値である。クロストークレベルは、-15 dB (■)、-17 dB (△)、-19 dB (□)、-21 dB (×) とした。また、○はクロストーク光が無い時の誤り率である。この結果をもとに、誤り率  $10^{-9}$  におけるパワーペナルティをプロットしたのが図3.2.7である。同じ図に、式 (3.2.15) を用いた計算結果を実線で示した。ただし計算にあたっては、式 (3.2.15) の第2項の係数1/4は、ここでの実験状況に合わせて1/2に置き換えた。図3.2.7の結果を見ると、実験結果と計算結果はほぼ一致している。

図3.2.6は、主信号光とクロストーク光の偏波状態を一致させた時の結果であった。同様の実験を、直交偏波状態についても行なった。結果を図3.2.8に示す。クロストークレベルは-15dBとし、同一偏波状態時の誤り率を●で、直交偏波状態時の結果を×で表わしている。また、○はクロストーク光が無い時の誤り率である。主信号光とクロストーク光の偏波状態が直交していると、信号劣化は生じないという結果が得られている。これは、主信号光とクロストーク光との干渉効果により受信レベル揺らぎが生じるという前項での考察を裏付けている。

以上の実験では、主信号光、クロストーク光ともに622Mbit/sで変調された。ところで一方、四光波混合光は3つの信号光の掛け算として発生するので、その時間的な変動はもとの変調速度よりも速く、その結果ベースバンドでのスペクトル拡がりはもとの信号光よりも拡がっていることが考えられる。前項での理論的取扱いではこの効果を考慮しておらず、その分誤差の出る可能性がある。そこで、このベースバンドのスペクトル拡がりが信号劣化特性に影響するかどうかを確かめるために、クロストーク光の変調速度を1.24GHzとして前と同様の実験を行なった。得られた結果は、変調速度が622Mbit/sの時とほとんど変わらないものであった。これはFSK/直接検波方式の場合、変調スペクトルはほとんどマークまたはスペース周波数のまわりに偏っているため、四光波混合光の変調スペクトルもそれに対応する4つの周波数近傍に集まっているためと思われる[3.5]。これにより、ベースバンドのスペクトル拡がりは考慮しなくてもよいことが確認された。この事情は、後の節で議論するFSK/ヘテロダイン包絡線検波、強度変調/直接検波でも同様である。ただし、

例えばPSK変調などベースバンドスペクトルが拡がっている場合には事情が異なる。そのような場合には、変調スペクトル拡がりの効果を考慮した議論が必要となる可能性がある。

以上の模擬実験により、FSK/直接検波方式についての前項での理論的取扱いの妥当性が裏付けられた。

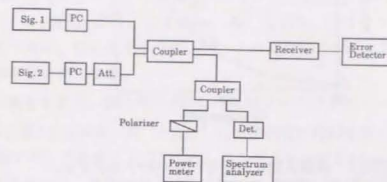


図3.2.5 模擬実験の構成

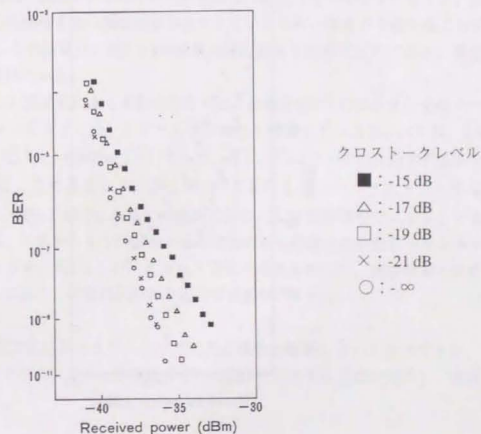


図3.2.6 模擬実験の誤り率特性

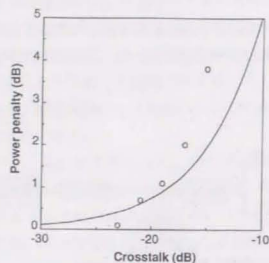


図3.2.7 模擬実験におけるパワーペナルティー  
誤り率 $10^{-9}$ で評価

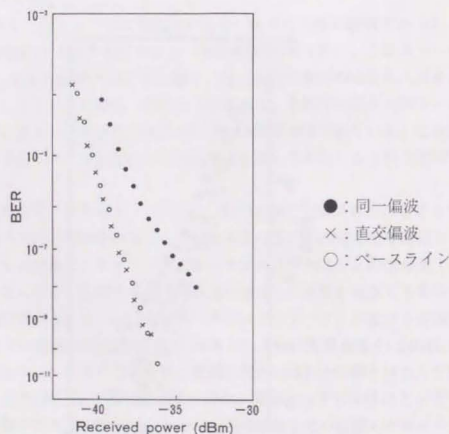


図 3.2.8 模擬実験における誤り率  
クロストークレベル = -15dB

### C. 四光波混合光による誤り率劣化

以上の実験をふまえ、実際に四光波混合光による誤り率劣化を測定した。まずは3チャンネル系で実験を行なった。実験系を図3.2.9に示す。10GHz間隔の3チャンネル多重信号光を分散シフトファイバに入力し、ファイバ出力端においてマッハツェンダ光フィルタによりsig.3を選択受信して誤り率を測定した。偏波状態は3チャンネルとも同一とした。結果を図3.2.10に示す。1チャンネルあたりのファイバ入力パワーは、9.07dBm (▲)、8.13dBm (□)、6.13dBm (▽)、2.13dBm (×)とした。○はファイバを通さず直接受信した時の特性である。図に示すように、ファイバ入力レベルが大きいと、四光波混合光が発生し誤り率特性が劣化する。

図3.2.10の結果をもとに、誤り率 $10^{-9}$ におけるパワーペナルティーをプロットしたのが図3.2.11である。図3.2.11には、式(3.2.15)に実験状況に対応するパラメータを代入した計算結果も実線で示してある。式(3.2.15)のクロストークレベルの計算には、第二章で得られた結果を用いた。実験結果と計算結果はよく一致している。

以上の測定では、全チャンネルの偏波状態は同一とした。同様の実験を、受信チャンネル(sig.3)の偏波状態を他の2チャンネルと直交させた状態で行なったところ、ファイバ入力レベルが大きい場合でも誤り率はほとんど劣化しない、という結果が得られた。この場合、sig.1とsig.2は同一偏波であるので四光波混合光は発生しているはずであるが、発生した四光波混合光と受信信号光の偏波状態が直交しているため、両者の干渉が起こらず信号劣化も生じない。この結果は、図3.2.8の模擬実験の結果と同様のものであり、前項の理論的取扱いを裏付けている。

最後に、4チャンネル伝送系による実験を行なった。結果を図3.2.12に示す。受信チャンネルはまん中のチャンネルとした。1チャンネルあたりのファイバ入力レベルは、3.5dBm (△)、2.5dBm (□)、-0.5dBm (×)とした。また、○はファイバを通さず直接受信した時の特性である。この結果より、誤り率 $10^{-9}$ におけるパワーペナルティーが図3.2.13ように得られた。図3.2.13には前項での議論に基づいた計算結果もプロットしてある(実線)。計算では、4チャンネル伝送系の場合複数の四光波混合光が受信チャンネルに重なってくることを考え、式(3.2.27)のガウス近似の表式を用いた。実験結果と計算結果はおおむね一致しており、理論的取扱いの妥当性が裏付けられた。

以上、FSK/直接検波方式におけるファイバ内四光波混合の影響について述べてきた。発生した四光波混合光とそれによる伝送特性劣化との関係を記述する表式を提示し、実験による検証を行なった。

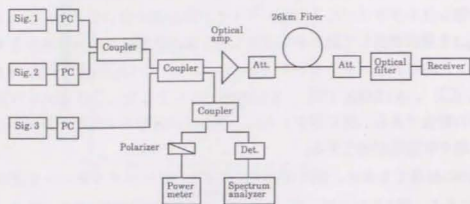


図3.2.9 実験系

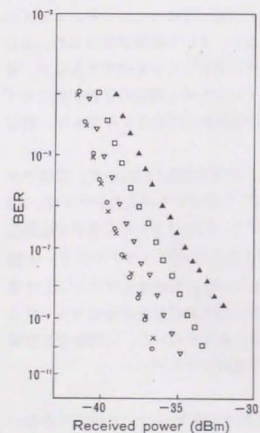


図 3.2.10 3チャンネル伝送系の誤り率  
信号光入力/ch=9.1dBm(▲)、8.1dBm(□)  
6.1dBm(▽)、2.1dBm(×)  
○はベースライン

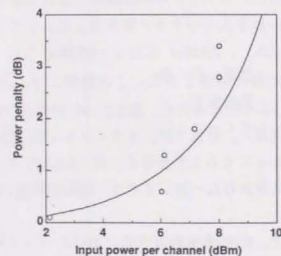


図 3.2.11 3チャンネル伝送系の  
パワーペナルティー  
実線は計算値

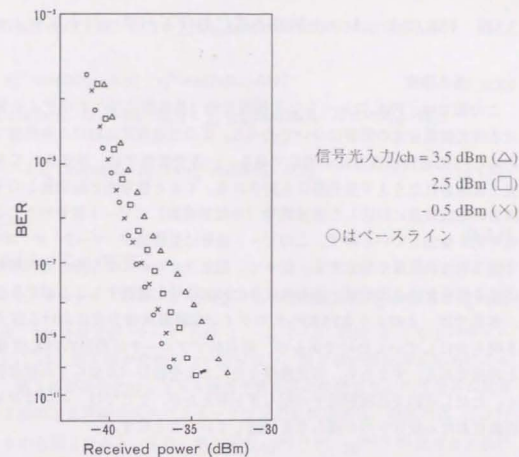


図 3.2.12 4チャンネル伝送系の誤り率

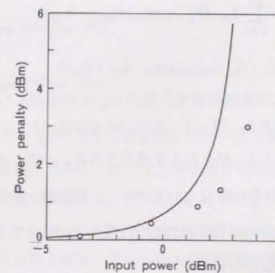


図 3.2.13 4チャンネル伝送時のパワーペナルティー  
実線は計算値

### 3.3節 FSK/コヒーレント検波方式におけるパワーペナルティ

#### 3.3.1 基本構成

この節では、FSK/コヒーレント検波方式（具体的にはヘテロダイン包絡線検波）における四光波混合光の影響について述べる。この伝送方式における送信側での信号変調法は前節のFSK/直接検波方式と同じである。一方受信側では、伝送されてきた信号光は局発光と合波されたうえで受光器に入射される。すると信号光と局発光との干渉効果により、両者の周波数差に対応した周波数帯（中間周波数）にビート信号が生じる。この際、FSK信号光を受光しているため、このビート信号は受信光が「マーク」か「スペース」かによって違う周波数位置に発生する。従って、電気フィルタによりそれぞれのビート周波数に対応する信号を抜き出せば、送られてきたFSK信号を復調することができる。

本節では、上のようなFSK/ヘテロダイン包絡線検波方式における四光波混合光の影響を明らかにしていくわけであるが、基本的アプローチは前節のFSK/直接検波方式の場合と同様である。すなわち、四光波混合光による受信レベル揺らぎの確率分布を考察していく。ただし前節では識別段での揺らぎを考えたが、ここでは、ヘテロダイン検波の中間周波数における信号レベル揺らぎを議論していくことにする。

#### 3.3.2 理論的取り扱い

ヘテロダイン受信方式では、伝送されてきた信号光は局発光とともに受光器に入射される。受信する信号チャンネルをチャンネル<sub>s</sub>、その周波数を $f_s$ として、受光段における周波数 $f_s$ 近傍の光電場を書き下すと次のようになる。

$$\hat{E} = \hat{e}_s \sqrt{P_s} \exp[i(2\pi f_s t + \theta_s)] + \sum_{p,q,r} \hat{c}_{pqr} \sqrt{P_{pqr}} \exp[i(2\pi f_{pqr} t + \theta_{pqr})] + \hat{e}_s \sqrt{P_{10}} \exp[i(2\pi(f_{s0} - f_0)t + \theta_{10})] \quad (3.3.1)$$

第1項は受信信号光、第2項は四光波混合光を表わし、この2項についてはFSK/直接検波における式(3.2.1)と同じである。従って、 $f_s$ については式(3.2.1)の下に書かれている表式が、 $f_{pqr}$ については式(3.2.2)がそのまま適用される。一方、第3項は局発光電場を表わし、 $P_{10}$ 、 $f_{s0}$ 、 $f_0$ 、 $\theta_{10}$ はそれぞれ局発光の光パワー、周波数、位相である。局発光周波数は、受信光の中心周波数 $f_{s0}$ から中間周波数 $f_0$ だけ離れているとした。また、局発光の偏波状態は受信光と一致しているものとした。

式(3.3.1)で表わされる光電場を受光器に入力すると、中間周波数帯には次式で表わされる信号電流が発生する。

$$I^{(m)} \propto B I_0 \cos[2\pi(f_0 + \Delta f)t + (\theta_s - \theta_{10})] + \sum_l I_{s-pqr} \cos[2\pi(f_0 + \Delta f)t + (\theta_{pqr} - \theta_{10})] + x_0^{(m)} \cos[2\pi(f_0 + \Delta f)t] + y_0^{(m)} \sin[2\pi(f_0 + \Delta f)t] \quad (3.3.2a)$$

$$I^{(s)} \propto (1 - B) I_0 \cos[2\pi(f_0 - \Delta f)t + (\theta_s - \theta_{10})] + \sum_{ll} I_{s-pqr} \cos[2\pi(f_0 - \Delta f)t + (\theta_{pqr} - \theta_{10})] + x_0^{(s)} \cos[2\pi(f_0 - \Delta f)t] + y_0^{(s)} \sin[2\pi(f_0 - \Delta f)t] \quad (3.3.2b)$$

ここで、

$$I_0 = 2 \sqrt{P_{10} P_s} \quad (3.3.3)$$

$$I_{s-pqr} = 2 \operatorname{Re}[\hat{c}_s \cdot \hat{c}_{pqr}^*] \sqrt{P_{10} P_{pqr}} \quad (3.3.4)$$

$I^{(m)}$ 、 $I^{(s)}$ は、それぞれ「マーク」、「スペース」に対応する中間周波数帯( $f_0 + \Delta f$ 及び $f_0 - \Delta f$ )に発生する信号電流、 $B$ は受信光が「マーク」の時1、「スペース」の時0となるパラメータである。式(3.3.2)は、第1項が受信したい信号成分、第2項が四光波混合光によるクロストーク成分、第3項が局発光のショット雑音や電気系の熱雑音などの受信系の雑音成分、である。第2項の四光波混合光クロストーク成分の和の意味は、前節の式(3.2.3)(3.2.4)におけるものと同じである。また、第3項の $x_0^{(m)}$  or  $(s)$ 、 $y_0^{(m)}$  or  $(s)$ はガウス形の確率分布をもつランダム変数である。

さて、第2項のクロストーク成分について考察しよう。例えば、式(3.3.2a)の第2項は次のように書き直される。

$$\sum_l I_{s-pqr} \cos[2\pi(f_0 + \Delta f)t + (\theta_{pqr} - \theta_{10})] = x_c^{(m)} \cos[2\pi(f_0 + \Delta f)t] - y_c^{(m)} \sin[2\pi(f_0 + \Delta f)t] \quad (3.3.5)$$

$$x_c^{(m)} = \sum_l I_{s-pqr} \cos(\theta_{pqr} - \theta_{10}) \quad (3.3.6a)$$

$$y_c^{(m)} = \sum_l I_{s-pqr} \sin(\theta_{pqr} - \theta_{10}) \quad (3.3.6b)$$

ここで導入された $x_c^{(m)}$ 、 $y_c^{(m)}$ という変数は、マーク周波数に重なる四光波混合光の数及びその位相に依存している。従って、その値は時間的にランダムに変動することになる。ここでガウス近似を採用する。すなわち、 $x_c^{(m)}$ 、 $y_c^{(m)}$ の確率分布はガウス分布をしているものとする。このアプローチは前節と同様、互いに独立な多数のランダム変数の和の確率分布はガウス分布となる、という中心極限定理に基づいている。前節で述べたように、厳密にはこの定理を今の状況に適用するのは正しくないが、実用性を重視してこの近似を用いることとする。

式(3.3.5)を用いると式(3.3.2a)は次のように書き直される。

$$I^{(m)} = B I_0 \cos[2\pi(f_0 + \Delta f)t + (\theta_s - \theta_{10})] \\ + (x_0^{(m)} + x_c^{(m)}) \cos[2\pi(f_0 + \Delta f)t] + \{y_0^{(m)} + y_c^{(m)}\} \sin[2\pi(f_0 + \Delta f)t] \quad (3.3.7)$$

この式において、 $x_c^{(m)}$ 、 $y_c^{(m)}$  の確率分布がガウス形であるとする、 $\{x_0^{(m)} + x_c^{(m)}\}$ 、 $\{y_0^{(m)} + y_c^{(m)}\}$  の確率分布もガウス形となる。すなわち、 $\{x_0^{(m)} + x_c^{(m)}\}$ 、 $\{y_0^{(m)} + y_c^{(m)}\}$  を一体としてガウス雑音として扱うことができる。この実効的なガウス雑音の雑音電力は次のように与えられる。

$$N = \{(x_0^{(m)} + x_c^{(m)})^2\} - \{x_0^{(m)} + x_c^{(m)}\}^2 \\ = \{(x_0^{(m)})^2\} + \{(x_c^{(m)})^2\} \\ = N_0 + N_c \quad (3.3.8)$$

$$N_0 = \{(x_0^{(m)})^2\}$$

$$N_c = \{(x_c^{(m)})^2\}$$

ここで、 $\langle \rangle$  は平均を意味している。 $N_0$  はもともとの受信系の雑音電力であり、 $N_c$  は四光波混合光に起因する等価的な雑音電力である。

$N_c$  の具体的な表式は以下のように求められる。まず式 (3.3.4) (3.3.6a) を代入すると

$$N_c = \sum_i \{t_{i-pqr}^2\} \{\cos^2(\theta_{pqr} - \theta_{10})\} \\ = 2P_{10} \sum_i a_{i-pqr}^2 P_{pqr} \quad (3.3.9)$$

となる。ここで、 $a_{i-pqr} = \text{Re}[(\hat{c}_s \hat{c}_{pqr}^*)]$  とおいた。式 (3.3.9) の表式では、 $N_c$  はマーク周波数に重なってくる四光波混合光の数によって変動する形になっている。そこで、さらに平均化を進める。前節のFSK直接検波方式についての議論で用いた表3.2.1を参照すると、四光波混合光がマーク周波数となる確率は、非縮退の場合  $3/8$ 、一部縮退の場合  $1/4$  である。従って、式 (3.3.9) をさらに平均化すると次のようになる。

$$N_c = 2P_{10} \left\{ \frac{3}{8} \sum_{p=q=r} a_{i-pqr}^2 P_{pqr} + \frac{1}{4} \sum_{p=q=r} a_{i-pqr}^2 P_{pqr} \right\} \\ = 2P_{10} P_{\text{FWM}}^{(\text{eff})} \quad (3.3.10)$$

ただし

$$P_{\text{FWM}}^{(\text{eff})} = \frac{3}{8} \sum_{p=q=r} a_{i-pqr}^2 P_{pqr} + \frac{1}{4} \sum_{p=q=r} a_{i-pqr}^2 P_{pqr} \quad (3.3.11)$$

