

電子科学研究科

GD

0

98

R

静岡大学附属図書館

0002515906

静岡大学博士論文

超高速光サンプリング技術とその応用に関する研究



静岡大学
図書館

2000年11月

太田 裕之

目次

第 1 章 序論	-----	1
参考文献		5
第 2 章 光サンプリングの原理	-----	7
2.1 序言		7
2.2 光サンプリングの原理		8
2.3 結言		11
参考文献		12
第 3 章 非線形光学結晶による和周波光発生	-----	13
3.1 序言		13
3.2 非線形分極		13
3.3 和周波光発生		20
3.4 KTP における位相整合		23
3.5 PPLN における位相整合		34
3.6 結言		38
参考文献		40
第 4 章 超短パルス光の発生	-----	41
4.1 序言		41
4.2 利得スイッチング法による光パルスの発生		43
4.3 タイミングジッタの抑圧		47
4.4 光パルス圧縮		56
4.5 結言		64
参考文献		65

第 5 章	光サンプリングシステムの構成	-----	69
5.1	序言		69
5.2	光サンプリングシステムの構成		69
5.3	実験結果		70
5.4	結言		81
	参考文献		82
第 6 章	PPLN を用いた光サンプリングシステム	-----	83
6.1	序言		83
6.2	PPLN を用いた光サンプリングシステムの構成		83
6.3	実験結果		84
6.4	結言		88
	参考文献		89
第 7 章	第二高調波光の発生	-----	90
7.1	序言		90
7.2	第二高調波光の発生		90
7.3	実験結果		93
7.4	結言		98
	参考文献		100
第 8 章	結論	-----	101
謝辞		-----	105
研究業績目録		-----	106

第1章 序論

今日のインターネットの普及により、種々の情報が容易に得られるようになっている。さらに、携帯電話の爆発的な普及および携帯電話とインターネットのリンクにより、情報処理、伝送の高速化、大容量化のニーズがますます高まってきている。また、これから始まる次世代の携帯電話網 IMT-2000 により、さらなるニーズの高まりが予想される。現在、基幹系の伝送は 2.5Gb/s あるいは 10Gb/s の光信号をいくつかの波長を用いて大容量化する、波長多重 (WDM: Wavelength-Division Multiplexing) 伝送が主流となってきた。WDM 伝送の場合、それまでの伝送装置を拡張することによって容易に伝送容量を拡大することができる、という特徴がある。1550nm 帯における光通信に用いられる波長帯域は、C バンド (1530nm～1570nm) と L バンド (1570nm～1610nm) とに分けられる。この波長帯域は光伝送に用いられる光増幅器の帯域幅によって主に制限されている。一本の光ファイバで超大容量の情報を伝送するためには、10Gb/s の光信号をこの波長帯域の中に高密度に波長多重することが重要である。しかしながら、10Gb/s の光信号には占有波長帯域幅があるため、あまりにも近接しすぎると各波長間で符号間干渉が発生し、エラーフリーの伝送を得ることができない。従って 10Gb/s の伝送の場合、ITU-T の勧告では各波長間隔は 100GHz スペース (0.8nm) に制限されている⁽¹⁾。単純計算では、1550nm 帯の波長帯域を全て使っても 100 波多重が限界となり、トータルの伝送容量は 1Tb/s が限界となる。さらに、伝送装置全体を考えた場合、100 波それぞれに中継器、送受信装置が必要となり、伝送コストの増大も懸念される。

次世代の伝送網においては、低コストで超大容量の伝送網が望まれている。そのために、40Gb/s の光信号を用いた WDM 伝送が最近注目を集めており、近いうちに実用化を迎えようとしている。これは 10Gb/s 電気信号をベースとし、電氣的に時間多重 (ETDM: Electrical Time-Division Multiplexing) を行い、四多重することによって 40Gb/s の電気信号を発生させ、これを光変調器等で光信号に変換して 40Gb/s で光伝送を行うものである。ここで WDM によって波長多重を行う際、各信号の波長間隔は 10Gb/s 伝送の場合の二倍の 200GHz スペース (1.6nm) で波長多重することができる^{(2),(3)}。伝送スピードが四倍であるにも関わらず波長間隔は二倍に押さえることができるため、40Gb/s 伝送の場合、一本の光ファイバで伝送できる容量は 10Gb/s 伝送に比べて二倍の 2Tb/s の伝送容量を得ることができる。また、多重波

数は50波と10Gb/s伝送に比べて四分の一の波数になるため、中継器、送受信装置の規模も小さくなることが期待できる。40Gb/s伝送が普及期になり伝送用製品の量、種類も増えた頃には製品コストも低下していることが予想され、10Gb/s伝送に比べて伝送コストの低減も期待できる。

さらに、その先の次々世代の伝送網としてはさらなる高速伝送が予想される。一般常識的には電気信号で処理できる信号スピードは40Gb/sが限界といわれているが、80Gb/sまで電気信号で処理しようという動きもある。しかしながら80Gb/sのETDMはかなりの困難が予想され、現在の時点では100Gb/s以上に対応できるとは考えられない。そこで現在考えられている手法がOTDM(Optical Time-Division Multiplexing)である。これは10Gb/sあるいは40Gb/sのRZ(Return-to-Zero)信号を光学的に多重化して超高速の光信号を得る手法である。光信号はキャリア成分としては1550nmであれば193THzの光周波数を持つため、光の広帯域性によって100Gb/s以上の光信号の発生が可能であり、160Gb/s⁽⁴⁾や640Gb/sでの光伝送⁽⁵⁾の報告もある。さらに、160Gb/sの光信号を19波長多重してトータルで3Tb/sの伝送実験⁽⁶⁾も報告されている。図1.1にTDM伝送、WDM伝送の最近の研究成果を示す。将来的には、OTDMというブレークスルーが必要ではあるが、伝送容量の大容量化を実現するためには