で、これは前節の式 (3.2.19) と同じものである。式 (3.3.10) が、四光波混合光に起因

する等価雑音電力の表式となる。

では次に、四光波混合光によって生じるパワーペナルティーについて考える。ここでは、中間周波数帯における信号対雑音比 ( $S/N$ ) をもとに議論を進めていく。まず  $S$  については、 $S = \langle I^{(m)2} \rangle = 2P_{10} P_s$  である。一方  $N$  については、式 (3.3.8) (3.3.10) より  $N = N_0 + 2P_{10} P_{\text{FWM}}^{(\text{eff})}$  となる。よって、四光波混合光が存在する時の  $S/N$  は次のように書くことができる。

$$\frac{S}{N} = \frac{2P_{10} P_s}{N_0 + N_c} = \frac{2P_{10} P_s}{N_0 + 2P_{10} P_{\text{FWM}}^{(\text{eff})}} \quad (3.3.12)$$

逆の言い方をすると、四光波混合光の存在下で、ある ( $S/N$ ) 値を確保するために必要な信号光パワーは式 (3.3.12) で与えられる。そこで、所要の誤り率を得るために必要な ( $S/N$ ) 値を ( $S/N$ )<sub>0</sub> と表記、この誤り率を得るのに必要な信号光パワーを  $P_{s0}$  として、式 (3.3.12) を改めて書き変える。

$$\left( \frac{S}{N} \right)_0 = \frac{2P_{10} P_{s0}}{N_0 + 2P_{10} P_{\text{FWM}}^{(\text{eff})}} \quad (3.3.13)$$

さらに変形して、

$$N_0 + 2P_{10} P_{\text{FWM}}^{(\text{eff})} = \frac{2P_{10} P_{s0}}{(S/N)_0} \quad (3.3.14)$$

一方、四光波混合光が無い場合と同じ ( $S/N$ ) 値を確保するのに必要な信号光パワーを  $P_{s0}$  となると、次の関係式が成り立っている。

$$\left( \frac{S}{N} \right)_0 = \frac{2P_{10} P_{s0}}{N_0} \quad (3.3.15)$$

これより、

$$N_0 = \frac{2P_{10} P_{s0}}{(S/N)_0} \quad (3.3.16)$$

という表式が得られる。この式を式 (3.3.14) に代入すると、次式が得られる。

$$\frac{P_s}{P_{s0}} = \left[ 1 + \left( \frac{S}{N} \right)_0 \frac{P_{\text{FWM}}^{(\text{eff})}}{P_s} \right]^{-1} \quad (3.3.17)$$

この式の左辺は、四光波混合光によるパワーペナルティーに他ならない。デシベル表示で書き表わすと、

$$(\text{Power Penalty}) = 10 \log \left( \frac{P_s}{P_{s0}} \right) = -10 \log \left[ 1 + \left( \frac{S}{N} \right)_0 \frac{P_{\text{FWM}}^{(\text{eff})}}{P_s} \right] \quad (3.3.18)$$

となる。これが、FSK/ヘテロダイン包絡線検波方式における四光波混合光による信号劣

化を記述する表式である。この表式中、 $P_{\text{FWM}}^{\text{(eff)}}/P_s$ は式(3.3.11)及び第二章の発生効率に関する議論から計算することができる。一方 $(S/N)_0$ は、ヘテロダイン検波方式に関する詳しい研究により、例えば誤り率 $10^{-9}$ とするためには $(S/N)_0=80$ であることが知られている[3.9]。これらの値を用いることにより、実際に式(3.3.18)を計算することができる。

### 3.3.3 計算例

式(3.3.18)を用いて実際にパワーペナルティを計算した。ここでは比較のため、前節のFSK/直接検波方式での4チャンネル伝送実験(図3.2.12及び図3.2.13)に対応する条件下でヘテロダイン包絡線検波した場合について計算を行なった。結果を図3.3.1に示す。図3.2.13と比べてみると、ペナルティが生じ始めるファイバ入力レベルが、直接検波とヘテロダイン検波とでは異なっていることが分かる。ヘテロダイン検波の方が、劣化が始まるファイバ入力レベルが約3dBほど低い。つまり、伝送方式によって四光波混合光の影響が異なっている。従って、ファイバ内四光波混合の研究において当初やられていたように、クロストークが20dB以下ならOKでそれ以上ならダメ、と一律に決めてしまうのは厳密には正しくなく、どういう伝送方式かということも考慮する必要があると結論づけられる。

以上、FSK/ヘテロダイン包絡線検波方式におけるファイバ内四光波混合の影響について述べた。発生した四光波混合光とそれによる伝送特性劣化との関係を記述する関係式を提示した。FSK/直接検波方式におけるパワーペナルティと比較したところ、四光波混合の影響は伝送方式によって異なることが明らかとなった。

なお最後に、ここで提示した理論式はその後 Mizuuti et al.[3.10]によって実験的に検証されたことを付け加えておく。

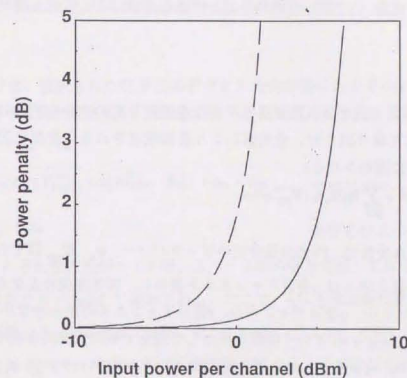


図3.3.1 FSK/ヘテロダイン系のパワーペナルティー  
10GHz-spaced 4-channel through 26km-fiber  
実線：1.3μmゼロ分散ファイバ、破線：1.5μmゼロ分散ファイバ

### 3.4節 強度変調/直接検波方式におけるパワーペナルティー

この節では、強度変調/直接検波方式における四光波混合の影響について述べる。四光波混合光による受信レベル揺らぎを雑音と見なして、ビット誤り率あるいはパワーペナルティーを見積もろうというのは前2節と同様である。ただしここでは、無線通信における雑音の取り扱いを参考にしながら、より厳密な表式を導出する。さらにFSK/直接検波方式についての議論(3.2節)で用いたのと同様の近似による表式も導出し、両者の比較を行なう。

#### A. 厳密な取り扱い

強度変調/直接検波方式では、伝送されてきた多重信号光の中から所望の1チャンネルが光フィルタにより取り出され、受光器により直接検波される。受信光周波数における光電場は次のように表わされる。

$$E = B_s \sqrt{P_s} e^{i\theta_s} + \sum_{pqr} B_p B_q B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} \quad (3.4.1)$$

$P_s$ ,  $P_{pqr}$  はそれぞれ受信光、四光波混合光のピークパワー、 $\theta_s$ ,  $\theta_{pqr}$  はそれらの位相である。受信光成分の添え字  $s$  は  $s$  番目チャンネルを表わし、四光波混合光成分に付いている  $pqr$  は  $p$  番目チャンネル、 $q$  番目チャンネル、 $r$  番目チャンネルの組み合わせから、 $s$  番目チャンネルの周波数に  $p+q-r=s$  という関係を満たして発生する四光波混合光であることを表わしている。また  $B_j$  ( $j=s, p, q, r$ ) は、 $j$  番目チャンネルがマークの時  $B_j=1$ 、スペースの時  $B_j=0$  という値をとるパラメータである。

式(3.4.1)の第2項は、 $p+q-r=s$  を満たす四光波混合光の和となっている。ここで、この和の中身を3つに分類する。それは、 $p, q, r, s$  が全部異なっている場合、 $p, q, r$  は異なっているが  $r$  と  $s$  は同じ場合、 $p$  と  $q$  は同じで  $r$  が異なっている場合、の3つである。前者2つが非縮退四光波混合で、これをさらに受信光との関係により分類分けしている。最後のものは一部縮退四光波混合の場合である。この分類分け次のように表わすものとする。

$$\sum_{pqr} = \sum_s + \sum_{p,q,r,s} + \sum_{p,q,r,s} = \sum_s + \sum_{II} + \sum_{III} \quad (3.4.2)$$

この表式を用いると、式(3.4.1)は次のように書き直される。

$$E = B_s \sqrt{P_s} e^{i\theta_s} + \sum_I B_p B_q B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} + \sum_{II} B_p B_q B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} + \sum_{III} B_p B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} \\ = E^{(s)} = \sqrt{P_s} e^{i\theta_s} + \sqrt{P_{F(IM)}} \exp[i\theta_{F(IM)}] \quad \text{受信光がマーク時} \quad (3.4.3a)$$

$$= E^{(s)} = \sqrt{P_{F(IM)}} \exp[i\theta_{F(IM)}] \quad \text{受信光がスペース時} \quad (3.4.3b)$$

ここで、

$$\sqrt{P_{F(IM)}} \exp[i\theta_{F(IM)}] = \sum_I B_p B_q B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} + \sum_{II} B_p B_q B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} + \sum_{III} B_p B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} \quad (3.4.4a)$$

$$\sqrt{P_{F(IM)}} \exp[i\theta_{F(IM)}] = \sum_I B_p B_q B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} + \sum_{III} B_p B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} \quad (3.4.4b)$$

とおいた。

直接検波系では、選択された信号光はそのまま光検出器に入力され、そこから光パワーに比例した信号電流が発生する。光検出器からの信号電流は次のように表わされる。

$$S^{(m)} = K |E^{(m)}|^2 + n_{th} + n_{sh} \\ = K \{P_s + 2\sqrt{P_s P_{F(IM)}} \cos[\theta_{F(IM)} - \theta_s] + n_{th} + n_{sh}\} \quad \text{受信光がマーク時} \quad (3.4.5a)$$

$$S^{(s)} = K P_{F(IM)} + n_{th} \quad \text{受信光がスペース時} \quad (3.4.5b)$$

$S^{(m)}$ ,  $S^{(s)}$  はそれぞれ受信光がマーク時、スペース時の信号電流、 $K$  は光パワーから信号電流への変換係数で  $K = \eta e / hf$  と表わされる。ここで、 $\eta$  は光検出器の量子効率、 $e$  は電荷、 $h$  はプランク定数、 $f$  は光周波数である。式(3.4.5a) (3.4.5b) には、熱雑音電流  $n_{th}$ 、ショット雑音電流  $n_{sh}$  も付け加えられている。ただしショット雑音は受信光入力時のみ発生するので、式(3.4.5b) には加えられていない。以後、式(3.4.5)をもとに強度変調/直接検波方式における四光波混合光によるパワーペナルティーを議論していく。

最初に、マーク状態での信号電流の確率分布を考える。まず、式(3.4.5a)を次のように書き変える。

$$S^{(m)} = \{\sqrt{K P_s} + \sqrt{K P_{F(IM)}} \cos[\theta_{F(IM)} - \theta_s]\}^2 + K P_{F(IM)} \sin^2[\theta_{F(IM)} - \theta_s] + n_{th} + n_{sh} \\ = \{\sqrt{K P_s} + x^{(m)}\}^2 + y^{(m)2} + n_{th} + n_{sh} \quad (3.4.6)$$

ただし、

$$x^{(m)} = \sqrt{K P_{F(IM)}} \cos[\theta_{F(IM)} - \theta_s] \quad (3.4.7a)$$

$$y^{(m)} = \sqrt{K P_{F(IM)}} \sin[\theta_{F(IM)} - \theta_s] \quad (3.4.7b)$$

とおいた。

ここで、 $x^{(m)}$ 、 $y^{(m)}$ について考えてみる。式(3.4.4a)を用いると、式(3.4.7a)は次のように書き換えられる。

$$x^{(m)} = \sqrt{K} \left\{ \sum_I B_p B_q B_r \sqrt{P_{pqr}} \cos \theta_{pqr-s} + \sum_{II} B_p B_q B_r \sqrt{P_{pqr}} \cos \theta_{pqr-s} + \sum_{III} B_p B_r \sqrt{P_{ppr}} \cos \theta_{ppr-s} \right\} \quad (3.4.8)$$

ただし、 $\theta_{pqr-s} = \theta_{pq} - \theta_s$ とおいた。この式において、 $B_p$ 、 $\theta_{pqr-s}$ は時間的にランダムに変化する、 $x^{(m)}$ もランダムに変動する。ここで、これまでと同じようにガウス近似を用いる。すなわち $x^{(m)}$ の確立分布はガウス分布をしており、その平均及び分散は次式で与えられるものとする。

$$\langle x^{(m)} \rangle = 0 \quad (3.4.9)$$

$$\sigma^{(m)2} = \langle x^{(m)2} \rangle - \langle x^{(m)} \rangle^2$$

$$\begin{aligned} &= K \left\{ \sum_I \langle B_p \rangle \langle B_q \rangle \langle B_r \rangle P_{pqr} \cos^2 \theta_{pqr-s} \right. \\ &\quad + \sum_{II} \langle B_p \rangle \langle B_q \rangle \langle B_r \rangle P_{pqr} \cos^2 \theta_{pqr-s} + \sum_{III} \langle B_p \rangle \langle B_r \rangle \langle B_p \rangle P_{ppr} \cos^2 \theta_{ppr-s} \\ &\quad + 2 \sum_{pqrp'q'r'} \langle B_p B_q B_r B_{p'} B_{q'} B_{r'} \rangle \sqrt{P_{pqr} P_{p'q'r'}} \cos \theta_{pqr-s} \cos \theta_{p'q'r'-s} \left. \right\} \\ &= \frac{K}{2} \left\{ \frac{1}{8} \sum_I P_{pqr} + \frac{1}{4} \sum_{II} P_{pqr} + \frac{1}{4} \sum_{III} P_{ppr} \right\} \end{aligned} \quad (3.4.10)$$

$\langle \rangle$ は平均を表し、またマーク率 $1/2$ として $\langle B_i \rangle = 1/2$ を代入してある。式(3.4.9)

(3.4.10)は $x^{(m)}$ についての表式であるが、 $y^{(m)}$ についても同じ表式となる。

さて、式(3.4.6)の $S^{(m)}$ の確率分布を求めたい。そのために、この式を次のように2つの項に分けて表記する。

$$S^{(m)} = S^{(m1)} + S^{(m2)} \quad (3.4.11)$$

$$S^{(m1)} = \{ \sqrt{KP_s} + x^{(m)} \}^2 + y^{(m)2} \quad (3.4.12a)$$

$$S^{(m)} = n_{th} + n_{sh} \quad (3.4.12b)$$

こうしたうえで、それぞれの項の確率分布について考えていく。

まず、 $S^{(m1)}$ について考える。上で述べたように、式(3.4.12a)の $x^{(m)}$ 及び $y^{(m)}$ は同じ分散を持つガウス雑音である。文献[3.11]によれば、この場合の $\sqrt{S^{(m1)}}$ は、狭帯域ガウス雑音を伴った信号を包絡線検出した時の出力と同じ形となる。この出力の確率分布はライス分布(Rician distribution)となることが知られており、次のように書き表わされる。

$$f^{(m1)}(\sqrt{S^{(m1)}}) = \frac{\sqrt{S^{(m1)}}}{\sigma^{(m1)2}} \exp\left[-\frac{S^{(m1)} + KP_s}{2\sigma^{(m1)2}}\right] I_0\left(\frac{\sqrt{S^{(m1)}KP_s}}{\sigma^{(m1)2}}\right) \quad S^{(m1)} > 0 \quad (3.4.13)$$

$I_0(x)$ は0次の変形ベッセル関数である。ところで、一般に2つの関数形の間には次の関係が成り立っている[3.11]。

$$f_x(x) = f_y(y) \frac{dy}{dx} \quad (3.4.14)$$

これを用いると、式(3.4.13)より $S^{(m1)}$ についての確率分布が次のように求まる。

$$\begin{aligned} f^{(m1)}(S^{(m1)}) &= \frac{1}{2\sqrt{S^{(m1)}}} f^{(m1)}(\sqrt{S^{(m1)}}) \\ &= \frac{1}{2\sigma^{(m1)2}} \exp\left[-\frac{S^{(m1)} + KP_s}{2\sigma^{(m1)2}}\right] I_0\left(\frac{\sqrt{S^{(m1)}KP_s}}{\sigma^{(m1)2}}\right) \quad S^{(m1)} > 0 \end{aligned} \quad (3.4.15)$$

一方、式(3.4.12b)の $S^{(m2)}$ は単純なガウス雑音であり、その確率分布は次のように表わされる。

$$f^{(m2)}(S^{(m2)}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^{(m2)}} \exp\left[-\frac{S^{(m2)2}}{2\sigma^{(m2)2}}\right] \quad (3.4.16)$$

$$\sigma^{(m2)2} = N_{th} + N_{sh} \quad (3.4.17)$$

ここで、 $N_{th}$ 、 $N_{sh}$ はそれぞれ熱雑音電力、ショット雑音電力である。

以上のように、式(3.4.11)の各項の確率分布は式(3.4.15)、(3.4.16)の形に表わされた。両者の足し合わせである $S^{(m)}$ の確率分布は、各々の確率分布の畳み込み積分として次のように表わされる。

$$\begin{aligned} f^{(m)}(\zeta) &= \int_{-\infty}^{\infty} f^{(m1)}(\gamma) f^{(m2)}(\zeta' - \gamma) d\gamma \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^{(m1)2}\sigma^{(m2)}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{\gamma + KP_s}{2\sigma^{(m1)2}}\right] I_0\left(\frac{\sqrt{\gamma KP_s}}{\sigma^{(m1)2}}\right) \exp\left[-\frac{(\zeta' - \gamma)^2}{2\sigma^{(m2)2}}\right] d\gamma \end{aligned} \quad (3.4.18)$$

これが強度変調/直接検波方式における「マーク」時の確率分布である。

次に、「スペース」状態について考える。「スペース」状態についての表式(3.4.5b)は次のように書き直すことができる。

$$S^{(s)} = K \left\{ \sum_I B_p B_q B_r \sqrt{P_{pqr}} e^{i\theta_{pqr}} + \sum_{III} B_p B_r \sqrt{P_{ppr}} e^{i\theta_{ppr}} \right\}^2 + n_{th}$$

$$= (x^{(s)})^2 + (y^{(s)})^2 + n_{th} \quad (3.4.19)$$

$$x^{(s)} = \sqrt{K} \left\{ \sum_I B_p B_q B_r \sqrt{P_{pq}} \cos \theta_{pqr} + \sum_{III} B_p B_r \sqrt{P_{pr}} \cos \theta_{ppr} \right\} \quad (3.4.20a)$$

$$y^{(s)} = \sqrt{K} \left\{ \sum_I B_p B_q B_r \sqrt{P_{pq}} \sin \theta_{pqr} + \sum_{III} B_p B_r \sqrt{P_{pr}} \sin \theta_{ppr} \right\} \quad (3.4.20b)$$

なおここでは、式 (3.4.4b) を代入してある。式 (3.4.19) 中の  $x^{(s)}$ 、 $y^{(s)}$  はガウス雑音とみなすことができ、その分散は次式により与えられる。

$$\begin{aligned} \sigma^{(s2)2} &= K \left\{ \sum_I B_p B_q B_r \sqrt{P_{pq}} \cos \theta_{pqr} + \sum_{III} B_p B_r \sqrt{P_{pr}} \cos \theta_{ppr} \right\}^2 \\ &= \frac{K}{2} \left\{ \frac{1}{8} \sum_I P_{pq} + \frac{1}{4} \sum_{III} P_{ppr} \right\} \end{aligned} \quad (3.4.21)$$

式 (3.4.19) の  $S^{(s)}$  の確率分布は、'マーク' 状態の時と同様の手順により求めることができる。まず、 $S^{(s)}$  を次のように2つの項に分ける。

$$S^{(s)} = S^{(s1)} + S^{(s2)} \quad (3.4.22)$$

$$S^{(s1)} = (x^{(s)})^2 + (y^{(s)})^2 \quad (3.4.23a)$$

$$S^{(s2)} = n_{th} \quad (3.4.23b)$$

式 (3.4.23a) の平方根は狭帯域ガウス雑音の包絡線検波出力と同じ形をしており、その確率分布は次のように与えられる [3.11]。

$$f^{(s1)}(\sqrt{S^{(s1)}}) = \frac{\sqrt{S^{(s1)}}}{\sigma^{(s1)2}} \exp\left[-\frac{S^{(s1)}}{2\sigma^{(s1)2}}\right] \quad S^{(s1)} > 0 \quad (3.4.24)$$

これはレーレ分布 (Rayleigh distribution) として知られている分布形である。式 (3.4.14) (3.4.24) から、 $S^{(s1)}$  の確率分布が次のように得られる。

$$f^{(s1)}(S^{(s1)}) = \frac{1}{2\sigma^{(s1)2}} \exp\left[-\frac{S^{(s1)}}{2\sigma^{(s1)2}}\right] \quad S^{(s1)} > 0 \quad (3.4.25)$$

一方、 $S^{(s2)}$  の確率分布は次のように表わされる。

$$f^{(s2)}(S^{(s2)}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma^{(s2)}} \exp\left[-\frac{S^{(s2)2}}{2\sigma^{(s2)2}}\right] \quad (3.4.26)$$

ただし、

$$\sigma^{(s2)2} = N_{th} \quad (3.4.27)$$

である。これらより、'スペース' 時の確率分布が次のように与えられる。

$$f^{(s)}(\zeta') = \frac{1}{2\sqrt{2\pi} \sigma^{(s1)2} \sigma^{(s2)}} \int_0^\infty \exp\left[-\frac{\gamma'}{2\sigma^{(s1)2}}\right] \exp\left[-\frac{(\zeta' - \gamma')^2}{2\sigma^{(s2)2}}\right] d\gamma' \quad (3.4.28)$$

さて、'マーク' 'スペース' についての確率分布が式 (3.4.18) (3.4.28) のように求められた。これらより、この信号を受信した時の誤り率が次のように与えられる。

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{1}{2} \int_D f^{(s)}(\zeta') d\zeta' + \frac{1}{2} \int_{-D}^0 f^{(m)}(\zeta') d\zeta' \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\infty d\zeta' \frac{1}{2\sqrt{2\pi} \sigma^{(s1)2} \sigma^{(s2)}} \int_0^\infty d\gamma' \exp\left[-\frac{\gamma'}{2\sigma^{(s1)2}}\right] \exp\left[-\frac{(\zeta' - \gamma')^2}{2\sigma^{(s2)2}}\right] \\ &\quad + \frac{1}{2} \int_{-D}^0 d\zeta' \frac{1}{2\sqrt{2\pi} \sigma^{(m1)2} \sigma^{(m2)}} \int_0^\infty d\gamma' \exp\left[-\frac{\gamma + KP_s}{2\sigma^{(m1)2}}\right] I_0\left(\frac{\sqrt{\gamma} KP_s}{\sigma^{(m1)2}}\right) \exp\left[-\frac{(\zeta' - \gamma)^2}{2\sigma^{(m2)2}}\right] \end{aligned} \quad (3.4.29)$$

D は識別レベルで、第1項、第2項はそれぞれ'マーク' 時、'スペース' 時に誤りが起こる確率である。識別レベルは通常、'マーク' 時と 'スペース' 時の誤り率が等しくなるように設定される [3.8]。式 (3.4.29) は、 $KP_s$  で規格化すると、さらに次のように書き改められる。

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi} C_{IM}^{(s)} \sigma_0^{(s)}} \int_0^\infty d\zeta' \int_0^\infty d\gamma \exp\left[-\frac{\gamma}{C_{IM}^{(s)}}\right] \exp\left[-\frac{(\zeta' - \gamma)^2}{2\sigma_0^{(s)2}}\right] \\ &\quad + \frac{1}{2\sqrt{2\pi} C_{IM}^{(m)} \sigma_0^{(m)}} \int_{-D}^0 d\zeta' \int_0^\infty d\gamma \exp\left[-\frac{\gamma + 1}{C_{IM}^{(m)}}\right] I_0\left(\frac{2\sqrt{\gamma}}{C_{IM}^{(m)}}\right) \exp\left[-\frac{(\zeta' - \gamma)^2}{2\sigma_0^{(m)2}}\right] \end{aligned} \quad (3.4.30)$$

ここでは、次のような置き換えを行なっている。

$$C_{IM}^{(s)} = \frac{2\sigma^{(s1)2}}{KP_s} = \frac{1}{8} \sum_I \frac{P_{pq}}{P_s} + \frac{1}{4} \sum_{III} \frac{P_{ppr}}{P_s} \quad (3.4.31a)$$

$$C_{IM}^{(m)} = \frac{2\sigma^{(m1)2}}{KP_s} = \frac{1}{8} \sum_I \frac{P_{pq}}{P_s} + \frac{1}{4} \sum_{II} \frac{P_{pq}}{P_s} + \frac{1}{4} \sum_{III} \frac{P_{ppr}}{P_s} \quad (3.4.31b)$$

$$\sigma_0^{(s)} = \frac{\sigma^{(s2)}}{KP_s} = \frac{\sqrt{N_{th}}}{KP_s} \quad (3.4.31c)$$

$$\sigma_0^{(m)} = \sqrt{\frac{N_{th} + N_{sh}}{K P_s}} \quad (3.4.31d)$$

式 (3.4.30) が、四光波混合光が存在する状態での強度変調/直接検波方式における誤り率の表式であり、これを用いて四光波混合光によるパワーペナルティーを計算することができる。なお、式内の  $P_{pq}/P_s$ 、 $N_{th}$ 、 $N_{sh}$  などのパラメータは、3.2節で示した手順により得ることができる。

#### B. 近似的取り扱い

式 (3.4.30) により誤り率やパワーペナルティーが計算できるわけであるが、この式は多重積分で成り立っており、実際の計算はかなり大変である。そこでこの項では、より簡便な表式を求めることにする。

まず、式 (3.4.5a) で表わされる 'マーク' 状態から始める。ここで  $P_s \gg P_{F(IM)}$  とすると、この式は次のように書き直される。

$$S^{(m)} = K \{ P_s + 2\sqrt{P_s P_{F(IM)}} \cos[\theta_{F(IM)} - \theta_s] + n_{th} + n_{sh} = K P_s + n_F^{(m)} + n_{th} + n_{sh} \} \quad (3.4.32)$$

ただし、

$$\begin{aligned} n_F^{(m)} &= 2K\sqrt{P_s P_{F(IM)}} \cos[\theta_{F(IM)} - \theta_s] \\ &= 2K\sqrt{P_s} \left\{ \sum_I B_p B_q B_r \sqrt{P_{pq}} \cos\theta_{pq-s} + \sum_{II} B_p B_q \sqrt{P_{pq}} \cos\theta_{pq-s} + \sum_{III} B_p B_r \sqrt{P_{pr}} \cos\theta_{pr-s} \right\} \end{aligned} \quad (3.4.33)$$

とおいた。また、式 (3.4.33) には式 (3.4.4a) が代入してある。なお、式 (3.4.32) のように微小項を無視するのは、実はFSK/直接検波方式 (3.2節) で用いた近似と同じである。

式 (3.4.33) で表わされているのが四光波混合による雑音項である。この項の平均及び分散は、式 (3.4.9) (3.4.10) を導いたのと同様の手順により、次のように求められる。

$$\langle n_F^{(m)} \rangle = 0 \quad (3.4.34)$$

$$\sigma_F^{(m)2} = \langle n_F^{(m)2} \rangle - \langle n_F^{(m)} \rangle^2 = 2K^2 P_s \left\{ \frac{1}{8} \sum_I P_{pq} + \frac{1}{4} \sum_{II} P_{pq} + \frac{1}{4} \sum_{III} P_{pr} \right\} \quad (3.4.35)$$

この四光波混合光による雑音をガウス雑音とみなすと、熱雑音  $n_{th}$ 、ショット雑音  $n_{sh}$  もガウス雑音であることから、 $S^{(m)}$  の確率分布はガウス形となり、その平均及び分散は次式により与えられることになる。

$$\langle S^{(m)} \rangle = K P_s \quad (3.4.36)$$

$$\sigma^{(m)2} = \sigma_F^{(m)2} + N_{th} + N_{sh} \quad (3.4.37)$$

以上は、'マーク' 状態についての議論であった。

次に、式 (3.4.5b) で表わされている 'スペース' 状態について考える。この状態での信号レベル  $S^{(s)}$  の確率分布は式 (3.4.28) で与えられるが、ここでは簡単のために単純なガウス分布をしているものとして取り扱う。その平均及び分散は次式となる。

$$\langle S^{(s)} \rangle = K \langle P_{F(IM)}^{(s)} \rangle = K \left\{ \frac{1}{8} \sum_I P_{pq} + \frac{1}{4} \sum_{III} P_{pr} \right\} \quad (3.4.38)$$

$$\sigma^{(s)2} = \sigma_F^{(s)2} + N_{th} \quad (3.4.39)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \sigma_F^{(s)2} &= K^2 \{ \langle P_{F(IM)}^{(s)} \rangle^2 - \langle P_{F(IM)}^{(s)} \rangle^2 \} \\ &= K^2 \left\{ \left\langle \sum_{I,pq} B_p B_q B_r \sqrt{P_{pq}} \exp(i\theta_{pq}) \right\rangle^2 - \left\langle \sum_{I,pq} B_p B_q B_r \sqrt{P_{pq}} \right\rangle^2 \right\} \end{aligned} \quad (3.4.40)$$

とおいた。

以上の 'マーク'、'スペース' についての表式を用いて誤り率を議論しよう。ガウス近似のもとでは、誤り率は次式により与えられる。

$$P_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt \quad (3.4.41)$$

$$Q = \frac{\langle S^{(m)} \rangle - \langle S^{(s)} \rangle}{\sigma^{(m)} + \sigma^{(s)}} \quad (3.4.42)$$

誤り率は式 (3.4.42) のQ値により決定される。式 (3.4.36) ~ (3.4.40) を式 (3.4.42) に代入すると、次のようになる。

$$Q = \frac{K P_s - K \left\{ \frac{1}{8} \sum_I P_{pq} + \frac{1}{4} \sum_{III} P_{pr} \right\}}{\sqrt{\sigma_F^{(m)2} + N_{th} + N_{sh}} + \sqrt{\sigma_F^{(s)2} + N_{th}}} = \frac{K P_s}{\sqrt{\sigma_F^{(m)2} + N_{th} + N_{sh}} + \sqrt{\sigma_F^{(m)2} + N_{th}}} \quad (3.4.43)$$

ここでは、以下の近似を用いている。式 (3.4.35) (3.4.40) に示されているように、 $\sigma_F^{(s)2}$  の値は  $P_{pq}^2$  のオーダーであり、 $\sigma_F^{(m)2}$  は  $P_s P_{pq}$  のオーダーとなっている。従って、 $P_s \gg P_{pq}$  とすると  $\sigma_F^{(s)2}$  は  $\sigma_F^{(m)2}$  に比べて無視することができる。この考察に基づき分母の  $\sigma_F^{(s)2}$  を省略した。また同様の仮定により分子の第2項も無視した。

式 (3.4.43) を用いて、パワーペナルティーの表式を求めよう。式 (3.4.43) 中のシヨ

ット雑音電力 $N_{sh}$ は信号光パワーに比例する量なので、 $N_{sh}=kKP_s$ と書くことができる( $k$ : 比例定数)。この表式と式(3.4.35)を用いると、式(3.4.43)は次のように書き直される。

$$Q = \frac{KP_s}{\sqrt{2K^2P_{IC}^{(m)} + N_{th} + kKP_s + \sqrt{N_{th}}}} \quad (3.4.44)$$

$C_{IM}^{(m)}$ は式(3.4.31b)で表わされるパラメータであり、強度変調/直接検波方式における実効的な四光波混合光クロストークである。式(3.4.44)より、次の表式が導かれる。

$$\begin{aligned} \sqrt{2K^2P_{IC}^{(m)} + N_{th} + kKP_s} &= \frac{KP_s}{Q} - \sqrt{N_{th}} \\ k + 2KC_{IM}^{(m)}P_s &= \frac{KP_s}{Q^2} - \frac{2\sqrt{N_{th}}}{Q} \\ P_s &= K \frac{k + 2\sqrt{N_{th}}/Q^2}{1/Q^2 - 2C_{IM}^{(m)}} \end{aligned} \quad (3.4.45)$$

この表式は、四光波混合光の影響下で、ある誤り率を達成するのに必要な信号光パワーを表わしている。

一方、四光波混合光が存在しない場合と同じ誤り率を得るのに必要な信号光パワー $P_{s0}$ は、式(3.4.45)において $C_{IM}^{(m)}=0$ とおくことにより次のように表わされる。

$$P_{s0} = KQ(k + 2Q\sqrt{N_{th}}) \quad (3.4.46)$$

式(3.4.45)と式(3.4.46)を比較すると、パワーペナルティを次のように表わすことができる。

$$(\text{power penalty}) = 10 \log \left( \frac{P_s}{P_{s0}} \right) = 10 \log \left[ \frac{1}{1 - 2Q_0^2 C_{IM}^{(m)}} \right] \quad (3.4.47)$$

$Q_0$ は所要の誤り率に対応する $Q$ 値である。たとえば、誤り率 $10^{-9}$ に対しては $Q_0=6$ である。

式(3.4.47)が強度変調/直接検波方式における四光波混合によるパワーペナルティの表式となる。

### C. 比較

前項まで、厳密な取り扱い並びに近似的取り扱いについて述べてきた。この項では、両者の計算結果を比較してみる。対象とする系は、中心チャンネルがゼロ分散波長に一致している10GHz間隔20チャンネルの50km無中継伝送系である。誤り率 $10^{-9}$ におけるパワーペナルティを比較した。結果を図3.4.1に示す。実線が近似解による計算結果、○

が厳密解による結果である。

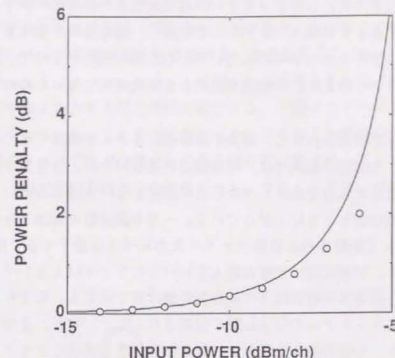


図 3.4.1 強度/直接検波系のパワーペナルティ計算例  
10GHz-spaced 20-channel through 50km-fiber  
実線：ガウス近似、○：厳密解

2つの結果はかなりよく一致している。特にペナルティの小さい領域での一致度が高い。この結果より、パワーペナルティの見積りには、計算量の多い厳密解を用いなくても近似解で充分であることがわかる。これは次のように理解することができる。パワーペナルティというのは、もとの受信感度に対して新たな雑音によりどれだけ劣化が生じるかという指標である。この場合、特にペナルティの小さい領域では、もとの受信感度を決定する雑音(熱雑音、ショット雑音)が主要雑音源であり、四光波混合光による雑音は振動項として作用する。従って、振動項である四光波混合光雑音による信号揺らぎの確率分布が厳密な形と多少異なっても、結果的に大きな差は生じない。このため、四光波混合光による雑音を単純なガウス雑音とした取り扱いでも充分な結果が得られる。ただし、ペナルティが大きくなってくると、もはや振動としては取まらなくなるので、厳密解との差が大きくなってくる。

以上、強度変調/直接検波方式における四光波混合の影響について述べた。

### 3.5節 ファイバ内四光波混合により制限されるネットワーク規模の考察

前節まで、各種伝送方式におけるファイバ内四光波混合の影響について述べてきた。四光波混合光が発生するとクロストーク光として作用し、信号特性を劣化させるが、四光波混合クロストークは信号光のファイバ入力レベルの2乗に比例するので、入力レベルが小さいと劣化は生じない。つまり、四光波混合による劣化が生じないための最大許容入力レベルが存在する。

ファイバ入力レベルが制限されると、波長多重伝送システムを構成するうえでは次のような影響が出てくる。光増幅中継系では、光増幅器の雑音のため、信号光を劣化なく伝送するには増幅器への信号光入力があるレベル以上に設定しなければならない。この最小入力レベルは中継段数の増加とともに上がっていく。一方中継段数の増加とともに、ファイバ内四光波混合によって制限される許容ファイバ入力レベルは低下する。図3.5.1に両者の関係を模式的に示す。中継間隔は光増幅器入力レベルとファイバ入力レベルとの差分により決定され、全伝送距離は中継間隔と中継段数の掛け算で決まる。つまり、四光波混合及び光増幅器雑音によりシステムの伝送距離が制限されることになる。また、四光波混合クロストークはチャンネル数に依存するので、ある伝送距離を実現しようとした時に多重チャンネル数が制限されることになる。

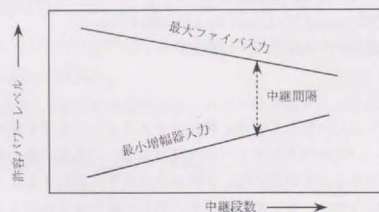


図 3.5.1 光増幅中継系の許容パワーレベル

この節では、ファイバ内四光波混合と光増幅器雑音を考慮の対象として、波長多重光増幅中継伝送系のネットワーク規模（伝送距離、チャンネル数）について論じていく。前者については、第二章の発生効率及びこの章のこれまでの節でのパワーペナルティについての考察結果を利用する。これに加えて、光増幅器雑音によるパワーペナルティについて考察する。この2つの要因はそれぞれ個別に考察し、その後両者を考え合わせて波長多重伝送系のネットワーク規模を記述する表式を導出する。なおここでは、なるべく簡便な表式を得ることを第一とし、できるかぎりの近似を採用していく。

### A. システム構成

考察の対象とするシステム構成を図3.5.2に示す。中継ノードが多段に接続された多中継系である。中継間隔はすべて等しいものとする。中継ノードには、光ブリ・アンプ、光ポスト・アンプ、そして分光岐/挿入やクロスコネクトを行なうための光回路、例えば光合分波器や光スイッチなどが備えられている。すなわちここでは、単なるpoint-to-pointの長距離伝送ではなく、ノードにおいて、波長ごとに信号光を分光/挿入したり、あるいはその経路を切り替えたりする系を考察対象とする。中継ノードへの入力レベル及び中継ノードからの出力レベル（＝ファイバ入力レベル）はどのノードについても等しいとする。伝送系の終端のノードでは、伝送されてきた信号光は光ブリ・アンプにより増幅された後、光フィルタなどの光回路を経てから受信される。なおここでは、強度変調/直接検波方式を対象とする。

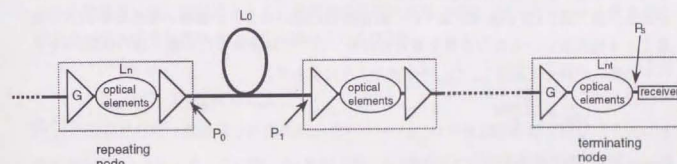


図 3.5.2 考察する中継伝送系

このシステム構成に対して、以下の記号を割り当てる。

- $L_0$ : ノード間のファイバ長、
- $P_0$ : 1チャンネル当たりのファイバ入力パワー、
- $P_1$ : 1チャンネル当たりのノード入力パワー、
- $G$ : 光ブリ・アンプ利得、
- $L_n$ : 中継ノード内の光回路損失、
- $L_{nt}$ : 終端ノード内の損失、
- $P_s$ : 受光段での信号光パワー、
- $M$ : 中継スパン数。