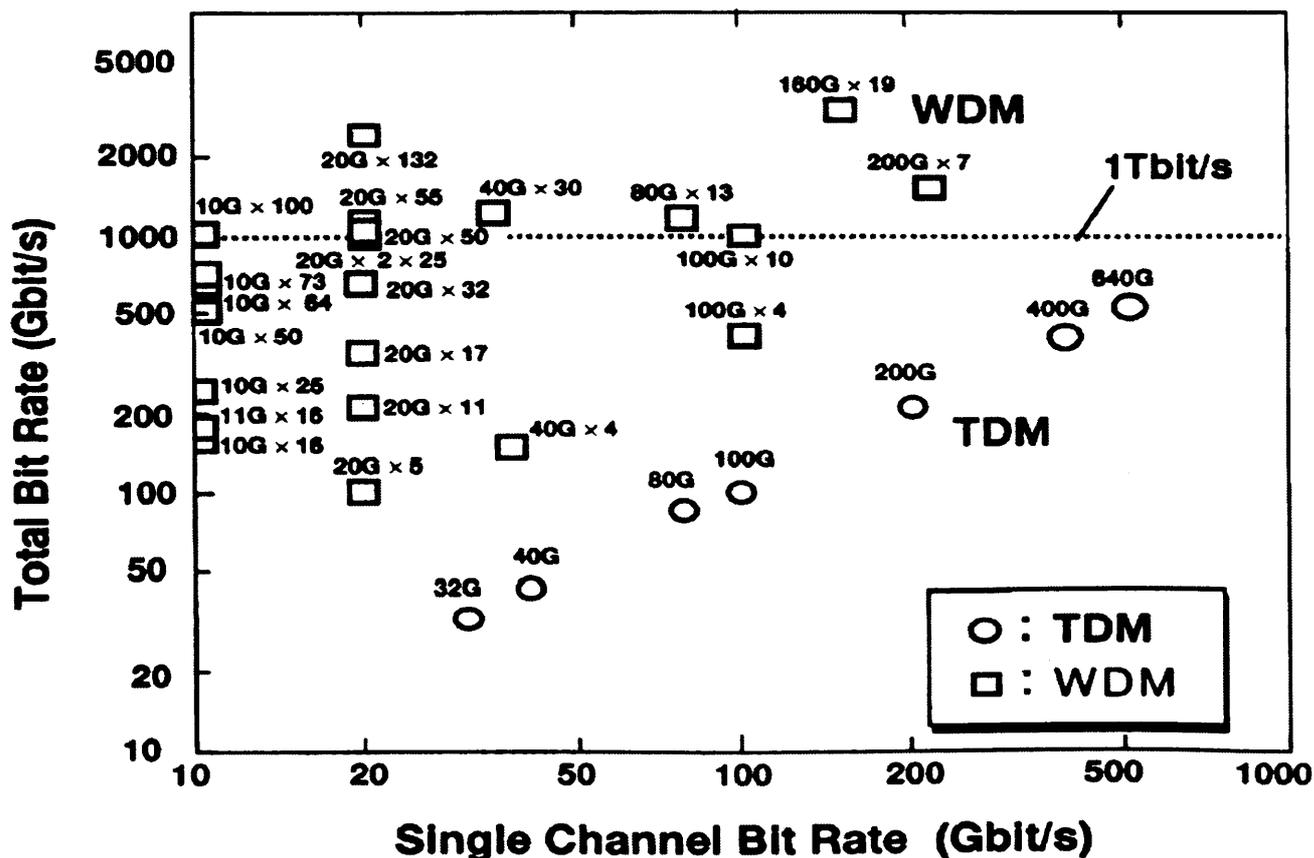


図1.1 TDM、WDM伝送の最近の研究成果(出展:OECC2000, S. Kawanishi⁽⁷⁾)

100Gb/s 以上の光伝送が予想され、WDM との併用によって超大容量、低コストの伝送網が予想される。

これらの伝送品質評価手法の一つとして、光アイ波形の観測がある。そのために、高確度の光信号波形観測装置が必要である。現在、主に用いられている評価方法としては、高速の受光器によって光信号を電気信号に変換し、その電気信号を高速電気サンプリングオシロスコープによって波形観測する手法である。現在市販されている高速受光器としては周波数帯域が 100GHz 程度のもの⁽⁸⁾もあるが、高速電気サンプリングオシロスコープは 50GHz までであるので、その観測周波数帯域は 50GHz に制限される。現在主流として用いられている信号波形は NRZ (Non Return-to-Zero) 信号であるので、40Gb/s の NRZ 信号の周波数帯域は 30GHz 以上である。観測装置としては、信号波形を正確に評価するために信号周波数帯域の二倍以上の周波数帯域が必要であり、40Gb/s の NRZ 信号波形を評価するためには 60GHz 以上の観測周波数帯域が必要である。従って、現状の観測手法では 40Gb/s の光信号波形を正確に評価することができない。RZ 信号であればさらに高い 80GHz 以上の観測周波数帯域が必要とされている。100Gb/s 以上の信号波形においては、電氣的な処理を施しては観測不可能な領域である。そのため、将来の超高速光伝送のために光アイ波形観測が可能な波形観測装置の実現が望まれている。

これらの要求に応えるべく、光サンプリングの研究が行われている⁽⁹⁾⁽¹⁴⁾。光サンプリングとは、光信号を光パルスでサンプリングする技術であり、全光処理を行うために超高速性が期待できる。しかしながら光サンプリングシステムは一般的に測定感度があまり高くない。そのために平均化処理が必要となり、これまでは光アイ波形を観測することが困難であった。平均化された波形では波形品質の評価に重要な測定項目のいくつかが失われてしまうので、光アイ波形の観測が望まれていた。1996 年に筆者らによって初めて光サンプリングによる光アイ波形の観測が可能となり⁽¹⁵⁾、2000 年には 200Gb/s 光信号のアイ波形観測も報告されている⁽¹⁶⁾。

本研究の目的は、次世代の計測器としての光サンプリング技術を提供することを目的としている。160Gb/s 以上の超高速光信号波形の光アイ波形観測をターゲットとし、計測器として耐え得るような安定的な構成、また測定感度は実用的なレベルとして 10mW 以下の被測定信号光ピークパワーで光アイ波形が観測できることを目標とした。本論文では、160Gb/s 以上の超高速光信号波形の光アイ波形観測が可能な光サンプリング技術に関する筆者が

行った研究について述べる。

本論文の構成は、第2章では光サンプリングの原理について述べ、第3章で、光サンプリング素子として用いた非線形光学結晶の諸特性について解析を行う。

第4章では、光サンプリングに用いられる超短パルス光の発生方法、タイミングジッタ、パルス圧縮方法について述べる。

第5章では、光サンプリングシステムの構成、実験結果および諸特性について述べ、200Gb/s 光信号の波形観測結果を示す。

第6章では、第5章で述べた光サンプリングシステムを高感度化するために非線形光学結晶として PPLN (periodically-polled Lithium Niobate) を用いた結果について述べる。

第7章では、第3章に述べた超短光パルスと PPLN とによる光パルスの応用として、SHG を用いた短波長帯の超短パルス光発生について述べる。

第8章では、第2章から第7章までの内容のまとめと今後の課題について述べる。

参考文献

- (1) N. Shimojoh, T. Naito, T. Tanaka, H. Nakamoto, T. Ueki, and M. Suyama, '640 Gbit/s (64 x 10 Gbit/s) WDM transmission over 10,127 km using L-band EDFAs', *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 155-156, 2000.
- (2) O. Leclerc, P. Brindel, D. Rouvillain, B. Dany, E. Pincemin, E. Desurvire, C. Duchet, A. Shen, F. Blache, F. Devaux, A. Coquelin, M. Goix, S. Bouchoule, and P. Nouchi, 'Dense WDM (0.27 bit/s/Hz) 4 x 40 Gbit/s dispersion-managed transmission over 10000km with in-line optical regeneration by channel pairs', *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 337-338, 2000.
- (3) Y. Miyamoto, K. Yonenaga, S. Kuwahara, M. Tomizawa, A. Hirano, H. Toba, K. Murata, Y. Tada, Y. Umeda, and H. Miyazawa, '1.2 Tbit/s (30 x 42.7 Gbit/s ETDM channel) WDM transmission over 3 x 125 km with forward error correction', *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 812-813, 2000.
- (4) A. D. Ellis, R.J. Manning, I. D. Phillips, and D. Nesses, '1.6 ps pulse generation at 40 GHz in phase-locked ring laser incorporating highly nonlinear fibre for application to 160 Gbit/s OTDM networks', *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 645-646, 1999.
- (5) M. Nakazawa, E. Yoshida, T. Yamamoto, E. Yamada, and A. Sahara, 'TDM single channel 640 Gbit/s transmission experiment over 60 km using a 400 fs pulse train and a walk-off free, dispersion-flattened nonlinear optical loop mirror', *Conference on Optical Fiber Communication*, PD-14, 1998.
- (6) S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake, and K. Mori, '3 Tbit/s (160 Gbit/s x 19 channel) optical TDM and WDM transmission experiment', *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 826-827, 1999.
- (7) S. Kawanishi, 'High bit rate transmission over 1 Tbit/s', *5th Optoelectronics and Communications Conference*, 13A-2, 2000.
- (8) K. Kato, A. Kozen, Y. Muramoto, Y. Itaya, T. Nagatsuma, and M. Yaita, '110-GHz, 50%-efficiency mushroom-mesa waveguide p-i-n photodiode for a 1.55- μ m wavelength', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 719-721, 1994.