## B. ファイバ内四光波混合による影響

まず、ファイバ内四光波混合の影響について考える。前述のように、ここでは強度変調／直接検波方式を考察の対象とする。この場合のファイバ内四光波混合によるパワーペナルティの表式は3.4節で得られているが(式(3.4.47))、これをここでの目的に合うように多少書き変えておく。まず、式(3.4.47)をあらためてここで示す。

$$P_I = \frac{1}{1 - 2Q_0^2 C_{IM}^{(m)}} \quad (3.5.1)$$

$P_I$ はファイバ内四光波混合によるパワーペナルティを表わす。なお、式(3.4.47)はパワーペナルティをデシベル表示で表わしているが、ここでは線形表示とした。

式(3.5.1)中の $C_{IM}^{(m)}$ は実効的な四光波混合光クロストークであり、その中味は式(3.4.31b)で示されている。式(3.4.31b)ではチャンネルの組み合わせによって3つに場合分けして係数を掛けあわせているが、この中では第1項の組み合わせ数が一番多い。また、第1項、第2項は非縮退四光波混合光である一方、第3項は一部縮退四光波混合光である。第二章2.1節で述べたように、縮退係数の違いにより、前者の発生効率の方が後者より4倍大きい。これらの事を考え合わせ、ここでは簡単のため第1項の係数1/8をすべての組み合わせに適用し、 $C_{IM}^{(m)}$ を次のように表わす。

$$C_{IM}^{(m)} = \frac{1}{8} \frac{P_{FWM}}{P_s} \quad (3.5.2)$$

$P_{FWM}$ は全四光波混合光パワーである。

ここで、四光波混合光パワーについて考える。いま考察しているのは、中継ノードに合分波器などの光回路が挿入されている光増幅中継系である。この場合、第二章2.4節2.4.2の議論が適用でき、伝送路最終端における四光波混合光パワーは次のように表わされる。

$$P_{FWM} = k_f M P_0^3 \exp(-\alpha L_0) \quad (3.5.3)$$

$$k_f = \sum_k \kappa \frac{(1 - e^{-\alpha L_0})^2 + 4e^{-\alpha L_0} \sin^2(\Delta\beta L_0/2)}{\alpha^2 + \Delta\beta^2} \quad (3.5.4)$$

式(3.5.4)のシグマは信号チャンネルに発生する四光波混合光の和を意味する。式(3.5.3)は伝送路最終端、すなわち終端ノードの入力段における四光波混合光パワーである。これが、光ブリ・アンプ、光回路を経て受光器に達するので、受信段における表式は次のようになる。

$$P_{FWM} = G L_{nt} k_f M P_0^3 \exp(-\alpha L_0) \quad (3.5.5)$$

一方、信号光については

$$P_s = G L_{nt} P_0 \exp(-\alpha L_0) \quad (3.5.6)$$

と表わされる。これらを式(3.5.2)に代入すると次の表式が得られる。

$$C_{IM}^{(m)} = \frac{1}{8} k_f M P_0^2 \quad (3.5.7)$$

さらにこれを式(3.5.1)に代入して展開する。

$$P_I = \frac{1}{1 - (1/4)Q_0^2 k_f M P_0^2}$$

$$P_I^2 = \frac{4}{M k_f Q_0^2} \left(1 - \frac{1}{P_I}\right) \quad (3.5.8)$$

この表式によりファイバ内四光波混合により制限される許容ファイバ入力表わされる。

## C. 光増幅器雑音による影響

次に、光増幅器雑音によって決まる増幅器への最小入力レベルについて考える。終端ノードの受信系には、信号光とともに増幅器の自然放光(ASE)が入力される。受光器への入力パワーはそれぞれ次のように表わされる[3.12]。

$$P_s = G L_{nt} P_I \quad (3.5.9)$$

$$P_{ASE} = (G - 1) n_{sp} h f M L_{nt} B_0 \quad (3.5.10)$$

$P_{ASE}$ は信号光と同一偏波成分の自然放光パワー、 $n_{sp}$ は光増幅器の雑音因子(または反転分布係数)、 $h$ はプランク定数、 $f$ は光周波数、 $B_0$ は光フィルタの帯域である。なお、中継ノードにはブリ・アンプとポスト・アンプが備えられているが、雑音として主として効くのは前者なので、ここではブリ・アンプのみを考慮した。

信号光が自然放光と共に受光器に入力されると、両者の干渉効果による信号-自然放出ビート雑音と、自然放光間の干渉効果による自然放出-自然放出ビート雑音が生じる。この内、自然放出-自然放出ビート雑音は帯域の狭い光フィルタを用いれば減ずることができるので、ここでは信号-自然放出ビート雑音のみを考える。この信号-自然放出ビート雑音の電気段における雑音電力は次のように表わされる。

$$N_{amp} = 4 K^2 P_s P_{ASE} B_e$$

$$= k_a K^2 G L_{nt} m P_s \quad (3.5.11)$$

ここで、

$$k_a = 4 n_{sp} h f B_e \quad (3.5.12)$$

といた。Kは光から電気への変換効率を表わす定数、 $B_e$ は電気段フィルタの帯域であり、また光増幅器利得は充分大きいものとして $(G-1) \approx G$ と置き換えた。

信号の誤り率は、これまでも何回か述べてきたように、式 (3.4.42) で示されている  $Q$  値により議論することができる。今の場合に当てはめると次のようになる。

$$Q = \frac{K P_s}{\sqrt{N_{th} + N_{sh} + N_{amp}} + \sqrt{N_{th}}} \quad (3.5.13)$$

$N_{th}$  は熱雑音電力、 $N_{sh}$  はショット雑音電力である。ショット雑音電力は信号光パワーに比例するので、比例定数  $k_s$  を用いて次のように表わすことができる。

$$N_{sh} = k_s K P_s \quad (3.5.14)$$

式 (3.5.11) (3.5.14) を式 (3.5.13) に代入すると次のようになる。

$$Q = \frac{K P_s}{\sqrt{N_{th} + K P_s (k_s + k_a m K G L_{eff})} + \sqrt{N_{th}}} \\ \sqrt{N_{th} + K P_s (k_s + k_a m K G L_{eff})} = \frac{K P_s}{Q} - \sqrt{N_{th}} \\ k_s + k_a m K G L_{eff} = \frac{K P_s}{Q^2} - \frac{2 \sqrt{N_{th}}}{Q} \quad (3.5.15)$$

この式により光増幅器雑音が存在する状況における誤り率と信号光パワーとの関係が表わされる。一方、増幅器がない場合の誤り率と信号光パワーとの関係は、式 (3.5.15) にいて  $k_a = 0$  とおくことにより、次のように表わされる。

$$k_s = \frac{K P_{s0}}{Q^2} - \frac{2 \sqrt{N_{th}}}{Q} \quad (3.5.16)$$

光増幅器雑音によるパワーペナルティの表式は、式 (3.5.15) と式 (3.5.16) を比較することにより得ることができる。増幅器雑音がある場合とない場合に、ある所望の誤り率を得るの必要な信号光パワーをそれぞれ  $P_{sa}$ 、 $P_{s0}$ 、この誤り率に対応する  $Q$  値を  $Q_0$  とすると、式 (3.5.15) と式 (3.5.16) から次の表式が得られる。

$$M k_a K G L_{eff} = \frac{K}{Q_0^2} (P_{sa} - P_{s0}) \\ M k_a \frac{G L_{eff}}{P_{s0}} \frac{P_s}{P_1} \frac{1}{P_1} = \frac{1}{Q_0^2} \left( \frac{P_{sa}}{P_{s0}} - 1 \right) \\ M k_a \frac{P_{sa}}{P_{s0}} \frac{1}{P_1} = \frac{1}{Q_0^2} \left( \frac{P_{sa}}{P_{s0}} - 1 \right) \quad (3.5.17)$$

上式において、 $P_{sa}/P_{s0}$  はパワーペナルティに他ならない。これを  $P_{sa}/P_{s0} = p_a$  とおくと、式 (3.5.17) は次のように書き直される。

$$P_1 = \frac{M k_a Q_0^2 P_a}{P_a - 1} \quad (3.5.18)$$

この表式により、光増幅器雑音により決まる中継ノードへの最小入力レベルが表わされる。

#### D. ネットワーク規模の表現式

さて以上のように、ファイバ内四光波混合によって決まる最大ファイバ入力レベル及び光増幅器雑音により決まる中継ノードへの最小入力レベルの表式が求まった。ではこれらを用いて、波長多重伝送系のネットワーク規模を記述する表現式を導こう。

ファイバ入力レベル  $P_0$  と中継ノード入力レベル  $P_1$  との間には次の関係がある。

$$P_0 \exp(-\alpha L_0) = P_1 \quad (3.5.19)$$

これに式 (3.5.8) (3.5.18) を代入すると、次の関係式が得られる。

$$M = \frac{1}{Q_0^2} \left[ \left( 1 - \frac{1}{P_f} \right) \left( 1 - \frac{1}{P_a} \right)^2 \frac{\exp(-2\alpha L_0)}{k_f k_a^2} \right]^{1/3} \quad (3.5.20)$$

この表式により、波長多重伝送系における伝送可能な中継区間数を見積もることができる。ただし、 $M$  は整数である必要があるので、式 (3.5.20) で計算された値を切り上げた値が中継区間数となる。中継区間数が求めれば、(中継区間数)  $\times$  (中継間隔) により伝送距離を見積もることができる。

式 (3.5.20) において、 $k_f$  はチャンネル数、チャンネル間隔、ファイバの分散などに依存するパラメータである。一方、 $k_a$  は光増幅器の雑音指数、伝送速度などに依存している。従って、伝送距離もこれらのパラメータに依存する。伝送距離の伝送速度依存性は、式 (3.5.20) より簡便に考察することができる。伝送速度が変わると、式 (3.5.20) の  $k_a$  に含まれている電気段フィルタの帯域  $B_e$  が変わる。式 (3.5.12) に示されているように、 $k_a$  は  $B_e$  に比例し、さらに  $B_e$  は伝送速度に比例する。一方、式 (3.5.20) からわかるように、伝送距離は  $k_a^{-2/3}$  に比例する。従って、伝送距離の伝送速度依存性は (伝送速度) $^{-2/3}$  となる。

次に、伝送距離の中継間隔依存性について考えてみよう。式 (3.5.20) において、伝送可能中継数の中継間隔依存性は  $\exp(-2/3 \alpha L_0)$  となっている。伝送距離は、(中継数)  $\times$  (中継間隔) であるから、伝送距離の中継間隔依存性は  $L_0 \exp(-2/3 \alpha L_0)$  となる。これを実際に計算してみると、図 3.5.3 となる。ファイバ損失は 0.25 dB/km とした。伝送距離を最大にするための最適中継間隔が 2 ~ 3.0 km であることがわかる。ただし、厳密には  $k_f$  も中継間隔に依存するので、図 3.5.3 は大まかな目安を与えるものである。

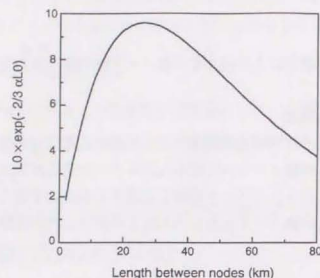


図 3.5.3 伝送距離の中継間隔依存性

#### E. 計算例

では、式 (3.5.20) を用いて、いくつかの計算例を示してみよう。ここで計算に用いるパラメータは以下の通りである。 $n_{sp}=2.506$  (雑音指数=7dBに相当)、 $B_c=0.7 \times$  (伝送速度)、ファイバ損失=0.25dB/km、中継間隔=40km、信号光波長=1.55 $\mu$ m、誤り率 $10^{-9}$ におけるパワーペナルティ=0.5dB、チャンネル間隔=100GHz、伝送速度=2.5Gbit/s。使用ファイバは分散シフトファイバとし、そのゼロ分散波長が多重チャンネルの真ん中のチャンネル波長に一致しているものとする。四光波混合光の発生効率については、第二章の結果を用いる。

まず、図3.5.4は全伝送路にわたってファイバのゼロ分散波長が均一、かつ多重信号光は同一偏波状態とした時の計算結果である。これは、四光波混合の観点からは最悪の設定条件といえる。この場合、伝送可能距離は1000km以下となっている。

次に、多重信号光は同一偏波状態である一方、ゼロ分散波長は不均一であるとした時の結果を図3.5.5に示す。分散値に不均一性については第二章2.4.3での手法を適用した。すなわち、伝送路は2.5kmのゼロ分散波長の異なるファイバの接続により構成されており、そのゼロ分散波長のばらつきはガウス分布をしているものとしている。ガウス分布の標準偏差は8nmとした。そして、乱数関数によりファイバの接続順序を選び出して伝送距離を計算するという作業を200回行ない、それらの計算値のうち一番小さい値を図3.5.5にプロットした。図3.5.3の最悪状態に比べて伝送距離が大幅に伸びているのがわかる。

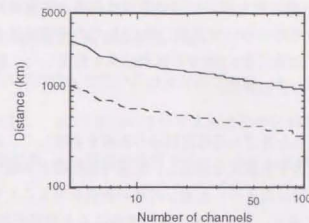


図3.5.4 伝送距離のチャンネル数依存性  
均一分散、同一偏波  
実線：600Mb/s、破線：2.5Gb/s

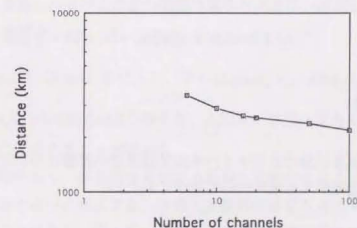


図3.5.5 伝送距離のチャンネル数依存性  
不均分散、同一偏波、2.5Gb/s

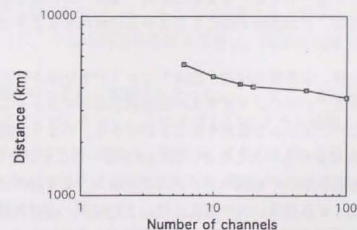


図3.5.6 伝送距離のチャンネル数依存性  
不均分散、ランダム偏波、2.5Gb/s

を図3.5.6に示す。不均一分散の取り扱いについては前の図と同様である。一方、ランダム偏波の場合の四光波混合効率については第二章2.2節での考察結果を、またこの場合の信号劣化への影響については第三章3.2節での考察結果を利用した。図3.5.4の状況よりさらに伝送距離が伸びているのがわかる。

以上、ファイバ内四光波混合及び光増幅器雑音の影響を考慮して、波長多重伝送システムのネットワーク規模を記述する表式を導出し、伝送可能距離と多重チャンネル数との関係の計算例を示した。ここではなるべく見通しの良い表式を得ることを目的としたため、いくつかの近似を採用しており、また光増幅器の波長による利得不均一、自然放出-自然放出ビート雑音、自然放出光の蓄積による利得飽和、さらには相互位相変調などの他の非線形効果は考慮外とした。そのため、実際の伝送距離を厳密に予測しているわけではなく、おおよその目安となるものである。

### 3.6節 抑圧法の提案

これまで、光多重伝送系におけるファイバ内四光波混合の影響について論じてきた。この章の最後に、これを低減する方法について述べてみたい。

#### 3.6.1 複屈折媒質による偏波ランダム化

前節の計算例（図3.5.5と図3.5.6）で示されたように、四光波混合の影響は多重信号光の偏波状態によって大きく違ってくる。全多重光が同一偏波の時に最も影響が大きい。最悪値設計という立場からは、この状態の時にもシステムが動作するように系を設定しなければならない。

この項で提案する方法は、全多重光が同一偏波でファイバを伝送されることが無いようにしようというものである。これにより多重光の偏波状態は必ずランダムとなるので、ランダム偏波状態を想定してシステムを設計することができる。つまり、最悪値設計としては図3.5.5を採用しなければならないところを、図3.5.6を用いることができるようになる。

具体的には、複屈折媒質を用いて偏波のランダム化を図る。まず初めに、複屈折媒質内の偏波の挙動について述べておこう。同一偏波状態の2光波が、複屈折媒質に入射されたとする。入力状態を二次元ベクトルとして

$$\vec{E}_{in}^{(j)} = (A_x, A_y e^{i\phi}) \quad j = 1, 2 \quad (3.6.1)$$

と表わすと、複屈折媒質からの出力状態は

$$\vec{E}_{out}^{(j)} = (A_x \exp[i\beta_x^{(j)} L], A_y \exp[i\beta_y^{(j)} L + i\phi]) \quad (3.6.2)$$

となる。 $\vec{E}_{in}^{(j)}$ 及び $\vec{E}_{out}^{(j)}$ は周波数 $f_j$ の光の入力及び出力振幅、 $A_x$ 、 $A_y$ はそれぞれ複屈折の主軸方向の射影成分（実数）、 $\phi$ は入射時の2つの主軸成分の位相差、 $\beta_x^{(j)}$ 、 $\beta_y^{(j)}$ は各主軸方向の光電場成分の伝搬定数、 $L$ は複屈折媒質の長さである。伝搬定数 $\beta_x^{(j)}$ 、 $\beta_y^{(j)}$ は次のように表わされる。

$$\beta_x^{(j)} = 2\pi n_x f_j / c \quad (3.6.3a)$$

$$\beta_y^{(j)} = 2\pi n_y f_j / c \quad (3.6.3b)$$

$n_x$ 、 $n_y$ は各主軸方向の屈折率、 $c$ は光速である。

複屈折媒質を通過した後の2光波の偏波の重なり具合は、次式により与えられる。

$$\|\vec{E}_{out}^{(1)} - \vec{E}_{out}^{(2)}\|^2 = A_x^4 + A_y^4 + 2A_x^2 A_y^2 \cos[2\pi \Delta n \Delta f L / c] \quad (3.6.4)$$

ただし、式(3.6.2) (3.6.3)を代入し、さらに $\Delta n = n_x - n_y$ 、 $\Delta f = f_1 - f_2$ とおいた。これを見る

と、例えば $A_x = A_y$ かつ $L = c / (2\Delta n \Delta f)$ であると、入射時には同一であった2光波の偏波状態は出射端では完全に直交することがわかる。

この効果を利用すると、多重信号光の偏波状態を乱雑化することができる。複屈折媒質を波長多重伝送路の途中に挿入する。多重光が複屈折媒質を通過すると、多重光間の偏波関係が変化することになる。従って、全多重光が同一偏波状態で全伝送路を伝送されることはなくなる。これにより、四光波混合の影響が最悪となる状態を避けることができる。ただしここで、複屈折媒質への入射光の偏波状態がたまたま主軸方向に一致した直線であると偏波の乱雑化は起こらない、ということに注意する必要がある。これを避けるには、図3.6.1に示すように、2つの複屈折媒質を用意し、両者の主軸方向を45°傾けて接続して用いられよう。

以上の効果を確かめるために実験を行なった。ここでは、複屈折媒質として偏波保持ファイバ（バンドファイバ）を用い、これを図3.6.1のように接続した。なお、バンドファイバの複屈折性は $\Delta n \approx 5 \times 10^{-4}$ である。まずは、2本の2.5km分散シフトファイバをバンドファイバを介して接続した系に2光波を入力し、発生する四光波混合光と透過光との比（クロストーク）を測定した（図3.6.2）。バンドファイバの長さは1本につき10mとした。また入力光波長はファイバのゼロ分散波長付近とし、その偏波状態は常に最大の四光波混合

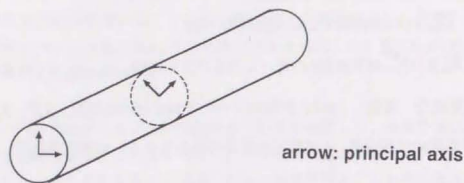


図 3.6.1 抑圧用複屈折媒質の接続

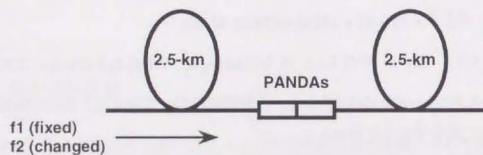


図 3.6.2 抑圧実験構成 (2 チャンネル)

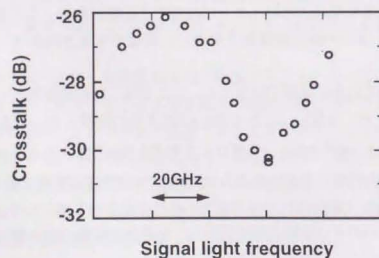


図 3.6.3 前図における四光波混合光クロストーク

変化している。その半周期分は約30GHzであった。一方、式 (3.6.4) で示されている半周期分の周波数差は  $\Delta f = c/(2L\Delta n)$  で、 $L=10\text{m}$ 、 $\Delta n=5 \times 10^{-4}$  という値を代入すると30GHzとなり、測定結果と一致する。また、図3.6.3の最大値は-26.1dBとなっている。比較のため、同じファイバをバンダファイバを挿入せずに接続して同様の測定を行なった。この際、信号光レベルは出力端において図3.6.3の測定時と同じになるように設定した。得られたクロストーク値は-27dBであった。この測定における入力光レベルはバンダファイバ接続部での損失がないため図3.6.3の測定時より小さくなっており、このことを考慮すると、-27dBという値は図3.6.3の最大値と対応していると言える。

以上の実験により、複屈折媒質の基本的な効果が確認された。次に、多重信号伝送系における効果を確かめるための実験を行なった。図3.6.4に基本構成を示す。4本の2.5km分散シフトファイバをバンダファイバを介して接続した。バンダファイバの長さは、なるべくランダム化しようという配慮から、第1組は20m、第2組は15m、第3組は10mとした。これに対し、周波数の異なる3光波（周波数  $f_1$ 、 $f_2$ 、 $f_3$ ）を入力した。 $f_1$ と $f_3$ は固定とした状態で  $f_2$  を変化させ、 $f_1+f_2-f_3$  に発生する四光波混合光を測定した。入力光の偏波状態は、常に最大の四光波混合光パワーが得られるように調節した。

$f_3$  の設定を10GHzずつ変えた測定を4回行なった。結果を図3.6.5に示す。○、×、□、▲がそれぞれ一連の測定結果を表わしている。入力周波数によってクロストークは様々な値となった。平均値は約-25dBである。一方、同じファイバをバンダファイバを挿入せず接続して同様の測定を行なった。ここでもやはり、信号光レベルは出力端において図3.6.5の測定時と同じになるように設定した。得られたクロストークは-21.7dBであった（図3.6.5に矢印で表示）。バンダファイバを挿入した時のクロストークは、挿入しない場合の値に達しないことが分かる。バンダファイバ挿入時の平均値との差は約3.3dBである。ところで、第二章2.2節において、ランダム偏波状態に対する四光波混合光の発生効率は同一偏波状態時に比べて  $3/8$  ( $=-4.2\text{dB}$ ) となることが示されている。3.3dBという値はバンダファイバ接続部での損失を考慮すると、ほぼこれに対応している。従って、図3.6.4の構成により伝搬光の偏波状態は乱雑化されていると言える。すなわち、複屈折媒質による偏波ランダム化の効果が本実験により確認された。

以上、複屈折媒質を用いたランダム化による四光波混合の低減法を提案し、基本確認実験を行なった。本方法は、本質的に四光波混合を抑えるものとは言えないかもしれないが、システム設計において、同一偏波状態でなく、ランダム偏波状態を想定した設計が可能であることを保証するものである。

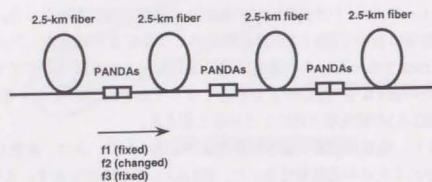


図 3.6.4 抑圧実験構成 (3 チャンネル)

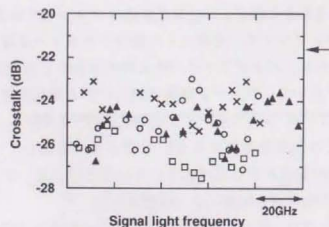


図 3.6.5 前図における実験結果

### 3.6.2 スペクトル拡散法

この章の前半の節で、信号劣化を生じさせるのは四光波混合光と受信光のビート雑音であることを示した。従って、四光波混合光の発生パワーそのものは同じであっても、ビート雑音を小さくすることができれば、信号劣化への影響を減少させることができる。この項では、この考え方に基づいた抑圧法について述べる。

図3.6.6にここで提案する送信系構成を示す。単一モードLDからの光に外部変調器によってデータ信号を乗せる強度変調系となっている。ここで、同時にLDの周波数を注入電流により例えばサイン波状に変調しておく。この周波数変調は、強度変調信号の伝送特性には影響がない程度とする。このような構成の送信系を用いて、光多重伝送系を構成する。

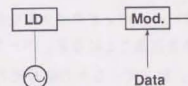


図 3.6.6 四光波混合ビート雑音低減のための送信系構成

受信系では、所望のチャンネル (周波数 $f_s$ ) が光フィルタによって選択され直接検波される。選択された光は次のように書かれる。

$$E = A_s \exp[i2\pi f_s t] + \sum_{p,q,r} A_{pqf} \exp[i2\pi(f_p + f_q - f_r - f_s)t] \quad (3.6.5)$$

第1項が所望の信号光、第2項が伝送路で発生した四光波混合光で、 $A_s$ 、 $A_{pqf}$ はそれぞれの複素振幅、 $f_j$  ( $j=p,q,r$ )は周波数を表わす。この光が直接検波されると、次式のような光電流が発生する。

$$S = K|E|^2 = K[|A_s|^2 + 2|A_s| \sum_{p,q,r} |A_{pqf}| \cos[2\pi(f_p + f_q - f_r - f_s)t + (\theta_{pqf} - \theta_s)] + \dots] \quad (3.6.6)$$

$K$ は光から電気への変換効率を表わす定数、 $\theta_s$ 、 $\theta_{pqf}$ はそれぞれ信号光、四光波混合光の位相である。また、 $|A_s| \gg |A_{pqf}|$ として微小項は無視した。

式 (3.6.6) の第2項は四光波混合によるビート雑音項である。ここで、この項の各成分の周波数について考えてみる。今、各多重信号光の周波数は図3.6.6の構成により変調されている。例えばこれが、次のようなサイン波状であったとする。

$$f_j = f_{j0} + \frac{\Delta f}{2} \cos(2\pi f_m^{(j)} t + \phi_j) \quad j=p, q, r \quad (3.6.7)$$

$f_{j0}$ はjチャンネルの中心周波数、 $\Delta f$ は偏移周波数、 $f_m^{(j)}$ は周波数変調の変調周波数、 $\phi_j$ はjチャンネル光の位相である。すると、式(3.6.6)の第2項の各成分の周波数は次のようになる。

$$f_p + f_q + f_r - f_s = \frac{\Delta f}{2} \{ \cos(2\pi f_m^{(p)} t + \phi_p) + \cos(2\pi f_m^{(q)} t + \phi_q) - \cos(2\pi f_m^{(r)} t + \phi_r) - \cos(2\pi f_m^{(s)} t + \phi_s) \} \quad (3.6.8)$$

なおここで、 $f_{s0} = f_{p0} + f_{q0} - f_{r0}$ という関係を代入した。

これを見ると、ビート成分の周波数は $-2\Delta f$ から $+2\Delta f$ まで拡がっていることが分かる。とここで一般に、受光器からの信号はベースバンドフィルタを通した後に復調される。この際、フィルタの帯域外の成分は除去されることになる。ベースバンドフィルタの帯域は通常、データ速度の0.7倍程度である。従って、もとの信号光の偏移周波数 $\Delta f$ がデータ速度より大きいと、復調段での四光波混合のビート雑音パワーは小さくなる。すなわち、実効的に四光波混合の影響を低減することができる。

具体的にどの程度の低減効果があるかを見積もるには、周波数が単調に変調され、かつ強度がランダム変調された光の周波数スペクトルを考え、その4重の畳み込み積分を計算しなければならない。しかしながらその手順はかなり面倒なので、ここでは単純に式(3.6.8)の確率分布を考えてみる。式(3.6.8)の各項のcosの中味が0から $2\pi$ までのランダムな値をとるとして、式(3.6.8)のビート周波数の確率分布を計算すると図3.6.7のようになる。この内、ベースバンドフィルタの帯域内の成分だけが信号特性に影響を与える。そこで、この成分の割合(ハッチ部の面積)を計算してみると、図3.6.8の結果が得られた。横軸は、もとの信号光の周波数偏移 $\Delta f$ をデータ速度で規格化した値( $=\Delta f/(\text{データ速度})$ )とし、ベースバンドフィルタの帯域はデータ速度の0.7倍を仮定した。周波数偏移を大きくすると、ベースバンドフィルタを透過するビート雑音成分が減少する様子が示されている。例えば、周波数偏移をデータ速度の3倍とすると、何もしない場合に比べて約1/4となる。すなわち、これだけの四光波混合抑圧効果が期待できる。

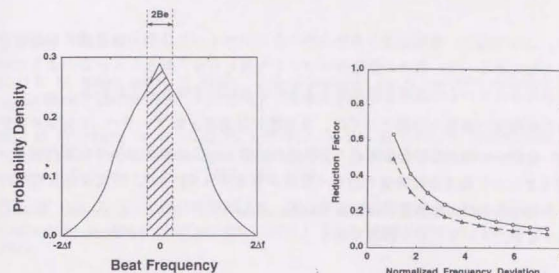


図 3.6.7 ビート周波数の確率分布

図 3.6.8 ビート雑音の低減度

○：非縮退、△：一部縮退

以上、ファイバ内四光波混合の影響の低減法について述べた。2つの方法を提案したが、正直なところ、これが決め手とは言えない。本論文以外では他に、チャンネル間隔を不等間隔に配置する方法[3.13]、分散制御法[3.14]、などが提案され、ひろく伝送実験に用いられている。この節の最後にこれらを紹介しておく。

この章の前半部で示したように、四光波混合光の影響は、発生した四光波混合光と信号光とが干渉して信号揺らぎを引き起こす、という形で現われる。従って、四光波混合光と信号光との周波数差がある程度以上あれば、干渉のビート周波数は信号帯域外となり伝送特性には影響しない。つまり信号光周波数に発生する四光波混合光が少なければよい。このような状況は、多重信号光の各周波数を不等間隔に配置すれば実現できる。これが不等間隔配置による四光波混合抑圧法である。この方法はpoint-to-pointの伝送には有効な方法で、これを用いた長距離伝送実験も報告されている[3.15]。ただし、波長ルーティングを利用したWDMネットワークなどには不向きと思われる。

分散制御法(dispersion management)は、分散による位相不整合効果を利用して発生効率を抑えようというものである。第二章2.3節で述べたように、分散がある程度あると周波数間隔を広めに設定することにより発生効率を抑えることができる。ただし単に分散性ファイバを用いただけでは、高速伝送の場合に波形歪みによる伝送劣化が生じる。そこで分散値が+Dcと-Dcのファイバを交互に接続し、平均値としては分散ゼロを保ちながら局所的には分散値をもつように伝送路を設定する。すると、波形歪みを避けつつ四光波混合を抑えることが可能となる。これは、分散波形歪みは線形な効果なので平均値が問題となるのに対して、非線形効果である四光波混合は局所値で効いてくるという性質を利用した

手法である。この方法は、海底伝送システムのようにファイバ伝送路を所望通りに設定できる場合に有効である一方、既存の敷設ケーブルを利用したり、陸上システムのように信号光が張り巡らされている伝送路を渡り歩くような場合には不向きと思われる。

さらに分散制御法の極端な形態としては、伝送路には通常分散ファイバ ( $1.3\mu\text{m}$ ゼロ分散ファイバ) を用いて四光波混合を抑え、分散歪み対策としては要所要所で分散補償ファイバの使用などにより別途分散補償を行なう構成が考えられる[3.16]。四光波混合対策として非常に有効であるが、分散補償技術の完成度、また既存の分散シフトファイバ伝送路にどう対応するか、といった点が課題である。

### 参考文献 (第三章)

- [3.1] R. G. Waarts and R. P. Braun, "System limitations due to four-wave mixing in single-mode optical fibers," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 873-875, 1986.
- [3.2] M. W. Maeda, W. B. Sessa, W. I. Way, A. Yi-Yan, L. Curtis, R. Spicer, and R. I. Laming, "The effect of four-wave mixing in fibers on optical frequency-division multiplexed systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, pp. 1402-1408, 1990.
- [3.3] N. Shibata, K. Nosu, K. Iwashita, and A. Azuma, "Transmission limitation due to fiber nonlinearities in optical FDM systems," *IEEE J. Select. Area Commun.*, vol. 8, pp. 1068-1077, 1990.
- [3.4] K. Inoue and N. Shibata, "Theoretical evaluation of intermodulation distortion due to four-wave mixing in optical fibers for coherent phase-shift-keying-frequency-division-multiplexing transmission," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 584-586, 1989.
- [3.5] E. Lichtman, "Performance degradation due to four-wave mixing in multichannel coherent optical communications systems," *J. Opt. Commun.*, vol. 12, pp. 53-58, 1991.
- [3.6] D. G. Schadt and T. D. Stephen, "Power limitations due to four-wave mixing effects in frequency division multiplexed coherent systems using cascaded optical amplifiers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, pp. 1715-1721, 1992.
- [3.7] H. Toba, K. Oda, and K. Nosu, "Design and performance of FSK-direct detection scheme for optical FDM systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 1335-1343, 1991.
- [3.8] S. D. Personick, "Receiver design for digital fiber optic communication systems, I" *Bell. Sys. Tech. J.*, vol. 52, pp. 843-874, 1973.
- [3.9] T. Okoshi, K. Emura, K. Kikuchi, and R. T. Kersten, "Computation of bit-error rate of various heterodyne and coherent-type optical communication schemes," *J. Opt. Commun.*, vol. 2, pp. 89-96, 1981.
- [3.10] T. Mizuochi, K. Shimonuma, K. Shimizu, and K. Kitayama, "Error-rate degradation due to fiber four-wave mixing in a 622-Mbit/s 16-channel FDM heterodyne system," *OFC '94, FC4*, 1994.
- [3.11] M. Schwartz, *Information Transmission, Modulation, and Noise*, 3rd ed., McGraw Hill, 1981.
- [3.12] N. A. Olsson, "Lightwave systems with optical amplifiers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 1071-1082, 1989.
- [3.13] F. Forghieri, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and D. Marcuse, "Reduction of four-wave-mixing cross talk in WDM systems using unequally spaced channels," *OFC/IOOC '93, FC4*, 1993.
- [3.14] A. R. Chraplyvy, A. H. Gnauck, R. W. Tkach, and R. M. Derosier, "160-Gb/s ( $8 \times 20$  Gb/s WDM) 300-km transmission with 50-km amplifier spacing and span-by-span dispersion reversal," *OFC '94, PD19*, 1994.

[3.15] F. Forghieri, A. H. Gnauck, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, and R. M. Derosier, "Repeaterless transmission of 8 10-Gb/s channels over 137 km (11 Tb/s-km) of dispersion-shifted fiber," OFC '94, PD26, 1994.

[3.16] A. R. Chraplyvy, A. H. Gnauck, R. W. Tkach, and R. M. Derosier, "8x10 Gb/s transmission through 280 km of dispersion-managed fiber," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 5, pp. 1233-1235, 1993.

## 第四章 波長変換への応用

### 4.1節 はじめに

これまでの章では、波長多重伝送にとっては好ましくないという立場からファイバ内四光波混合を論じてきた。そこでは、ゼロ分散波長域で光増幅器を用いると容易に信号劣化が生じることが示されている。一方逆にみると、それだけの効率で四光波混合光が発生するならば、これを積極的に利用する手はないものかという考えが出てくる。新しい周波数光が発生するというのであるから、一番手近な応用は波長変換である。また、複数の入力光が存在する時のみ四光波混合光が出力されるので、光-光スイッチ、光時間分離回路(demux)などへの応用も考えられる。後者への応用においてはスイッチング速度が重要な性能指数となるが、ファイバの非線形性は物質のエネルギー単位には非共振であるので、その応答速度は非常に速い(ピコ秒以下)。この特長は光-光スイッチ等の応用には魅力的である。

ファイバ内四光波混合を波長変換に応用しようという試みは、実はずい分以前になされていた[4.1]-[4.4]。しかしながら当時の研究は、短いファイバ(～数十m)に高ピークパワーのパルス光を入射するという構成で行なわれており、半導体レーザーのパワーレベルで対応できるような話ではなかった。問題は、ガラスの非線形性そのものは大きくなく、それを補おうとして長いファイバを使おうとすると位相整合が取れなくなり効率が低下する、という点にあった。

半導体レーザーを光源としてファイバ内四光波混合を積極的に応用した例としては、Anderksen[4.5]による光demuxの実験がある。光demuxと言っているが、これは一種の波長変換実験であり、位相不整合による効率の低下を緩和するためにゼロ分散波長域が利用されている。しかしながら、ゼロ分散波長域での位相整合特性を明らかにしたうえでの実験ではなかったこと、そもそも波長変換が目的ではなかったこと、などの理由により変換幅は1.8nmとあまり広くはない。

一方、本論文では第二章2.3節において、ゼロ分散波長近傍における位相整合特性を詳細に検討した。その結果、ある特定の周波数条件下では位相整合条件が満たされ、効率よく四光波混合光が発生する事が明らかにされた。この特性を利用すれば波長変換への応用が可能となる。そこで、これに関していくつかの実験を行なったのでこの章で紹介する。

### 4.2節 基本特性

#### 4.2.1 基本実験

波長変換への応用では、基本的には一部縮退四光波混合を利用する。すなわち、変換したいもとの信号光（周波数  $f_s$ ）があった時、周波数  $f_p$  のポンプ光と共にファイバに入力し、四光波混合過程により  $2f_p - f_s$  の周波数位置に新たな光を発生させる。発生する光は  $E_p^2 E_s^*$  ( $E_p$ : ポンプ光電場、 $E_s$ : 信号光電場) に比例するので、ポンプ光がcw光であれば、もとの信号光と同じデータ情報を保有することになる。すなわち、 $f_s$  から  $2f_p - f_s$  へ信号光の周波数（波長）が変換される。この際、第二章2.3節で明らかにしたように、 $f_p$  がファイバのゼロ分散波長に一致していると位相整合条件が満たされ、高い効率で四光波混合光が発生する。この特性を利用すると高性能な波長変換が期待できる。