- (9) T. Kanada and D. L. Franzen, 'Optical waveform measurement by optical sampling with a mode-locked laser diode', *Opt. Lett.*, vol. 11, pp. 4-6, 1986.
- (10) H. Takara, S. Kawanishi, A. Yokoo, S. Tomaru, T. Kitoh, and M. Saruwatari, '100 Gbit/s optical signal eye diagram measurement with optical sampling using organic nonlinear optical crystal', *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 2256-2258, 1996.
- (11) H. Ohta, S. Nogiwa, N. Oda, and H. Chiba, 'Highly sensitive optical sampling system using timing-jitter-reduced gain-switched optical pulse', *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 2142-2143, 1997.
- (12) K. -L. Deng, R. J. Runser, I. Glesk, and P. R. Prucnal, 'Single-shot optical sampling oscilloscope for ultrafast optical waveform', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 397-399, 1998.
- (13) K. Kikuchi, F. Futami, and K. Katoh, 'Highly sensitive and compact crosscorrelator for measurement of picosecond pulse transmission characteristics at 1550 nm using two-photon absorption in Si avalanche photodiode', *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 2161-2162, 1998.
- (14) S. Diez, R. Ludwig, C. Schmidt, U. Feiste, and H. G. Weber, '160-Gb/s optical sampling by gain-transparent four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1402-1404, 1999.
- (15) 市川昭夫、太田裕之、沖十九康、'光サンプリングによる光アイパターンの測定'、電子情報通信学会 1996年総合大会、B-1123.
- (16) H. Ohta, S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, and Y. Endo, 'Measurement of 200 Gbit/s optical eye diagram by optical sampling with gain-switched optical pulse', *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 737-738, 2000.

第2章 光サンプリングの原理

2.1 序言

将来の高度情報化社会に向け、光基幹伝送系の大容量化、高速化が必要である。この伝送系の評価手法の一つとして伝送光波形、アイ波形の観測がある。アイ波形を観測することによって、光信号のQ値、タイミングジッタ、ビット間アイソレーション、光パルスを変調する光変調器の変調バイアス等、様々な情報を得ることができ、光信号の質を評価、推定することができる。

高速光信号波形の観測手法として、第1章で述べた様な高速受光器＋電気サンプリングオシロスコープによる手法の他に、主にストリークカメラによる観測⁽¹⁾、EO サンプリングによる観測⁽²⁾、相関法による観測⁽³⁾がある。各種観測手法について、表2.1に特徴をまとめた。

ストリークカメラによる観測手法は、実時間測定法の中で最も時間分解能が高いが、制御用電子回路の制約によって時間分解能は2ps に制限されている。ストリークカメラは二つの種類に分類することができる。シンクロスキャンストリークカメラは高繰り返し積算が可能であり、高い信号対雑音比(S/N)が得られるが、繰り返し光パルスにしか対応できず、時間分解能は5ps 程度である。超高速ストリークカメラは単掃引であるため光信号のビットパターン列の観測が可能ではあり、2ps の時間分解能を持つが、トリガージッタが50ps 程度ある⁽⁴⁾ため、光アイ波形の観測は困難である。

表2.1 光波形観測手法

観測手段	種類	時間分解能	問題点
高速受光器＋電気サンプリングオシロ		9ps	50GHz に制限。PD の電氣的反射によるリングング。
ストリークカメラ	シンクロスキャンストリークカメラ	5ps	繰り返し光パルスのみ。
	超高速ストリークカメラ	2ps	ビットパターン列。50ps のトリガージッタ。
E/O サンプリング		4ps	PD の帯域で制限。電氣的反射によるリングング。
自己相関法		10fs 以下	左右非対称性が得られない。アイ波形も見られない。
相互相関法	光サンプリング	10fs 以下	サンプリングパルス幅で制限。

E/O サンプリングは本来は高速電気信号を観測するための手法であるが、100GHz 以上の受光器で光信号を電気信号に変換し、その電気信号を E/O サンプリングを用いて波形観測することによって高速光信号波形の観測が可能となる。しかしながら、この手法は受光器の周波数帯域に制限されることと、電気的な反射により、観測光波形にリングングが見られ、またあまり高い S/N が得られないという問題点がある。

相関法による観測手法としては、自己相関法と相互相関法がある。自己相関法は二次の非線形光学効果による第二高調波光発生 (SHG: Second Harmonic Generation) を利用しており、10fs 以下の高い時間応答特性を持つ。サブピコ秒以下の光パルスのパルス幅測定には古くから用いられており、現在でも主流である。この手法は、光パルスを二分岐して片方に遅延時間差 τ を与えて非線形光学結晶内で SHG を発生させ、 τ の関数として SH 光を測定するものである。SH 光は背景光を除くと次のように表される。

$$I_{SH}(\tau) \propto \int I(t)I(t-\tau)dt = G(\tau) \quad (2.1)$$

ただし、 $I(t) = E(t)E^*(t)$ は光強度である。時間軸 t が位置の変化に対応する τ に置き換えられることによって自己相関関数 $G(t)$ が得られ、光パルス幅が求められる。ここで問題点として、自己相関の場合光パルス波形の仮定が必要になる。またパルス波形の左右非対称性が求められず、光アイ波形の測定もできない。光パルスのタイミングジッタの測定もできない。

一方、相互相関法は被測定信号光と、被測定信号光よりパルス幅の狭い別の光パルスとで相関を取る手法である。本論文では、この相互相関法を利用して光サンプリングを行っている。次節では、光サンプリングの原理について述べる。

2.2 光サンプリングの原理

光サンプリングでは、非線形光学結晶による和周波光発生 (SFG: Sum-frequency generation) を利用している。非線形光学結晶では、二つの異なる光周波数 (光速/波長) の光が入射されると、二つの光周波数の和となる光周波数を持ち、二つの光の強度の積に比例した光強度の新たな光 (和周波光) が発生する。例えば、波長 1534nm と 1550nm の光を入力すると、波長 771nm の和周波光が発生する。この作用を用いて光サンプリングを行う。原理図を図 2.1 に示す。繰り返し周波数 f_{sig} を持った被測定信号光と、 f_{sig} に同期しなおかつ f_{sig} の n 分の 1 の繰り返し周波数より Δf だけ小さくした繰り返し周波数 f_{sam} を持つサンプリング

光とを非線形光学結晶に入射する。 f_{sig} と f_{sam} の関係は次式で表される。

$$f_{sam} = \frac{f_{sig}}{n} - \Delta f \quad (2.2)$$

ただし、 n は整数である。非線形光学結晶内ではSFGによって和周波光が発生する。この和周波光は被測定信号光とサンプリング光とが時間的に重なっているときのみ発生する。すなわち、被測定信号光をサンプリング光で打ち抜いた上で和周波光に波長変換したことになる。この作用は被測定信号光のデータ列に対し、 n 個に一回行われる。また、 f_{sam} は f_{sig} の n 分の1に対して Δf だけ周波数差を与えてあるので、自動的にこの打ち抜きが掃引されていくことになる。このときの打ち抜きの相対時間差 ΔT は

$$\Delta T = \frac{n^2 \Delta f}{f_{sig}^2} \quad (2.3)$$

である。この結果、高速光信号である被測定信号光は和周波光によって時間軸を $f_{sig}/(n\Delta f)$ 倍に拡大した波形になる。このサンプリング光の繰り返し周波数は充分低速でよいので、和周波光のピークパワーを受光器、A/D変換器で検出し、データ処理を行うことによって被測定信号光の光アイ波形を表示することが可能となる。このときのサンプリング時間分解能は、SFGの応答速度が10fs以下と非常に高速であるため、主にサンプリングパルス幅が支配的となる。従って、サンプリング光のパルス幅として十分に狭いものを用いれば、100Gb/s以上の信号光に対応した高速の光波形観測が可能である。