以上の原理による波長変換動作を確かめるために基本実験を行なった。実験構成を図4.2.1に示す。ここでは、622Mbit/sで変調された波長1555.2nmのFSK信号光 ( $f_s$ ) をもとの信号光とし、これを波長1551.4nm ( $f_p$ ) のポンプ光と共に10kmの分散シフトファイバに入力した。ポンプ光波長は  $2f_p - f_s$  に発生する四光波混合光レベルが最大となるように設定した。このポンプ光波長はおおよそのゼロ分散波長に対応する。また入力光の偏波状態は、最大の波長変換光が得られるように調節した。

ファイバ出力端における光スペクトルを図4.2.2に示す。右側のピークが信号光出力、真ん中のピークがポンプ光である。これに対し波長1547.6nmに波長変換光が発生している。この波長変換光を誘電体多層膜光フィルタによって抜き出し、マッハツヅェンダ光弁別器を用いた直接検波により受信し、誤り率を測定した。結果を図4.2.3に示す。○はファイバを通さない時のもとの信号光の誤り率、×は変換光の誤り率である。若干の劣化はあるものの、良好な誤り率特性が得られており、ファイバの四光波混合による波長変換が可能であることが確認された。なお、図4.2.3に見られるパワーペナルティは、実験に用いた光増幅器の雑音や変換過程における線増大の効果によるものと思われる。後で示す強度変調/直接検波の実験系においては、波長変換によるパワーペナルティは観測されおらず（図4.2.4）、ここでのペナルティは特に本質的なものではない。

#### 4.2.2 プリリュアン散乱の影響

波長変換への応用においては、変換効率は高い方がよい。（ここで、変換効率は変換光出力ともとの信号光入力との比と定義する。）四光波混合光の発生パワーは式(2.1.20)で示されるように（ポンプ光パワー） $2 \times$ （信号光パワー）に比例するので、変換効率はポンプ光パワーの二乗に比例する事になる。従って、ポンプ光パワーが高い程、変換効率も高くなる。しかしながら、光ファイバへの入力パワーは誘導プリリュアン散乱により制限されることが知られており[4.6]、これにより波長変換効率が制限される。

制限の受け方は、ごく単純には、プリリュアンしきい値以上のポンプ光パワーを入力し

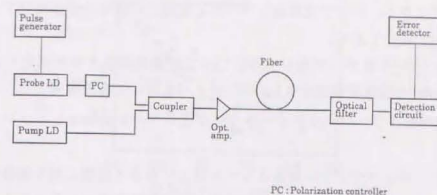


図 4.2.1 波長変換の実験構成

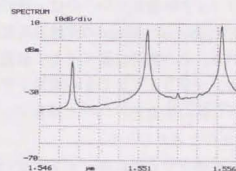


図 4.2.2 前図における出力光スペクトル

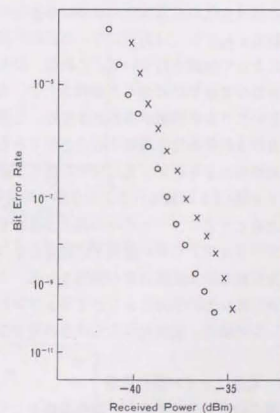


図 4.2.3 波長変換実験誤り率特性

×: 変換光

○: もとの信号光

でも変換光の発生パワーは増加しない、と考えられる。しかし実は、単に変換効率が飽和するだけでなく、ポンプ光が高レベルだと変換光の信号特性が劣化する。これに関する実験について述べておく。

図4.2.4は、いろいろなポンプ光レベルについて変換光の誤り率を測定した結果である。ここでは622Mbit/sの強度変調光を6kmのファイバを用いて波長変換した。この結果から誤り率 $10^{-9}$ におけるパワーペナルティをポンプ光レベルを横軸としてプロットすると、図4.2.5になる。

これを見ると、ポンプ光パワーがあるレベル以上になると急激に誤り率特性が劣化するのわかる。一方、変換に用いたファイバの光入出力特性を測定したところ、図4.2.6の結果が得られた。入力光レベルが13.5dBm以上になると誘導ブリュアン散乱により出力光パワーが飽和し始める様子が示されている。図4.2.5と図4.2.6を比べると、ペナルティが生じ始めるポンプ光レベルと出力光の飽和が始まるレベルはほぼ一致している。これより、図4.2.5の誤り率劣化は誘導ブリュアン散乱によるもの、と結論づけられる。

この信号劣化の原因は次のように考えられる。通常の信号伝送において、誘導ブリュアン散乱が起こると出力光パワーの飽和と共に雑音が生じるという現象は、多久島、大越[4.7]によって指摘されている。これは、ひとつにはブリュアン散乱というのは一種の確率過程なので必然的に揺らぎが伴うため、もうひとつにはphotonとphononの非線形相互作用においてカオス現象が現われるため、と考察されている。この報告に基づく、波長変換における信号劣化を理解することができる。すなわち、ブリュアンしきい値以上では上記の理由によりポンプ光パワーに揺らぎが生じ、これに伴い変換光パワーも揺らぐ。これにより図4.2.5に見られるような誤り率劣化が生じるものと考えられる。

以上のことより、ファイバの四光波混合を用いて波長変換をする際には、ポンプ光パワーをブリュアンしきい値以下に設定しなければならない事が結論付けられる。これにより波長変換の最大変換効率が制限される。この制限を緩和するには、ポンプ光に周波数変調をかけるなどの手段によりブリュアンしきい値を上げてやる方法が考えられる[4.8]。ただしこの場合、変換光は入力信号の完全なレプリカとはならない。

#### 4.2.3 最適ファイバ長の考察

前項の結果を基にすると、波長変換として最適なファイバ長について以下のように論ずることができる。式(2.1.21)より四光波混合光パワーは次のように表わされる。

$$P_F = \kappa P_P^2 P_s e^{-\alpha L} L_{\text{eff}}^2 \eta \quad (4.2.1)$$

$P_P$ はポンプ光入力パワー、 $P_s$ は信号光入力パワーで、その他は前と同じである。発生光パワーのファイバ長依存性は実効長 $L_{\text{eff}}$ で記述されている。一方、ブリュアンしきい値 $P_{\text{th}}$ は次のように書くことができる[4.6]。

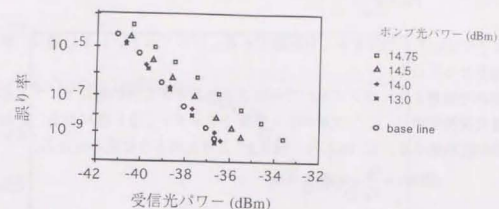


図4.2.4 波長変換における誤り率特性

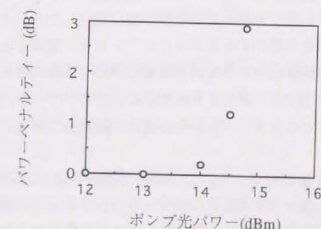


図4.2.5 前図におけるパワーペナルティ対ポンプ光パワー

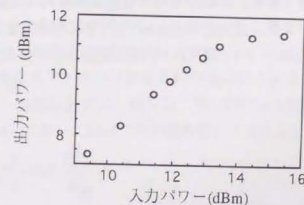


図4.2.6 ファイバ入出力特性

$$P_{th} = \frac{K}{L_{eff}} \quad (4.2.2)$$

Kはブリュアン利得をふくむ定数である。ブリュアンしきい値は、実効長に逆比例する形となっている。

前項の結果より、ポンプ光パワーはブリュアンしきい値以下にする必要がある。従って最大変換効率 $\eta$ は、ポンプ光パワーをブリュアンしきい値に設定した時に得られる。この時の変換効率は、式(4.2.1) (4.2.2)より次のように表わされる。

$$(\text{効率}) = \frac{P_s}{P_p} = \kappa K^2 e^{-\alpha L} \eta \quad (4.2.3)$$

これを見ると、位相整合がとれた条件下 ( $\eta=1$ ) では、ファイバ長Lが小さいほど最大効率が大きいことが示されている。さらに短いファイバというには、長手方向の分散揺らぎが小さく位相整合条件を満たすのにも都合が良い(第2章2.3節2.3.3「ゼロ分散波長域における特性」)。従って波長変換用としては、ファイバ長は短いほど良いということになる。ただし、これはポンプ光パワーをブリュアンしきい値に設定したら、という条件付の話である。現実には、ファイバ長を短くするとブリュアンしきい値はどんどん高くなり、ポンプ光パワーをその値に設定するのは不可能となる。そこで実際の考え方としては、波長変換に利用できるポンプ光パワーが与えられた時に、そのパワーレベルがちょうどブリュアンしきい値となるようなファイバ長がその場合の最適長である、とするのが妥当だと思われる。

上記の考え方に基いて実験を行なった。ここでの実験系では、+16.5dBmが最大可能ポンプ光パワーであった。各種ファイバ長についてブリュアンしきい値を測定したところ、2.5kmのファイバのブリュアンしきい値がおおよそその値であった。(ただし、ブリュアンしきい値は光源の線幅に依存するので、この値はここでの実験系では「という条件付である。’)そこで、2.5kmファイバを用いて波長変換実験を行ってみた。図4.2.7に結果を示す。ここでは、ポンプ光と信号光との周波数差を横軸として変換効率をプロットしており、変換幅はこれの倍である。位相整合時の変換効率は約-15dBで、1.5THzにわたってこれが維持されている。また、変換効率20dB以上である帯域は2.2THz、変換幅で4.4THzであった。この帯域特性はファイバを用いた波長変換としては最良のものと思われる。

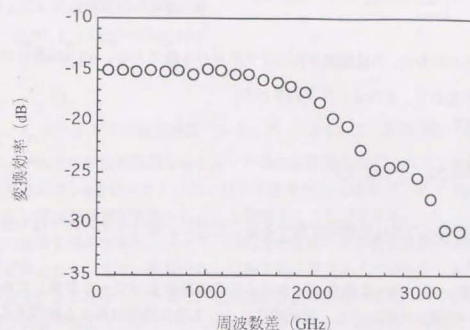


図4.2.7 変換効率の信号光-ポンプ光周波数差依存性  
ファイバ長=2.5km、ポンプ光パワー=16.5dBm

#### 4.2.4 変換波長範囲拡大法の提案・実証

広い変換波長範囲を得るためには、なるべく分散が均一であるファイバを用いることが必要で、そのためには前項で示したように短いファイバを用いるのが好ましい。しかしながらこれには、高ポンプ光パワーが利用可能であることが前提であり、そうでない場合にはある程度長いファイバを用いることになる。すると、分散の長手方向の不均一性のため、波長差が大きくなると四光波混合光の発生効率が低下する。すなわち変換波長範囲が狭くなる。例えば図2.3.13の実験結果によれば、10kmファイバの場合、2入力光の周波数差が700GHz程度になると効率は半減する(△印)。そこでこの項では、分散がある程度不均一である条件下で、変換波長範囲を広げる手法について述べる。

まず、分散の異なるファイバが接続された系における四光波混合特性について考えてみる。この場合の一般的な表式は、既に第二章2.4節2.4.3で式(2.4.34)として導出されている。式(2.4.34)においてM=1(無中継状態)とおくと、次式が得られる。

$$P_{FWM} = \frac{1024 \pi^6}{n_0^4 \lambda^2 c^2} (D\chi)^2 \frac{P_p^2 P_s}{A_{eff}^2} e^{-\alpha L}$$

$$\times \left| \sum_{n=1}^N \exp \left[ \sum_{j=1}^{n-1} (-\alpha + i\Delta\beta_j) L_0 \right] \frac{1 - \exp[(-\alpha + i\Delta\beta_n) L_0]}{\alpha - i\Delta\beta_n} \right|^2 \quad (4.2.4)$$

$L_0$ は一本のファイバの長さ、 $N$ は接続されたファイバの本数である。 $\Delta\beta_n$ は $n$ 番目のファイバにおける位相不整合で、次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \Delta\beta_n &= 2\beta_p^{(n)} - \beta_s^{(n)} - \beta_F^{(n)} \\ &= -\frac{\lambda^2}{c^2} \frac{dD}{d\lambda} 2(f_p - f_0^{(n)})(f_p - f_s)^2 \end{aligned} \quad (4.2.5)$$

$f_0^{(n)}$ は $n$ 番目のファイバのゼロ分散周波数である。ただし、各ファイバ内ではゼロ分散周波数は均一とした。

式(4.2.4)を用いて、様々な条件下における四光波混合光パワーを計算してみたところ、同じファイバを用いた場合でも、接続順序によって発生効率異なる結果となった。図4.2.8に、2つの典型的なケースについての計算例を示す。ここでは、10本の1kmファイバが接続された系における発生効率を、横軸を周波数差( $f_p - f_s$ )としてプロットした。発生効率は最大値で規格化してある。実線は、相対的なゼロ分散周波数を{10GHz, -10GHz, 30GHz, -30GHz, 50GHz, -50GHz, 70GHz, -70GHz, 90GHz, -90GHz}という順序で接続した場合、破線は{-90GHz, -70GHz, -50GHz, -30GHz, -10GHz, 10GHz, 30GHz, 50GHz, 70GHz, 90GHz}という順序で接続した場合の結果である。ポンプ光周波数 $f_p$ は平均ゼロ分散周波数に一致しているものとした。実線の方が広い周波数範囲にわたって効率が保たれている。

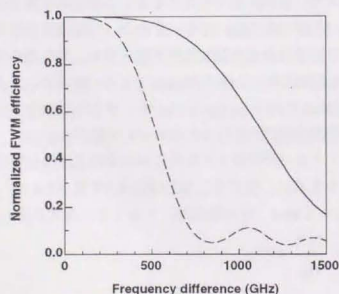


図 4.2.8 異なるファイバ接続条件での発生効率 (計算例)

その他、いくつかの組み合わせについて計算してみた結果、次の条件が満たされている時に最も広い周波数範囲が得られた。

$$(f_0^{(n)} - f_{av}) + (f_0^{(n+1)} - f_{av}) = 0 \quad (4.2.6)$$

かつ

$$f_p = f_{av} \quad (4.2.7)$$

ただし、 $f_{av}$ は平均ゼロ分散周波数である。式(4.2.6)は、前後のファイバのゼロ分散周波数が、平均ゼロ分散周波数をはさんで対称的に配置されていることを表わしている。これは直感的には、 $n$ 番目ファイバでの位相不整合が $(n+1)$ 番目ファイバである程度補償されるため広い周波数範囲が実現される、と理解することができる。

以上の結果を利用すると、ファイバ内四光波混合による波長変換の変換波長幅を広げることが可能となる。まず、変換用としてある長さのファイバが与えられたとする。このファイバをそのまま使おうとすると、ゼロ分散波長の不均一性のために変換波長幅はある値に制限されるであろう。そこで、これを短いファイバに切断し、各短尺ファイバのゼロ分散波長を測定する。そしてその測定値に基づき、式(4.2.6)の順序に従って短尺ファイバを接続し直す。このように接続し直されたファイバを用いれば、もとのファイバに比べて変換波長幅を広げることができる。

この手法の有効性を確かめるために実験を行なった。6kmのファイバを用意し、これを1kmごとに切断した。各ファイバのゼロ分散周波数を、最も効率よく四光波混合光を発生させるポンプ光周波数を探す、という方法(第二章2.3節参照)によって測定した。測定結果を図4.2.9に▲で示す。193.25THzを平均値として、約200GHzの範囲でばらついていた。次に、この6本のファイバを再び接続して四光波混合効率を測定した。測定では、ポンプ光周波数 $f_p$ を平均ゼロ分散周波数に設定し、信号光周波数 $f_s$ を変えていって、 $2f_p - f_s$ に発生する四光波混合光を光スペクトラムアナライザで観測した。

2つの接続順序について測定を行なった。図4.2.9にその接続順序を図式的に示す。ケース1は、もとのファイバと同じ順序で接続した場合(▲)、ケース2は、式(4.2.3)がほぼ満たされるように接続した場合(□)である。測定結果を図2.7.10に示す。▲がケース1についての測定結果、○がケース2についての結果である。ケース2の周波数幅は、ケース1に比べて約1.5倍となっている。すなわち、ファイバの接続順序を入れ替えるという方法により、波長変換の変換幅が拡大されることが実験的に確認された。

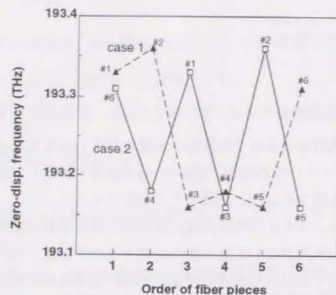


図 4.2.9 ファイバ接続順序

▲: もとのファイバ、□: 再配置ファイバ

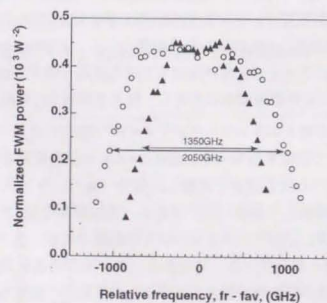


図 4.2.10 変換波長域拡大実験結果

○: 再配置後、▲: 再配置前。

なおここで行なわれた分散配置は、第三章3.6節で述べた分散制御による四光波混合抑圧法と同様の形となっている。同じ形態なのに、一方は広帯域化、一方は抑圧という効果があるのは一見不思議に思われるかもしれない。これは、接続する1本あたりの分散値及びファイバ長の違いによる。前者の場合、分散値は小さく長さも短い。従って多少の位相不整合はあるものの、基本ファイバ単位内ではあるレベルの四光波混合光が発生している。そして、各基本単位で発生した四光波混合光間の位相をうまく合わせて足し合わせてやろう、というのがここでの考え方である。一方分散制御抑圧法の場合は、1本のファイバの分散値は大きく、長さも長い。従って、位相不整合により1本のファイバでの発生する四光波混合光パワーそのものが小さい。このため、全体の発生効率も小さくなる。逆に言うと、ここで提案した波長変換幅広帯域化方法は、接続する1本当たりのファイバの分散値が大きく長さも長い場合にはあまり有効ではない。

以上、ファイバ内四光波混合の波長変換への応用に関し、その基本特性について述べてきた。ゼロ分散波長領域を利用することにより、半導体レーザー程度のパワーレベルでも信号光の波長変換が可能であることを示した。ここで行なわれた研究は、単に波長変換のみならず高速光スイッチなどへも広く応用が可能である。特に最近では、位相共役位相波発生法としての応用が注目を集めている[4.9][4.10]。これは、発生する波長変換光はもとの信号光の位相が反転した形(位相共役波)であることに着目した応用例で、長距離伝送系において、伝送路の真ん中で位相共役波を発生させて分散による波形ひずみを補償しようというものである。基本的なアイデアは1970年にYariv and Pepper [4.11]により提案されていた方法であるが、ファイバ内四光波混合による効率の良い位相共役光発生が可能となったことにより、最近になって実際の伝送実験に適用されるようになった。これらは、本研究が契機となって広く行なわれるようになったものである。

なお、本方法に類似した波長変換法として、半導体光増幅器の四光波混合を用いた方法がある[4.12][4.13]。これについて簡単に触れておく。半導体光増幅器はコンパクトであり、また長さが短いので位相不整合の影響がなく任意の波長に対し変換が可能である。効率も入力光の周波数差が小さい場合にはファイバ型より高い[4.14]。これらはファイバ型に比べて有利な点といえる。一方欠点としては、自然放光が入り込むので変換光の雑音特性が良くないことが挙げられる。また効率の周波数差依存性が非常に大きく、周波数の異なる複数の信号光を変換するには不向きである。