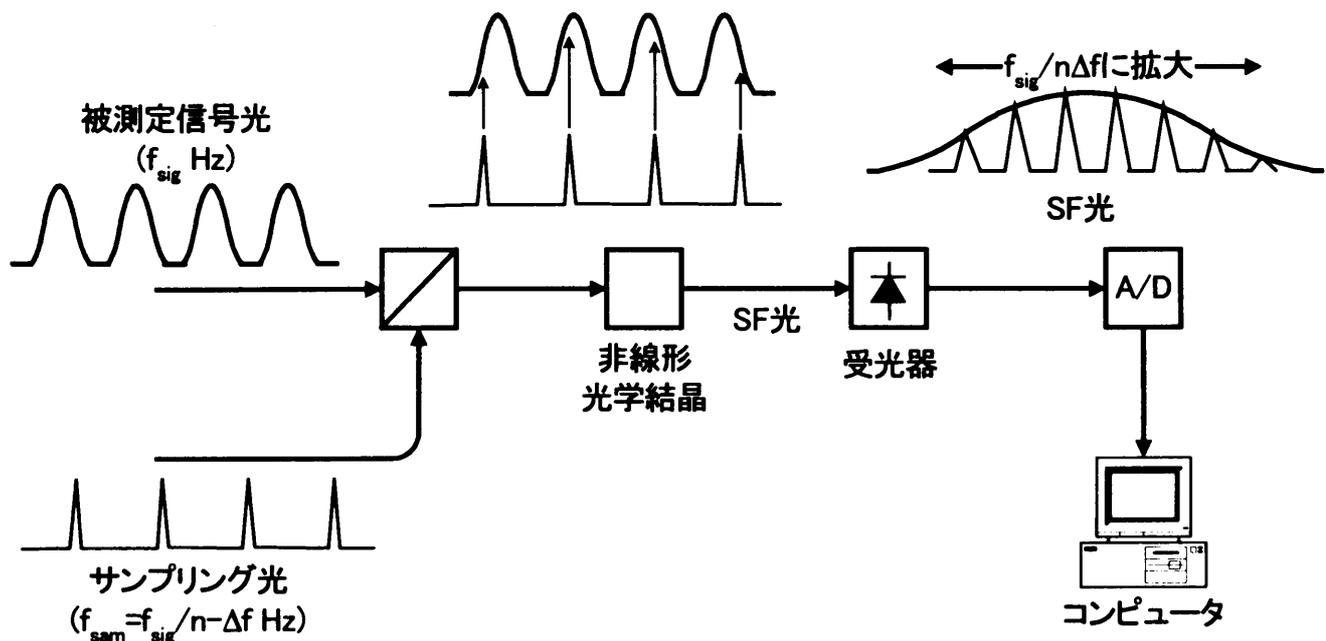


図2.1 光サンプリングの原理図

また、非線形光学結晶を用いた光サンプリング法のメリットのひとつとして、被測定信号光とサンプリング光は独立であるため、ハイパワーのサンプリング光を用意すれば低い被測定信号光パワーでも十分な和周波光の発生が可能なことであり、高感度な光サンプリングシステムが実現できる。さらに、半導体光増幅器による四光波混合や光受光器による二光子吸収等を用いた光サンプリング⁽⁵⁾⁽⁷⁾などに比べ、受動部品であるために ASE などのノイズを発生しないのでダイナミックレンジが広い点、応答特性が線形である点、時間応答特性が非常に高速である点などから、光サンプリングシステムには最適な手法と考えられる。しかしながら、SFG 変換効率は決して高いとは言えず、また和周波光を発生させるためには被測定信号光、サンプリング光と和周波光との位相整合を取らなければならないという問題点もある。さらにはサンプリング光のタイミングジッタも重要であり、このタイミングジッタが大きいとシステムジッタとして観測波形に現れてしまう。そのため、光サンプリングシステムを構成するためには、SFG 変換効率の高い非線形光学結晶と、高出力、低タイミングジッタ、狭パルス幅のサンプリング光が重要なキーアイテムとなる。さらに、サンプリング光の繰り返し周波数は被測定信号光と同期を取る必要があり、またサンプリングの掃引ステップを可変する必要があるため、繰り返し周波数の瞬時可変性が求められる。

次節では、光サンプリングに用いられる非線形光学結晶の和周波光の発生、位相整合について解析を行う。

2.3 結言

高速光信号波形観測するためのいくつかの手法として高速受光器+電気サンプリングオシロスコープによる観測、ストリークカメラによる観測、EO サンプリングによる観測、相関法による観測があることを述べ、それぞれの手法の違い、特徴について述べた。その中で、非線形光学結晶を用いた相互相関法である光サンプリング法が最適な手法であることを示した。さらに、光サンプリング法の原理について述べ、被測定信号光とサンプリング光の繰り返し周波数の関係、サンプリング掃引の相対時間との関係を明らかにした。

非線形光学結晶を用いた光サンプリングの特徴として、ダイナミックレンジが広い、応答特性が線形である、時間応答特性が非常に高速である、高出力のサンプリングパルス光を用いれば観測感度が向上することを述べた。また、時間分解能は主にサンプリング光のパルス幅に支配されていることも述べた。しかしながら、非線形光学結晶の位相整合、サンプリング光のタイミングジッタがシステムジッタとして影響する問題点もあるため、変換効率の高い非線形光学結晶の検討、高出力、低タイミングジッタ、狭パルス幅のサンプリング光の検討が重要であることを明らかにした。さらに、サンプリング光の繰り返し周波数は被測定信号光と同期を取る必要があり、またサンプリングの掃引ステップを可変する必要があるので、繰り返し周波数の瞬時可変性が求められることを明らかにした。

参考文献

- (1) Y. Tsuchiya, A. Takeshima, E. Inuzuka, K. Suzuki, M. Koishi, and K. Kinoshita, 'Universal streak camera', Proc. SPIE, 491, pp. 86, 1984.
- (2) M. Yaita, T. Nagatsuma, K. Kato, K. Noguchi, H. Miyazawa, and T. Otsuji, 'Ultrafast optical signal measurement using optoelectronic techniques', Opt. Quantum Electron., vol. 30, pp. 1119-1133, 1998.
- (3) J. C. M. Diels et al, 'Picosecond Phenomena', Springer-Verlag, New York, pp. 117, 1978.
- (4) 末田正, 神谷武志, '超高速光エレクトロニクス', 培風館, 第 10 章, 1991.
- (5) K. -L. Deng, R. J. Runser, I. Glesk, and P. R. Prucnal, 'Single-shot optical sampling oscilloscope for ultrafast optical waveform', IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10, pp. 397-399, 1998.
- (6) K. Kikuchi, F. Futami and K. Katoh, 'Highly sensitive, and compact crosscorrelator for measurement of picosecond pulse transmission characteristics at 1550 nm using two-photon absorption in Si avalanche photodiode', Electron. Lett., vol. 34, pp. 2161-2162, 1998.
- (7) S. Diez, R. Ludwig, C. Schmidt, U. Feiste, and H. G. Weber, '160-Gb/s optical sampling by gain-transparent four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier', IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, pp. 1402-1404, 1999.