このように、ファイバ型と半導体光増幅器型ではそれぞれ利害得失がある。目的に応じて使い分けるのがよいように思われる。

#### 4.3節 偏波無依存化構成の提案・実証

前節では、ファイバの四光波混合による波長変換の基本特性について述べたが、実際の応用を考えると大きな問題が残されている。それは変換過程の偏波依存性である。第二章2.2節でみたように、光ファイバの四光波混合過程には偏波依存性が存在するので、変換過程も偏波依存性をもつ。一方、光ファイバ伝送路においては、信号光の偏波状態はランダムな状態で伝送される。従って、ファイバ伝送に用いる波長変換素子としては、入力信号光の偏波状態に依らず動作することが望ましい。

そこでこの節では、ファイバ波長変換の偏波無依存化について述べる。具体的には、偏波ビームスプリッタを用いたループ構成を提案し、これにより偏波無依存動作を実現している。

##### A. 動作原理

基本構成を図4.3.1に示す。信号光とポンプ光は合波された後、偏波ビームスプリッタ(PBS)の端子aに投入される。投入された光はその偏波状態に応じて端子bまたはcに出力される。ここでポンプ光の入力偏波状態は、端子b、cに等しいパワーレベルで出力されるように設定されているものとする。端子bとcは波長変換用ファイバにより接続されており、その中途には偏波制御器(PC)が挿入されている。この偏波制御器は、例えばPBSの端子cからの出力光は変換用ファイバを経た後、PBSの端子cから端子dへ透過するような偏波状態状態となるように設定されている。必然的に、端子cから出力された光も変換用ファイバ、PBSの端子bを経て端子dへと出力される。

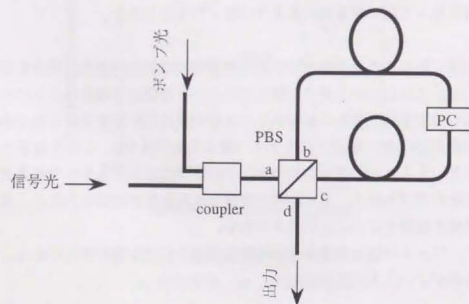


図4.3.1 偏波無依存化ループ構成

以上の構成により偏波無依存波長変換が可能となる。その原理は次の通りである。入力信号光は偏波状態に応じて、偏波ビームスプリッタの端子b、cへポンプ光と同一偏波状態として出力される。この出力比を $r:(1-r)$ とする。分岐された光はファイバを伝搬するにつれて波長変換光を発生させるわけだが、その発生光パワーは（ポンプ光パワー） $2\times$ （信号光パワー）に比例する。今の場合、ポンプ光パワーは右廻りと左廻りとで同じとしているので、偏波ビームスプリッタの端子bから端子cの経路で発生する変換光と端子cから端子bの経路で発生する変換光のパワー比は $r:(1-r)$ となる。発生した変換光はそれぞれ端子cから端子d、端子bから端子dへと出力される。この時、両者は互いに直交する偏波状態として出力されるので、端子dからの出力パワーは両者の単純な足し合わせ、すなわち $r+(1-r)=1$ に比例することになり、これは偏波ビームスプリッタでの分岐比 $r$ には依存しない。つまり、信号光の入力偏波状態によらず、一定レベルの波長変換光が偏波ビームスプリッタの端子dより出力されることになる。これにより、偏波無依存波長変換が実現される。

なお、ここでは通常の分散シフトファイバと偏波制御器によりループ構成を構成したが、これを偏波保持ファイバで置き換え、右廻り光は偏波ビームスプリッタの端子cから端子dへ、左廻り光は端子cから端子dへ出力されるように偏波保持ファイバの複屈折の主軸をあわせても同様の動作が得られる。この構成だとループ途中での偏波制御がいらないのでより安定した動作が可能となる。ただし、偏波保持ファイバの大きな複屈折性のため、右廻りと左廻りとで光の伝搬速度が異なり、偏波ビームスプリッタの出力端で情報ビットにずれが生じる可能性がある。これを回避するには、ループのまん中で複屈折の早い軸と遅い軸を互い違いにして接続すればよい。

##### B. 実験

以上の動作を確認すべく実験を行なった。変換用として10kmの分散シフトファイバ(5km+5km)を用い、ファイバ型偏波制御器、偏波ビームスプリッタと組み合わせてループを構成した。この構成に対し、波長1555.13nmの信号光と波長1550.70nmのポンプ光を入力し、信号光の偏波状態を変えた時のループから出力される変換光の出力パワーを測定した。結果を図4.3.2に示す。図4.3.2では、ループ内を右廻りと左廻りで伝搬する信号光のパワー比を横軸に、変換光のループ出力パワーの相対値を縦軸にとっている。横軸のパワー比は信号光の入力偏波状態に対応していると考えてよい。図4.3.2に示されているように、変換光出力は入力偏波状態によらずほぼ一定であった。これにより、少なくとも平均パワーを見るかぎり、図4.3.1の構成により偏波無依存動作が得られることが確認された。しかしながら応用上重要なのは、得られた偏波無依存波長変換信号光が正しく復調できるかどうかである。これについては、次の多チャネル一括変換実験の節で併せて述べることにする。

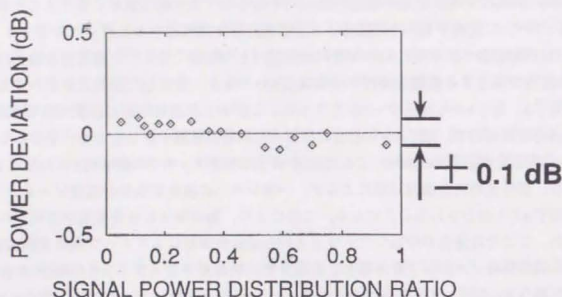


図 4.3.2 ループ構成における発生効率の信号光偏波依存性

### C. 変換効率について

この節の最後に、ループ構成による波長変換の効率について述べておく。簡単な為、信号光は偏波ビームスプリッタで等しく分岐されるものとする。ポンプ光パワーを $P_0$ とすると、右廻り、左廻りに伝搬するポンプ光パワーは各々 $P_0/2$ である。従って、各々で発生する変換光パワーは $k(P_0/2)^2(P_s/2)$ となる ( $k$ は比例定数)。ループをひと廻りしてきた変換光は偏波ビームスプリッタで足し合わされ、その出力は $k(P_0/2)^2(P_s/2) \times 2 = kP_0^2P_s/4$ となる。一方、同じファイバをそのまま使って波長変換した場合の変換光パワーは $kP_0^2P_s$ である。従って、ループ構成をとることにより変換効率は6dB低下することになる。

次に最大変換効率について考えてみる。これは4.2節4.2.2で述べたようにブリュアンしきい値で制限される。これまでのブリュアン散乱に関する研究の延長線上で考えれば、一方向についてのしきい値はループ構成を組んでも組まなくても変わらないことが予想される。従って、一方向についての最大変換光パワーは $kP_{0\max}^2P_s/2$  (但し、 $P_{0\max}$ は一方向についてのブリュアンしきい値)、よってループ構成全体では $kP_{0\max}^2P_s$ となり非ループ

構成時と変わらないことが予想される。

そこで確認の為、20kmの分散シフトファイバに両方向からポンプ光を入力した時の入出力特性を測定したところ、図4.3.3の結果が得られた。○は単一方向に光を入力した時の入出力特性、▲は1つのLD光源からの光を2つに分岐し、等しいパワーで両方向から入力した時の、もとのLD光と同じ周波数成分光の一方向についての入出力特性である。対向するポンプ光があるとブリュアンしきい値は低下する、という予期しない結果となった。これは、これまでのブリュアン散乱の研究では指摘されていなかった事実である。この現象についてその後詳細に調べた結果、これは発生したブリュアン光のレイリー散乱光によりブリュアン散乱過程が促進されるためであることがわかった[4.15]。この現象のため、ループ構成時の最大変換効率は非ループ構成時より小さくなる。

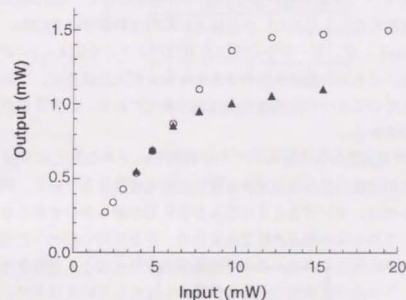


図 4.3.3 ファイバ入出力特性

○：単一方向入力、▲：双方方向入力

以上、ループ構成を用いたファイバ波長変換の偏波無依存性について述べた。なお、偏波無依存性の別の手法としては、Jopson [4.16] により提案された方法がある。これは、波長の異なる2つの直交するポンプ光を用いて複数の四光波混合光を発生させ、そのうちの一波長光を波長変換光とすることにより偏波無依存化しようというものである。本論文の方法と比べると、構成が単純であるという利点がある一方、ポンプ光が2つ必要、余計な四光波混合光が発生する、などの欠点がある。

#### 4.4節 多チャンネル一括変換実験

四光波混合による波長変換を他の波長変換法、例えば半導体レーザ増幅器の利得飽和、半導体レーザの発振抑圧などの方法と比べて特徴的なことは、コヒーレントな変換過程であるという点である。これは、変調形式（強度変調、周波数変調、位相変調など）によらない変換が可能であるとともに、多重された信号光をそのまま一括して変換できることを意味する。コヒーレントな波長変換という意味では、半導体光増幅器の四光波混合を用いたものも同様の特性を有しているが[4.12]-[4.14]、効率の波長差依存性が大きく、多重信号光の一括変換には不向きである。従って、一括波長変換はファイバ内四光波混合ならではの得意技といえる。そこで、ファイバ内四光波混合による3チャンネル一括変換実験を行ったので、この節で紹介する。

一括変換を行うには、偏波無依存動作が必須である。そこで、前節で提案した偏波ビームスプリッタによるループ構成を用いた。図4.3.1の構成に対し、622Mbit/sで変調された3チャンネルのFSK信号光を入力した。多重信号光の周波数間隔は70GHz、ポンプ光との周波数差は約400GHzとした。ループからの出力光スペクトルを図4.4.1に示す。真ん中に見えるのがポンプ光、これより長波長側の3チャンネルが入力信号光、である。これに対し、短波長側に見えている3つの周波数光が波長変換光である。入力多重信号光がそのまま移されているのが分かる。

図4.4.1には、所望の周波数以外の光もいくつか観測されている。これらは、波長変換として想定した以外の周波数の組み合わせから生じた四光波混合光である。例えば、ポンプ光近傍に見えているのは、ポンプ光と2つの入力信号光の組み合わせから生じた非縮退四光波混合光である。これらは非縮退過程であるため、かなり高いレベルで発生している。波長変換光近傍にかすかに見えるのは、この非縮退四光波混合光と入力信号光から生じた四光波混合光である。この光は変換光の周波数位置にも発生しているはずで、変換光に対してクロストーク光として作用する。四光波混合を用いた一括波長変換においては、これら余分に発生する光が、チャンネル数、効率などを制限する要因となる。

次に、信号が正しく変換されていることを確かめるために、発生した波長変換光を光フィルタで抜き出し、誤り率を測定した。結果を図4.4.2に示す。○はもとの信号光の誤り率特性、●は1チャンネル変換時の誤り率特性、△は3チャンネル変換時の誤り率特性である。多少の劣化はあるものの良好な誤り率特性が得られた。ここで見られる劣化は図4.2.3の基本実験の時と同程度であり、特に本構成により生じたものではないと考えられる。この実験結果は、多チャンネル一括変換の実現性を示すだけでなく、前節で提案した偏波無依存化ループ構成の有効性も同時に示すものとなっている。

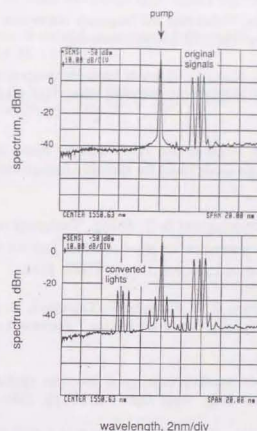


図 4.4.1 3チャンネル一括変換時光スペクトル  
上：入力、下：出力

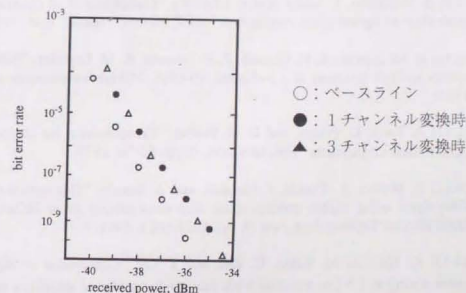


図 4.4.2 3チャンネル一括変換実験における誤り率

#### 参考文献 (第四章)

- [4.1] R. H. Stolen, J. E. Bjorkolm, "Parametric and frequency conversion in optical fibers," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, pp. 1062-1072, 1982. (invited)
- [4.2] K. Washio, K. Inoue, and S. Kishida, "Efficient large-frequency-shifted three-wave mixing in low dispersion wavelength region in single-mode optical fiber," Electron. Lett., vol. 16, pp. 658-660, 1980.
- [4.3] C. Lin, W. A. Reed, A. D. Pearson, and H.-T. Shang, "Phase matching in the minimum-chromatic-dispersion region of single-mode fibers for stimulated four-photon mixing," Opt. Lett., vol. 6, pp. 493-495, 1981.
- [4.4] C. Lin, W. A. Reed, A. D. Pearson, and H.-T. Shang, "Designing single-mode fibers for near-IR (1.1  $\mu\text{m}$  - 1.7  $\mu\text{m}$ ) frequency generation by phase-matched four-wave mixing in the minimum chromatic dispersion region," Electron. Lett., vol. 18, pp. 87-88, 1982.
- [4.5] P. A. Anderkson, N. A. Olsson, J. R. Simpson, T. Tanbun-ek, R. A. Logan, and M. Haner, "16 Gbit/s all-optical demultiplexing using four-wave mixing," Electron. Lett., vol. 27, pp. 922-924, 1991.
- [4.6] R. G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin Scattering," Appl. Opt., vol. 11, pp. 2489-2494, 1972.
- [4.7] 多久島、大越、"誘導ブリュアン散乱発生時における信号光の強度揺らぎについて - 光カオスと自然ブリュアン散乱光雑音の影響 -", 信学技報、OQE91-168、1991.
- [4.8] S. Watanabe and T. Chikama, "Highly efficient conversion and parametric gain of nondegenerate forward four-wave mixing in a single-mode fiber," Electron. Lett., vol. 30, pp. 163-164, 1994.
- [4.9] S. Watanabe, T. Naito, and T. Chikama, "Compensation of chromatic dispersion in a single-mode fiber by optical phase conjugation," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 5, pp. 92-95, 1993.
- [4.10] R. M. Jopson, A. H. Gnauck, P. P. Iannone, R. M. Derosier, "Polarization-independent mid-system spectral inversion in a 2-channel, 10-Gb/s, 560-km transmission system," OFC '94, PD22, 1994.
- [4.11] A. Yariv, D. Fekete, and D. M. Pepper, "Compensation for channel dispersion by nonlinear optical phase conjugation," Opt. Lett., vol. 4, pp. 52-54, 1979.
- [4.12] S. Murata, A. Tomita, J. Shimizu, and A. Suzuki, "THz optical-frequency conversion of 1 Gb/s-signal using highly nondegenerate four-wave mixing in an InGaAsP semiconductor laser," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 3, pp. 1021-1023, 1991.
- [4.13] K. Kikuchi, M. Kakui, C. Zah, and T. Lee, "Observation of highly nondegenerated four-wave mixing in 1.5  $\mu\text{m}$  traveling-wave semiconductor optical amplifiers and estimation of nonlinear gain coefficient," IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, pp. 151-156, 1992.
- [4.14] K. Vahala, J. Zhou, N. Park, "Broad-band wavelength conversion with gain by four-wave

mixing in a semiconductor traveling-wave amplifier," CLEO '94, PD4, 1994.

- [4.15] K. Inoue, "Brillouin threshold in an optical fiber with bidirectional pump lights," Opt. Commun., vol. 120, pp. 34-38, 1995.
- [4.16] R. M. Jopson and R. E. Tench, "Polarization-independent phase conjugation of lightwave signals," Electron. Lett., vol. 29, pp. 2216-2217, 1993.

## 第五章 結論

本論文は、波長多重光ファイバ伝送系における四光波混合について研究したものである。ここで得られた結果及びその意義を以下にまとめる。

### (1) 偏波依存性の解明

光伝送用ファイバのように信号光の伝搬につれて偏波状態がランダムに変化していく系(弱い複屈折媒質がランダムに接続された系)における偏波依存性を解明した。偏波依存性は次のように記述することができる。

$$\hat{E}_{\text{FWM}} = k(\hat{E}_q \cdot \hat{E}_r^*)\hat{E}_p + [\hat{E}_p \cdot \hat{E}_r^*]\hat{E}_q$$

$\hat{E}_p$ ,  $\hat{E}_q$ ,  $\hat{E}_r$ : 入力信号光、 $\hat{E}_{\text{FWM}}$ : 四光波混合光。

- この結果の意義を整理すると、
  - ・パルクを対象とした従来の非線形光学の分野で言われていた事実と異なる結果であり、この分野に新たな知見を加えた、
  - ・四光波混合光は光強度のビート振動による屈折率変動から生じる位相変調側帯波であるという便宜上の解釈を与えることとなり、ファイバ内の四光波混合現象を直観的に見通しよく観ることを可能とした、
  - ・各信号光の偏波がランダムである多重信号伝送系における発生効率が明らかとなった、
  - ・波長変換への応用に際しての偏波無依存化対策の基礎となった、
- などが挙げられる。

### (2) 入力光周波数依存性の解明

高速信号伝送にとって最も重要であるゼロ分散波長域における発生効率の入力光周波数依存性を解明した。

- ・特殊な周波数配置に対しては位相整合条件が満たされ、広い周波数範囲にわたって四光波混合光が発生することを示した。これにより、ゼロ分散波長帯のWDM伝送では四光波混合の影響が深刻であることが明らかとなった。またこの結果は、一方では波長変換への応用へとつながった。
- ・長いファイバの場合、分散の不均一性により理論モデルからのずれが生じることを示した。分散が不均一な系についての考察は本論文が初めてであり、トータルでなく局所的な分散値が効くこと、分散が不均一であると効率が低下することなどを明らかにした。この結果は、後に分散マネジメントによる四光波混合対策へとつながっていく。
- ・長尺ファイバにおける発生効率を実験的に調べ、多重信号光を入力した場合に実際に発生する四光波混合光パワーは、分散揺らぎのため均一理論モデル値より数dB小さいこと

を明らかにした。この結果より、一本の長尺ファイバを用いたWDM伝送系を設計する際には、数dBのマージンを見込むとすると、均一理論モデルを用いるのが妥当であると結論付けられる。

### (3) 光増幅中継系における発生効率の解明

光増幅器により伝搬光のレベルが周期的に変化する系における発生効率を記述する一般解析解を導出した。本論文の内容は、point-to-point伝送システム、波長によりノード処理を行なうシステム、さらには分散の異なるファイバが接続されている系等、あらゆる状況をカバーしている。

このような系を一般的に取り扱ったのは本論文が初めてであり、基本物理特性の理解に寄与する一方、WDM増幅中継系における発生効率の見積もりを可能とした。特に、現実の陸上システムのように分散の異なるファイバがランダムに接続された伝送路を、多数の信号チャンネルが伝送される系の解析に有効である。

### (4) WDM信号劣化メカニズムの解明

WDM伝送系において、四光波混合によって生じる伝送劣化(パワーペナルティ)を記述する表式を導出した。FSK/直接検波方式、FSK/ヘテロダイン検波方式、IM/直接検波方式を考察対象とした。伝送方式によって劣化特性が異なることが示されている。