第3章 非線形光学結晶による和周波光発生

3.1 序言

非線形光学結晶内に光を入射すると、光電界によってそれに比例した誘電分極に加え、電界の二乗に比例した非線形な分極が発生する。このような非線形な応答により、周波数の異なるいくつかの電磁界相互間でのエネルギー交換が可能となる。この作用の応用として第二高調波光発生、和周波光発生、差周波光発生、パラメトリック発振などがある。

本章では、非線形分極に関する一般論を述べ、和周波光発生の変換効率を導出する。さらに、本論文で用いられる非線形光学結晶である KTiOPO_4 (KTP)、および PPLN の位相整合条件、変換効率、および実験結果との比較を行い、それぞれの長所、短所について言及する。

3.2 非線形分極

誘電体結晶での光による分極は主として、原子の外殻の原子核に弱く結合された価電子が光電界に応じて変位することにより生ずる⁽¹⁾。この電子の平衡位置からの変位を x 、電子密度を N とすると、分極 p はつぎの値となる。

$$p(t) = -Nex(t) \quad (3.1)$$

ここで e は電気素量である。分子構造が中心対称性の結晶では電子にとってのポテンシャルエネルギーは結晶の対称性を反映しているので、1次元モデルを用いると次のようになる。

$$V(x) = \frac{m}{2} \omega_0^2 x^2 + \frac{m}{4} Bx^4 + \dots \quad (3.2)$$

ここで ω_0 と B は定数で、 m は電子質量である。(3.2)式より、分極が電界に比例し、線形分極であることが示される。

中心対称性でない結晶は $V(x) = V(-x)$ という条件は成立しないので、ポテンシャル関数は奇数べきの項を含み、

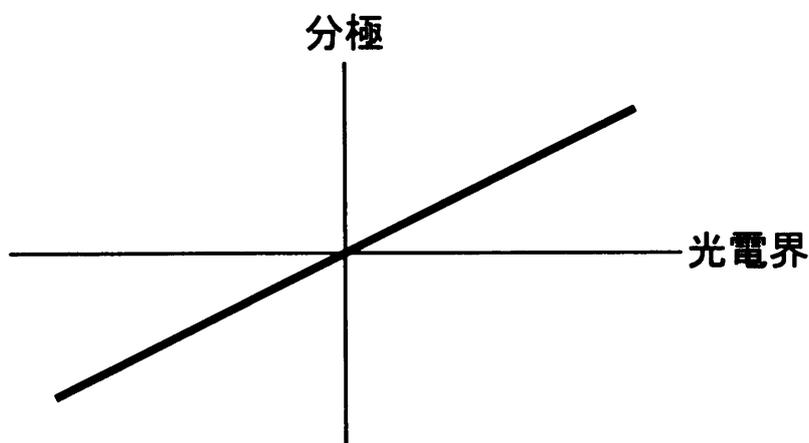
$$V(x) = \frac{m}{2} \omega_0^2 x^2 + \frac{m}{3} Dx^3 + \dots \quad (3.3)$$

となり、分極が電界に対して非線形分極を示す。角周波数 ω の光を中心対称性の線形結晶

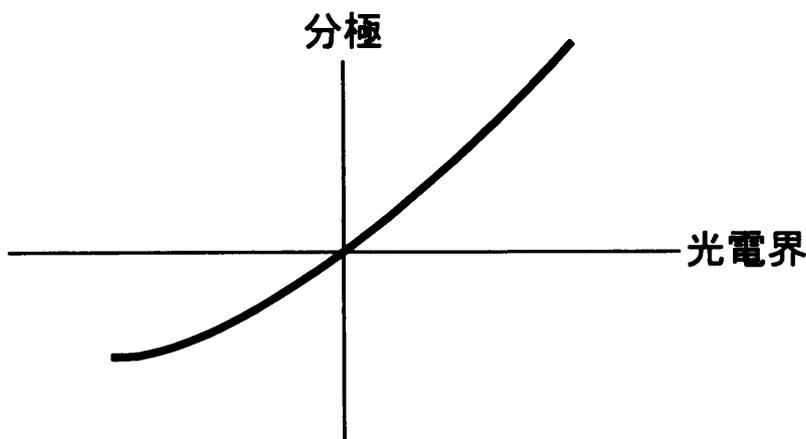
中に入射した場合、誘起分極は図3. 1 (a)に示すように、電界に比例した線形な振動をする。中心対称でない非線形結晶中では図3. 1 (b)に示すように、非線形な振動を示す。この非線形な振動をフーリエ解析すると、直流成分と第二高調波成分(2ω)が得られる。この直流成分は非線形分極波の平均値の負の成分であるが、光には直流成分は成り立たないので入力基本波と第二高調波が出力されることになる。

入射基本波の電界 E に対し、電束密度 D は $D = \epsilon_0 E + P$ で与えられる⁽²⁾。ここで P は E によって誘起された分極であり、非線形媒質では一般に次式で表される。

$$\begin{aligned}
 P &= \epsilon \left(\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} EE + \chi^{(3)} EEE + \dots \right) \\
 &= \epsilon_0 \chi^{(1)} E + P^{NL}
 \end{aligned}
 \tag{3. 4}$$



(a)



(b)

図3. 1 電界と誘起分極の関係。(a)線形結晶中、(b)非線形結晶中。

ここで、 $\chi^{(1)}$ は線形効果、 $\chi^{(2)}$ 、 $\chi^{(3)}$ は二次、三次の非線形効果を現し、 P^{NL} は非線形分極の項を表している。

角周波数 ω_1 を持つ j 方向電界 $E_j^{(\omega_1)}$ と角周波数 ω_2 を持つ k 方向電界 $E_k^{(\omega_2)}$ によって発生する角周波数 ω_3 を持つ2次分極の i 方向成分 $P_i^{(\omega_3)}$ との関係は次式で表される。

$$P_i^{(\omega_3)} = \sum \epsilon_0 \chi_{ijk} E_j^{(\omega_1)} E_k^{(\omega_2)} \quad (3.5)$$

$$(j, k = 1, 2, 3)$$

ω_1 と ω_2 が同じ場合は $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ 、 $\omega_3 = 2\omega$ となり、この場合は SHG の場合となり、次のように表せる。

$$P_i^{(2\omega)} = \sum d_{ijk}^{(2\omega)} E_j^{(\omega)} E_k^{(\omega)} \quad (3.6)$$

$$(j, k = 1, 2, 3)$$

この $d_{ijk}^{(2\omega)}$ は非線形分極テンソル(または SHG テンソル)と呼ばれる。ここで $d_{ijk} = d_{ikj}$ とおけるので、 $d_{ijk} = d_{ii}$ とおきかえ、結晶軸 x, y, z を基準にして(3.6)式を書くと、

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

ただし、 jk と l との対応は次のようである。

jk	11	22	33	23, 32	31, 13	12, 21
l	1	2	3	4	5	6

このテンソルは角周波数が同一の SHG に対するものであるが、本論文で取り扱われている SFG の場合、 ω_1 と ω_2 が非常に近接した角周波数で扱われるのでそのまま適用できる。