本研究により、WDM伝送系における四光波混合光の許容クロストークレベルが理論的に明らかとなった。またここで、信号光と四光波混合光とのビート雑音が劣化を引き起こすことを明らかにしており、この結果は、不等チャンネル間隔配置によりビート周波数を信号帯域外とすることで劣化を抑えるという四光波混合対策へとつながっていく。

### (5) 四光波混合により制限されるネットワーク規模の考察

上記結果(発生効率、信号劣化メカニズム)に光増幅器雑音の考察を加味して、WDM伝送系のネットワーク規模(多重数、伝送距離)を記述する表式を導出し、計算例を示した。

### (6) 波長変換への応用

ファイバの四光波混合の積極的な利用法として、波長変換への応用を試みた。ゼロ分散波長域の位相整合特性を利用することにより、CW-LD光を用いても、-20dB程度の変換効率が得られることを示した。

この研究はLD光レベルでのファイバ波長変換のさがけとなるものであり、ここでなされたことが、位相共役波による分散波形歪み補償法、ファイバ内四光波混合による超高速光-光スイッチ、などの研究へとつながっていく。

以上、波長多重光ファイバ伝送系における四光波混合について述べてきた。最後に、本論文の全体的な位置付けについて、個人的な思いもまじえながら述べてみたい。

近年、光通信の将来技術として波長多重(WDM)伝送の研究が盛んに行なわれている。ここ2～3年(1993～1995年)の主要な光通信関係の国際会議のプログラムを見ても、WDM伝送花盛りといった感がある。その基本は、どれだけ高速の信号を、何チャンネル多重して、どこまでとばせるか、という事であるが、この時の一番の敵はファイバ内の四光波混合現象であるといっても過言ではない。伝送実験の中心的課題も四光波混合の克服となっており、不等周波数間隔配置、分散制御、通常分散ファイバ+分散補償、といった対策を用いた実験例が相次いで報告されている。将来的にどのような形になるかは今のところ定かではないが、いずれにしても四光波混合に対する配慮を抜きにしたWDM伝送システムが存在し得ない事は間違いない。

このような流れにおいて、筆者はいち早く四光波混合の重要性に目を付け、その基本特性の解明を行なってきた。本論文中でも述べたように、ファイバ内の四光波混合現象そのものは以前から知られており、いくつかの先駆的な仕事もなされていたが、光ファイバ増幅器出現前は大して影響ないということであり注目されてはいなかった。そこへファイバ増幅器が登場する。この新技術の当時の光通信分野に与えたインパクトはもの凄く、一時非常に多くの研究者がファイバ増幅器に関わった。筆者もその例にもれず、たまたまWDM伝送(当時は光FDM伝送と呼んでいた)を研究するグループに属していたこともあって、多チャンネル一括増幅という課題に取り組んでいた。ある時、ふと思い付いて四光波混合の影響がどの程度かを確かめる実験を増幅器を用いてやってみたところ、いとも簡単に伝送特性が劣化したのに驚いたという「出来事」に出会った。そして、これを契機にこの研究に入り込んでいった次第である。当時の光通信の中心的研究テーマはファイバ増幅器で、四光波混合の重要性はそれほど認識されていなかった。(というか、そこまで手が回っていなかったという方が正しいかもしれない。)その為、ごく基本的な特性以外は未解明の状態であった。そこで、世の中に先駆けてそれらを明らかにしていった。

その一連の研究成果をまとめたのが本論文である。ここで述べてきた研究によりファイバ内四光波混合の基本特性はほぼ解明され、この現象の体系的な理解に寄与する一方、WDM伝送における四光波混合の影響あるいはその対策を考える際の基盤となっている(と自分では思っている)。その意味で、WDM伝送の研究分野において本研究が果たした役割は少なくない、と書き置いて本論文を終えることにする。

本論文は東京大学工学系研究科 菊池和朗教授の御指導のもとに作成されました。お忙しい中御指導戴いた菊池教授に深く感謝いたします。また、文部省宇宙科学研究所 高野忠教授、東京大学工学系研究科 神谷武志教授、東京大学生産技術研究所 荒川泰彦教授、東京大学先端科学技術研究所 保立和夫教授、東京大学工学系研究科 中野義昭助教授には貴重な御意見を戴きました。さらに、東京理科大学 田中俊一教授(東京大学名誉教授)並びに神谷教授には、論文の取りかきりに際してお世話を戴きました。心から感謝します。

本論文は、筆者がNTT伝送システム研究所で行なった研究をまとめたものです。本論文執筆の機会を与えて頂いた摂南大学 石尾秀樹教授(元NTT伝送システム研究所光通信研究部長)に感謝いたします。

本研究は、NTT伝送システム研究所光通信研究部において波長多重伝送技術の研究の一端としてなされました。この間、野須潔グループリーダー(現NTT光ネットワークシステム研究所研究企画部長)にはグループリーダーとして終始ご指導いただきました。また、筆者の直接の上司であった鳥羽弘主幹研究員(現NTT光エレクトロニクス研究所グループリーダー)とは二人三脚体制で研究を進めさせていただきました。基本特性の解明というどちらかと言えば地味な研究に集中できたのも鳥羽主幹研究員の存在があったからこそです。本文の内容のいくつかは鳥羽氏との議論や一緒に行なった実験の中から生まれたものです。深く感謝する次第です。さらに、伝送実験については織田一弘主任研究員の、波長変換実験については長谷川敬研究主任の協力を得ました。その他、光波通信研究グループの皆様には実験装置の使用等いろいろとお世話になりました。また、柴田宜グループリーダーにはファイバ内四光波混合研究の先駆者として有益な議論させていただきました。皆様に心からお礼申し上げます。

本論文に関するもの

- (1) K. Inoue, "Polarization effect on four-wave mixing efficiency in a single-mode fiber," IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, pp. 883-894, 1992. (第二章2.2節関連)
- (2) K. Inoue, "Four-wave mixing in an optical fiber in the zero-dispersion wavelength region," J. Lightwave Technol., vol. 10, pp. 1553-1561, 1992. (第二章2.3節2.3.3関連)
- (3) K. Inoue, "Experimental study on channel crosstalk due to fiber four-wave mixing around the zero-dispersion wavelength," J. Lightwave Technol., vol. 12, pp. 1023-1028, 1994 (第二章2.3節2.3.4関連)
- (4) K. Inoue, "Phase-mismatching characteristic of four-wave mixing in fiber lines with multistage optical amplifiers," Opt. Lett., vol. 17, pp. 801-803, 1992. (第二章2.4節2.4.1関連)
- (5) K. Inoue, "Suppression technique for fiber four-wave mixing using optical multi-/demultiplexers and a delay line," J. Lightwave Technol., vol. 11, pp. 455-461, 1993. (第二章2.4節2.4.2関連、ただし発想は同一であるが本論文用にかなり書き直した)
- (6) K. Inoue, H. Toba, "Fiber four-wave mixing in multi-repeater systems with nonuniform chromatic dispersion," J. Lightwave Technol., vol. 13, pp. 88-93, 1995. (第二章2.4節2.4.3関連)
- (7) K. Inoue, H. Toba, "Error-rate degradation due to fiber four-wave mixing in four-channel FSK direct-detection transmission," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 3, pp. 77-79, 1991. (第三章3.2節関連)
- (8) K. Inoue, H. Toba, K. Oda, "Influence of fiber four-wave mixing on multichannel FSK direct detection transmission systems," J. Lightwave Technol., vol. 10, pp. 350-360, 1992. (第三章3.2節関連)
- (9) K. Inoue, H. Toba, "Theoretical evaluation of error rate degradation due to fiber four-wave mixing in multichannel FSK heterodyne envelope detection transmissions," J. Lightwave Technol., vol. 10, pp. 361-366, 1992. (第三章3.3節関連)
- (10) K. Inoue, K. Nakanishi, K. Oda, H. Toba, "Crosstalk and power penalty due to fiber four-wave mixing in multichannel transmission," J. Lightwave Technol., vol. 12, pp. 1423-1439, 1994. (第三章3.4節関連)
- (11) K. Inoue, "A simple expression for optical FDM network scale considering fiber four-wave mixing and optical amplifier noise," J. Lightwave Technol., vol. 13, pp. 856-861, 1995. (第三章3.5節関連)
- (12) K. Inoue, "Suppression of fiber four-wave mixing in multichannel transmissions using birefringent elements," IEICE Trans. Commun., vol. E76-B, pp. 1219-1221, 1993. (第三章3.6節関連)

- (13) K. Inoue, "Reduction of fiber four-wave mixing influence using frequency modulation in multichannel IM/DD transmission," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, pp. 1301-1304, 1992. (第三章3.6節関連)
- (14) K. Inoue, H. Toba, "Wavelength conversion experiment using fiber four-wave mixing," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, pp. 69-72, 1992. (第四章4.2節4.2.1関連)
- (15) K. Inoue, T. Hasegawa, H. Toba, "Influence of stimulated Brillouin scattering and optimum length in fiber four-wave mixing wavelength conversion," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 7, pp. 327-329, 1995. (第四章4.2節4.2.2関連)
- (16) K. Inoue, "Arrangement of fiber pieces for a wide wavelength conversion range using fiber four-wave mixing," Opt. Lett., vol. 19, pp. 1189-1191, 1994. (第四章4.2節4.2.3関連)
- (17) T. Hasegawa, K. Inoue, K. Oda, "Polarization independent frequency conversion by fiber four-wave mixing with a polarization diversity technique," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 5, pp. 947-949, 1993. (第四章4.3節関連)
- (18) K. Inoue, T. Hasegawa, K. Oda, H. Toba, "Multichannel frequency conversion experiment using fiber four-wave mixing," Electron. Lett., vol. 29, pp. 1708-1709, 1993. (第四章4.4節関連)

本論文には直接登場しないファイバ内四光波混合関連論文

- (19) K. Inoue, N. Shibata, "Theoretical evaluation of intermodulation distortion due to four-wave mixing in optical fibers for coherent phase-shift-keying-frequency-division-multiplexing transmission," Opt. Lett., vol. 14, pp. 584-586, 1989.
- (20) K. Inoue, "Arrangement of orthogonal polarized signals for suppressing fiber four-wave mixing in optical multichannel transmission systems," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 3, pp. 560-562, 1991.
- (21) K. Inoue, "Fiber four-wave mixing suppression using two incoherent polarized lights," J. Lightwave Technol., vol. 11, pp. 2116-2122, 1993.
- (22) K. Inoue, "Polarization independent wavelength conversion using fiber four-wave mixing with two orthogonal pump lights having different frequencies," J. Lightwave Technol., vol. 12, pp. 1916-1920, 1994.
- (23) K. Inoue, "Tunable and selective wavelength conversion using fiber four-wave mixing with two pump lights," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 6, pp. 1451-1453, 1994.
- (24) H. Takahashi, K. Inoue, "Cancellation of four-wave mixing by use of phase shift in a dispersive fiber inserted into a zero-dispersion transmission line," Opt. Lett., vol. 20, pp. 860-862, 1995.
- (25) K. Inoue, "Influence of fiber four-wave mixing in multichannel return-to-zero (RZ) signal transmissions," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 8, pp. 293-295, 1996.

その他の発表論文

#### 光フィルタ/光FDMシステム関連

(26) K. Inoue, H. Toba, K. Nosu, "Tunable optical multi/demultiplexer for optical FDM transmission system," *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 387-389, 1985.

(27) H. Toba, K. Inoue, K. Nosu, "450 Mbit/s optical frequency-division-multiplexing transmission with an 11 GHz channel spacing," *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 656-657, 1985.

(28) H. Toba, K. Inoue, K. Nosu, "A conceptional design on frequency-division-multiplexing distribution systems with optical tunable filters," *IEEE J. Selected Areas in Commun.*, vol. SAC-4, pp. 1458-1467, 1986.

(29) K. Inoue, N. Takato, H. Toba, M. Kawachi, "A four-channel optical waveguide multi/demultiplexer for 5-GHz spaced optical FDM transmission," *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, pp. 339-345, 1988.

(30) H. Toba, K. Inoue, K. Nosu, G. Motosugi, "A multi-channel laser diode frequency stabilizer for narrowly spaced optical frequency-division-multiplexing transmission," *J. Opt. Commun.*, vol. 9, pp. 3-7, 1988.

(31) Y. Tachikawa, Y. Inoue, M. Kawachi, H. Takahashi, K. Inoue, "Arrayed-waveguide grating add-drop multiplexer with loop-back optical paths," *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 2133-2134, 1993.

(32) K. Nosu, H. Toba, K. Inoue, K. Oda, "100 channel optical FDM technology and its applications to optical FDM channel-based networks," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 764-776, 1993.

(33) H. Toba, K. Oda, K. Inoue, T. Kitoh, K. Nosu, "An optical FDM based self-healing ring network employing arrayed-waveguide ADM filter and EDFAs with level equalizers," submitted to *J. Lightwave Technol.*

#### 半導体光増幅器関連

(34) K. Inoue, T. Mukai, T. Saitoh, "Gain saturation dependence on signal wavelength in a traveling-wave semiconductor laser amplifier," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 328-329, 1987.

(35) T. Mukai, K. Inoue, T. Saitoh, "Signal gain saturation in two-channel common amplification using a 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP traveling-wave laser amplifier," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 396-397, 1987.

(36) T. Mukai, K. Inoue, T. Saitoh, "Homogeneous gain saturation in 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP traveling-wave semiconductor laser amplifiers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, pp. 381-383, 1987.

(37) K. Inoue, T. Mukai, T. Saitoh, "Nearly degenerate four-wave mixing in a traveling-wave semiconductor laser amplifier," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, pp. 1051-1053, 1987.

(38) K. Inoue, "Observation of crosstalk due to four-wave mixing in a laser amplifier for FDM transmission," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 1293-1295, 1987.

(39) K. Inoue, "Crosstalk and power penalty in multichannel transmission due to gain saturation in a

semiconductor laser amplifier," *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 1118-1124, 1989.

(40) K. Inoue, "Optical frequency exchange utilizing LD amplifiers and Mach-Zehnder filters," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 630-631, 1989.

(41) M. Yoshino, K. Inoue, "Improvement in saturation output power in a semiconductor laser amplifier through pumping light injection," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 58-59, 1996.

(42) K. Inoue, "Suppression of signal fluctuation induced by crosstalk light in a gain saturated laser diode amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 458-460, 1996.

(43) K. Inoue, M. Yoshino, "Gain dynamics of a saturated semiconductor laser amplifier with 1.47- $\mu\text{m}$  LD pumping," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 506-508, 1996.

#### ファイバ光増幅器関連

(44) K. Inoue, H. Toba, N. Shibata, K. Iwatsuki, A. Takada, M. Shimizu, "Mutual signal gain saturation in  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber amplifier around 1.54  $\mu\text{m}$  wavelength," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 594-595, 1989.

(45) H. Toba, K. Inoue, N. Shibata, K. Nosu, K. Iwatsuki, N. Takato, M. Shimizu, "16-channel optical FDM distribution/transmission experiment utilizing  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber amplifier," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 885-886, 1989.

(46) K. Inoue, H. Toba, K. Nosu, "Multichannel amplification utilizing an  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber amplifier," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 368-374, 1991.

(47) K. Inoue, T. Kominato, H. Toba, "Tunable gain equalization using a Mach-Zehnder optical filter in multistage fiber amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 718-720, 1991.

(48) H. Toba, K. Nakanishi, K. Oda, K. Inoue, T. Kominato, "A 100-channel optical FDM six-stage in-line amplifier system employing tunable gain equalizers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 248-251, 1993.

#### 半導体波長変換関連

(49) K. Inoue, "High-speed all-optical gate switching experiment in a Fabry-Perot semiconductor laser amplifier," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 921-922, 1987.

(50) K. Inoue, N. Takato, "Wavelength conversion for FM light using light injection induced frequency shift in DFB-LD," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 1360-1361, 1989.

(51) K. Inoue, "Wavelength conversion for frequency-modulated light using optical modulation to oscillation frequency of a DFB laser diode," *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, pp. 906-911, 1990.

(52) K. Inoue, "Wavelength conversion with self wavelength selection using Mach-Zehnder filter and DFB-LD," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 1707-1708, 1989.

(53) K. Inoue, H. Takahashi, S. Suzuki, K. Oda, "Wavelength conversion using a light injected

DFB-LD and a Mach-Zehnder filter with a ring-resonator," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 7, pp. 998-1000, 1995.

(54) K. Inoue, M. Yoshino, F. Kano, "Polarization insensitive wavelength conversion using a light injected DFB-LD with a loop configuration," Electron. Lett., vol. 30, pp. 435-436, 1994.

(55) M. Yoshino, K. Inoue, "Chirp reduction in wavelength conversion using a laser diode by injection locking," Electron. Lett., vol. 30, pp. 1956-1957, 1994.

(56) K. Inoue, K. Oda, "Noise reduction in wavelength conversion using a light injected laser diode," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 7, pp. 500-501, 1995.

(57) K. Inoue, "Dependence of frequency chirping on bias current in LD wavelength conversion," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 8, no. 6, 1996.

(58) K. Inoue, "Optical filtering to reduce chirping influence in LD wavelength conversion," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 8, no. 6, 1996.

(59) K. Inoue, "Dependence of chirping influence on probe input power in wavelength conversion based on cross-gain saturation in a semiconductor optical amplifier," Electron. Lett., vol. 32, pp. 584-585, 1996.

(60) K. Inoue, "Noise transfer characteristics in wavelength conversion based on cross-gain saturation in a semiconductor optical amplifier," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 8, no. 7, 1996.

#### 光双安定関連

(61) H. Kawaguchi, K. Inoue, T. Matsuoka, K. Otsuka, "Bistable output characteristics in semiconductor laser injection locking," J. Quantum Electron., vol. QE-21, pp. 1314-1316, 1985.

(62) H. Kawaguchi, H. Tani, K. Inoue, "Optical bistability using a Fabry-Perot semiconductor-laser amplifier with two holding beams," Opt. Lett., vol. 12, pp. 513-515, 1987.

(63) K. Inoue, "All-optical flip-flop operation in an optical bistable device using two lights of different frequencies," Opt. Lett., vol. 12, pp. 918-920, 1987.

(64) K. Inoue, K. Oe, "Optically triggered off-switching in a bistable laser diode using a two-electrode DFB-LD," Electron. Lett., vol. 24, pp. 512-513, 1988.

(65) K. Inoue, M. Yoshino, "Bistability and waveform reshaping in a DFB-LD with side-mode light injection," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 7, pp. 161-163, 1995.

#### その他

(66) K. Inoue, "Brillouin threshold in an optical fiber with bidirectional pump lights," Opt. Commun., vol. 120, pp. 34-38, 1995.

(67) K. Inoue, "Blue frequency shift due to external light injection in a distributed-feedback laser diode," Appl. Phys. Lett., vol. 67, pp. 1518-1520, 1995.

#### 著作

(1) Optical Amplifiers and Their Applications (chap. 3): John Wiley & Sons.

(2) Coherent Lightwave Communications Technology (chap. 6, 6.2): Chapman & Hall.

#### 招待講演

(1) K. Inoue, "Four photon mixing," LEOS Summer Topical Meeting on Impact of Fiber Nonlinearities on Lightwave Systems, T1.1, 1993.

(2) K. Inoue, T. Hasegawa, "Wavelength conversion utilizing fiber four-wave mixing," OSA Annual Meeting, 1994.