結晶は、反像操作を行った場合に元の結晶と構造が重ね得る中心対称性を持つ結晶と、そうでない非中心対称性の結晶との二種類に大別することができる。中心対称性を持つ結

晶の一例として、図3. 2にNaClの結晶構造を示す。NaClの場合、Na⁺とCl⁻とが規則的に配列しているため、例えばNa⁺を中心に反像操作を行っても元の結晶と構造が一致する。このため、この結晶は中心対称性であるといえる。このような結晶では、誘電分極は電界の向きを反転しても結晶構造が同じに見えるため、電界と分極の関係は同じとなり、図3. 1(a)のような線形応答を示す。従って、(3. 6)式における係数 $d_{ijk}^{(2\omega)}$ はすべて0となる。これにより、中心対称性結晶ではSHGやSFGなどの非線形光学効果は発生しない。

一方、図3. 3に中心非対称結晶の一例として大きな非線形光学定数を持つLiNbO₃の結晶構造を示す。Oxygen、Lithium、Niobiumがそれぞれ非対称な形で配置されている。このように、結晶構造が非対称であるがために誘電分極が図3. 1(b)のような非線形応答を示し、非線形分極が発生する。この非対称性が大きければ大きいほど非線形分極が大きくなる。また、結晶構造によって $d_{ijk}^{(2\omega)}$ の各*i, j, k*、における*d*テンソルの値も異なってくる。LiNbO₃のテンソルを次に示す。

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3. 8)$$

KTPのテンソルはLiNbO₃のテンソルとは異なり、次のようになる。

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3. 9)$$

このように、テンソルの形は結晶構造によって異なり、当然のことながら値も異なる。これは全て、結晶構造の非対称性に起因する。

また、SHG、SFG等において高効率な変換を行うためには大きな非線形分極を発生させることが必要である。そのためには、大きな二次非線形光学定数を持つ非線形光学結晶を用いることが効果的である。表3. 1に代表的な非線形光学結晶の二次非線形光学定数 d_{ij} を示す⁽³⁾。表3. 1より、KTP、LiNbO₃、KNbO₃、AgGaS₂、AnGeP₂などが大きな二次非線形光学定数を持つことがわかる。しかしながら、これらの二次非線形光学定数はSHG、SFGな

どの変換にそのまま寄与できるわけではなく、入力光である ω_1 、 ω_2 と発生する光 ω_3 との位相整合という概念が必要になる。位相整合が取れない場合は第二高調波光、和周波光等は発生し得ないため、非常に重要なファクターとなる。位相整合を取る手法として温度整合、角度整合がある。温度整合は結晶の温度を変えることによって位相整合条件を変えることであるが、室温近辺で整合するとは限らず、また制御が非常にシビアな場合もある。角度整合は結晶軸と入力光の入射角とを変えることによって位相整合を取る手法であるが、この場合、二次非線形光学定数は角度に依存した実効値となり、第二高調波光等の変換効率は低下する。さらに、AgGaS₂、AnGeP₂などのように、大きな二次非線形光学定数を持った結晶であっても、位相整合条件が使用波長域では存在しないがために使えない結晶も存在する。

次節では、本論文で用いられる SFG に関し、1550nm 帯で位相整合が可能で、大きな非線形光学定数を持つ KTP、PPLN による和周波光の発生効率について述べ、変換効率の導出を行う。

立脚の、 d_{22} 及び d_{33} の値は、 d_{11} に比して、 $d_{22} = -d_{11}$ 、 $d_{33} = 2d_{11}$ である。これは、 d_{11} が正の値である限り、 d_{22} は負の値、 d_{33} は d_{11} の二倍の正の値となる。このように、 d_{11} 、 d_{22} 、 d_{33} の値は、結晶の対称性によって異なる。これは、結晶の対称性が、 d_{11} 、 d_{22} 、 d_{33} の値を決定する。このように、 d_{11} 、 d_{22} 、 d_{33} の値は、結晶の対称性によって異なる。これは、結晶の対称性が、 d_{11} 、 d_{22} 、 d_{33} の値を決定する。

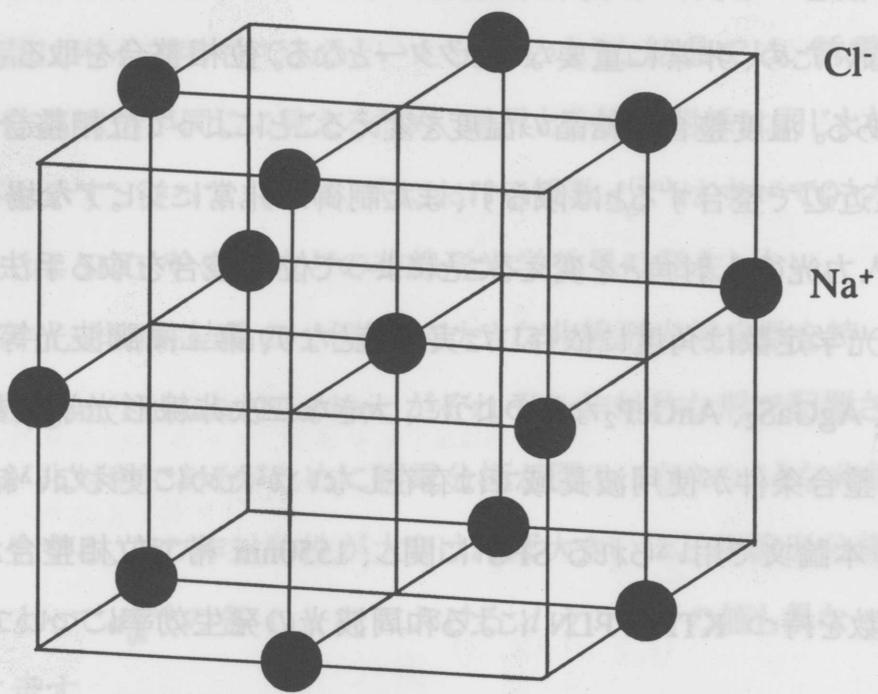


図3. 2 NaCl の結晶構造(中心対称性結晶)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{21} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{11} & 0 & 0 \\ d_{21} & d_{22} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3. 8)$$

KTP のテンソルは LIN(2) の対称性を持つ。

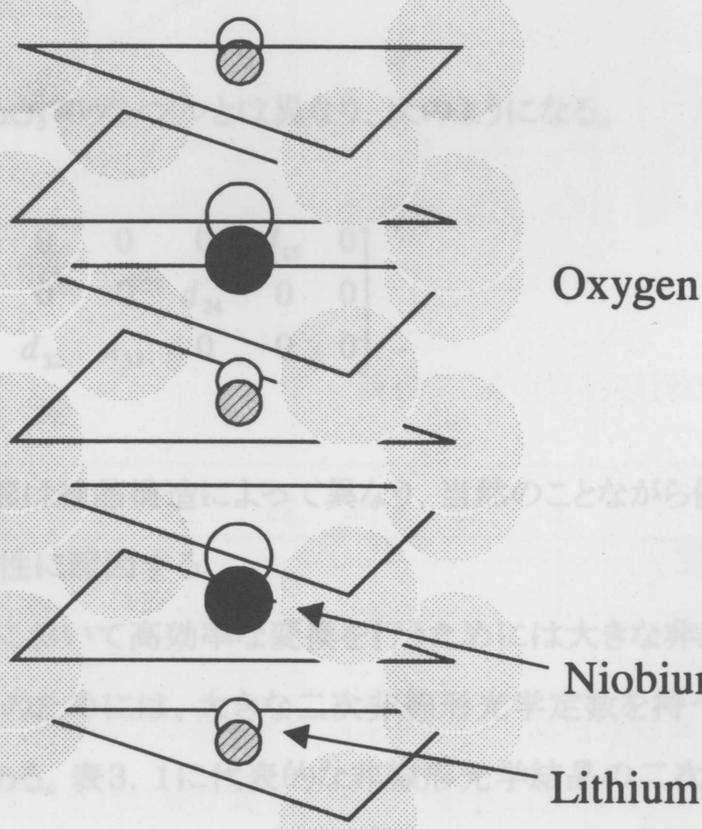


図3. 3 LiNbO₃ の結晶構造(中心非対称性結晶)

このように、テンソル d_{11} 、 d_{22} 、 d_{33} の値は、結晶の対称性によって異なる。これは、結晶の対称性が、 d_{11} 、 d_{22} 、 d_{33} の値を決定する。また、SHG、SFG などの非線形光学効果は、結晶の対称性によって異なる。これは、結晶の対称性が、SHG、SFG の効果を決定する。このように、 d_{11} 、 d_{22} 、 d_{33} の値は、結晶の対称性によって異なる。これは、結晶の対称性が、 d_{11} 、 d_{22} 、 d_{33} の値を決定する。

表3. 1 代表的な非線形光学結晶の二次非線形光学定数 d_{ij}

結 晶	d_{ij} (単位は pm/V)	測定波長 (μm)
LiB ₃ O ₅ (LBO)	$d_{31} = \mp 0.67$	1.0642
	$d_{32} = \pm 0.85$	1.0642
	$d_{33} = \pm 0.44$	1.0642
KH ₂ PO ₄ (KDP)	$d_{36} = 0.39$	1.064
KD ₂ PO ₄ (DKDP)	$d_{36} = 0.37$	1.064
NH ₄ H ₂ PO ₄ (ADP)	$d_{36} = 0.47$	1.064
β -BaB ₂ O ₄ (BBO)	$d_{22} = \pm 2.3$	1.0642
	$d_{31} = \mp 0.16$	1.0642
LiIO ₃	$d_{31} = 4.4$	1.064
	$d_{33} = 4.5$	1.064
KTiOPO ₄ (KTP)	$d_{31} = 1.4$	1.0642
	$d_{32} = 2.65$	1.0642
	$d_{33} = 10.7$	1.0642
LiNbO ₃	$d_{22} = 2.10 \pm 0.21$	1.06
	$d_{31} = -4.35 \pm 0.44$	1.06
	$d_{33} = -27.2 \pm 2.7$	1.06
KNbO ₃	$d_{31} = -11.9$	1.0642
	$d_{32} = -13.7$	1.0642
	$d_{33} = -20.6$	1.0642
AgGaS ₂	$d_{36} = 12.5 \pm 2.5$	10.6
AnGeP ₂	$d_{36} = 68.9 \pm 10.3$	10.6

3.3 和周波光発生

和周波光発生の変換効率を求めるために、まずマックスウェルの方程式から波動方程式を導出し、そこから変換効率の式を導出する⁽⁴⁾。

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{I} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}\end{aligned}\quad (3.10)$$

および

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ \mathbf{I} &= \sigma \mathbf{E}\end{aligned}\quad (3.11)$$

ここで、 ε_0 、 μ_0 はそれぞれ真空中の誘電率と透磁率、 \mathbf{I} は電流密度、 σ は導電率である。

(3.4)式より

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \mathbf{P}^{NL}\quad (3.12)$$

であるので(3.10)第一式は

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{P}^{NL}\quad (3.13)$$

ただし $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi^{(1)})$ である。 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ とすると、(3.10)式、(3.13)式より次式のような波動方程式が得られる。

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{E} &= \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}^{NL} \\ \mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E} + \mathbf{P}^{NL}\end{aligned}\quad (3.14)$$

ここでスカラ表示に改めると上式は

$$\nabla^2 E = \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P^{NL}(r, t)\quad (3.15)$$

となる。電磁界成分として三つの波で構成されているとし、角周波数がそれぞれ ω_1 、 ω_2 、 ω_3 とすると、 z 方向に進む三つの平面波は次式のように表される。

$$\begin{aligned}
E^{(\omega_1)}(z,t) &= \frac{1}{2} [E_1(z)e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c.] \\
E^{(\omega_2)}(z,t) &= \frac{1}{2} [E_2(z)e^{i(\omega_2 t - k_2 z)} + c.c.] \\
E^{(\omega_3)}(z,t) &= \frac{1}{2} [E_3(z)e^{i(\omega_3 t - k_3 z)} + c.c.]
\end{aligned} \tag{3.16}$$

k は波数である。全電界強度の瞬時値は次の値となる。

$$E = E^{(\omega_1)}(z,t) + E^{(\omega_2)}(z,t) + E^{(\omega_3)}(z,t) \tag{3.17}$$

(3.16)式、(3.17)式を(3.15)式に代入し、 ω_1 の角周波数成分についての方程式を求めると、

$$\begin{aligned}
\nabla^2 E^{(\omega_1)} &= \mu_0 \sigma_1 \frac{\partial E^{(\omega_1)}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_1 \frac{\partial^2 E^{(\omega_1)}}{\partial t^2} \\
&+ \mu_0 d \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{E_3(z)E_2^*(z)}{2} e^{i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]} + c.c. \right]
\end{aligned} \tag{3.18}$$

となる。ここで d は二次非線形光学定数である。また、(3.16)式より

$$\begin{aligned}
\nabla^2 E^{(\omega_1)} &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} [E_1(z)e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c.] \\
&= -\frac{1}{2} \left[k_1^2 E_1(z) + 2ik_1 \frac{dE_1(z)}{dz} \right] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c.
\end{aligned} \tag{3.19}$$

である。ただし、次の仮定をおいた。

$$\left| k_1 \frac{dE_1(z)}{dz} \right| \gg \left| \frac{d^2 E_1(z)}{dz^2} \right| \tag{3.20}$$

(3.18)式、(3.19)式の右边を用い、 $\partial / \partial t = i\omega_1$ を考慮すると次式が得られる。

$$\begin{aligned}
&-\frac{1}{2} \left[k_1^2 E_1(z) + 2ik_1 \frac{dE_1(z)}{dz} \right] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c. \\
&= [i\omega_1 \mu_0 \sigma_1 - \omega_1^2 \mu_0 \epsilon_1] \left[\frac{E_1(z)}{2} e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} \right] + c.c. \\
&- \left[\frac{\omega_1^2 \mu_0 d}{2} E_3(z)E_2^*(z) e^{i(\omega_1 t - (k_3 - k_2)z)} + c.c. \right]
\end{aligned} \tag{3.21}$$

$k_1^2 = \omega_1^2 \mu_0 \epsilon_1$ を考慮し、かつ(3. 21)式に

$$\frac{i}{k_1} \exp(-i\omega_1 t + ik_1 z) \quad (3. 22)$$

を乗じて書き直すと次式のようにになる。

$$\frac{dE_1}{dz} = -\frac{\sigma_1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}} E_1 - \frac{i\omega_1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}} d E_3 E_2^* e^{-i(k_3 - k_2 - k_1)z} \quad (3. 23)$$

ω_2 、 ω_3 波についても同様にして

$$\begin{aligned} \frac{dE_2^*}{dz} &= -\frac{\sigma_2}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} E_2^* - \frac{i\omega_2}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} d E_1 E_3^* e^{-i(k_1 - k_3 - k_2)z} \\ \frac{dE_3}{dz} &= -\frac{\sigma_3}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} E_3 - \frac{i\omega_3}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} d E_1 E_2 e^{-i(k_1 + k_2 - k_3)z} \end{aligned} \quad (3. 24)$$

となる。これが基本方程式となる⁽⁵⁾。

ここで、 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ の場合の和周波光発生について述べる。角周波数 ω_1 、電界 E_1 と、 ω_2 、 E_2 の二つの入射光に対し、SF 光は角周波数 ω_3 、電界 E_3 とする。吸収損は通常の結晶では微少であるので無視し、 $\sigma_{1,2,3} = 0$ とする。(3. 24)第二式は次の形となる。

$$\frac{dE_3}{dz} = -i \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} d [E_1(z) E_2(z)] e^{i(\Delta k)z} \quad (3. 25)$$

ただし

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 \quad (3. 26)$$

である。また、SFG 変換効率が 10% 程度以下の低いレベルであれば、入射光から SF 光へのエネルギー変換は微少であると見なすことができ、従って入射光 ω_1 、 ω_2 の減衰を無視できるとすると、入射光の電界分布は z によらず一定であると近似できる。SF 光の入射端での電界強度を 0 とすると、(3. 25) 式を z 方向に積分し、長さ l の結晶における SF 光の電界強度を求めると、

$$E_3(l) = -i \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} d [E_1 E_2] \frac{e^{i\Delta k l} - 1}{i\Delta k} \quad (3. 27)$$

出力光強度は

$$E_3(l)E_3^*(l) = \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right) \frac{(\omega_1 + \omega_2)^2}{4n_3^2} d^2 l^2 [E_1]^2 [E_2]^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta kl}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta kl}{2}\right)^2} \quad (3.28)$$

ここで n は屈折率で、 $\varepsilon/\varepsilon_0 = n^2$ である。ビームの断面積を $A[\text{m}^2]$ とすると、単位断面積当たりのパワーと電界強度の関係式は

$$I = \frac{P_\omega}{A} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} |E|^2 \quad (3.29)$$

であるから、(3.28)式を書き直し、SFG 変換効率 η_{SFG} を求めると

$$\eta_{SFG} = \frac{P_{\omega_3}}{P_{\omega_1} P_{\omega_2}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{(\omega_1 + \omega_2)^2}{n_1 n_2 n_3} d^2 l^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta kl}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta kl}{2}\right)^2} \frac{1}{A} \quad (3.30)$$

η_{SFG} は単位として $[\text{W}^{-1}]$ であることから、変換効率が余り大きくない領域、つまり入射光のエネルギーが減衰しない領域では二つの入射光の光パワーの積に比例した SF 光が発生し、線形応答することがわかる。このことは、光サンプリングに用いるには最適であることを示している。

(3.30)式から明らかなように、最適な変換効率を得るためには $\Delta kl = 0$ が必要である。もしも $\Delta kl \neq 0$ の場合、発生した SF 光が z 方向に伝搬し、それぞれの場所で発生した SF 光と重ね合わせられることになるが、それぞれの SF 光の位相が揃わないことになる。その結果、それぞれの SF 光は互いに打ち消し合い、SF 光の干渉が発生し、完全逆位相の場合は SF 光は全く発生しないことになる。

次節では、本論文で光サンプリング用非線形光学結晶として用いられている KTP の位相整合の手法および変換効率について述べる。さらに、第5節ではもう一つの非線形光学結晶として用いられている PPLN の位相整合、および変換効率について述べる。

3.4 KTP における位相整合

非線形光学結晶を用いて和周波光を発生させるために位相整合を取る必要がある。位相

整合を取るためには $\Delta k = 0$ が必要条件であるので、次式が必要となる。

$$\omega_3 n_3 = \omega_1 n_1 + \omega_2 n_2 \quad (3.31)$$

ここで $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ であるので、屈折率の波長依存性より $n_3 > n_1, n_2$ である。

位相整合手法として、表3.2に示すように四種類の整合方法がある。複屈折位相整合法は、結晶の複屈折性を利用して位相整合を行う手法であり、結晶への入射角度を変える角度整合法と結晶の温度を変える事によって位相整合を取る温度整合法とにわけることができる。さらに、疑似位相整合法、モード分散位相整合法、チェレンコフ放射型位相整合法がある。疑似位相整合法は結晶のドメインを反転することによって位相整合を取る手法であり、バルク結晶および導波路の両者に適用できる。詳細は次節で述べる。モード分散位相整合法は導波路に適用できる手法であり、導波モード分散の違いを利用して位相整合を行う。チェレンコフ放射型位相整合も導波路に適用する手法であり、導波モードと放射モードの結合を利用している。本論文で用いられる非線形光学結晶はバルク結晶を使用しているので、複屈折位相整合法について述べる。

複屈折位相整合法のひとつである温度整合法は、結晶の屈折率に温度依存性があることを利用している。屈折率は波長に対して変化するが、温度に対しても変化する。この際、屈折率の温度変化量は各波長ごとに変化量が違うため、温度を変えることによって位相整合条件を変えることができる。しかしながら、この変化量はあまり大きなものではないので、ある程度整合条件に近い状態でないと適用できない。従って、導波路を用いた SHG などのように、次に述べる角度整合法が使えない場合などに適用されている。

表3.2 位相整合手法

整合方法	種類	用途
複屈折位相整合	Type-I (TM→TE、TE→TM) Type-II (TM+TE→TM、 TE+TM→TE)	バルク(角度整合) 導波路(温度整合)
疑似位相整合	ドメイン反転、Type-I	バルク 導波路
モード分散位相整合	モード分散を利用	導波路
チェレンコフ放射型 位相整合	放射モードを利用	導波路

角度整合法は、結晶の複屈折を利用している。光の偏光方向や結晶軸への入射角度を変化させることによって(3. 31)式の条件を満たす方法である。NaCl などのような立方晶系の結晶では屈折率はどの角度で入射しても変わらず、 $n_x = n_y = n_z$ であるが、LiNbO₃ のような三方晶系、正方晶系、六方晶系では $n_x = n_y \neq n_z$ で、屈折率楕円体は z 軸に対して回転対称となり、一軸性結晶と呼ばれる。また、KTP のような斜方晶系、三斜晶系、単斜晶系では $n_x \neq n_y \neq n_z$ となり、二軸性結晶と呼ばれる。このような複屈折を持つ一軸性結晶、二軸性結晶では角度整合の可能性はある。

この角度整合法には第一種位相整合 (Type-I) と第二種位相整合 (Type-II) の二種類の整合条件がある。簡単のため、一軸性結晶について述べる。光の伝搬方向に無関係に屈折率が一定である屈折率を常光屈折率 n^{ord} 、それとは逆に光の伝搬方向につれて、それが感じる屈折率が変化する屈折率を異常光屈折率 n^{ext} とすると、

第一種位相整合条件

$$\begin{aligned}\omega_3 n_3^{ord} &= \omega_1 n_1^{ext} + \omega_2 n_2^{ext} && \text{(正の複屈折結晶の場合)} \\ \omega_3 n_3^{ext} &= \omega_1 n_1^{ord} + \omega_2 n_2^{ord} && \text{(負の複屈折結晶の場合)}\end{aligned} \quad (3. 32)$$

第二種位相整合条件

$$\begin{aligned}\omega_3 n_3^{ord} &= \omega_1 n_1^{ord} + \omega_2 n_2^{ext} && \text{(正の複屈折結晶の場合)} \\ \omega_3 n_3^{ext} &= \omega_1 n_1^{ext} + \omega_2 n_2^{ord} && \text{(負の複屈折結晶の場合)}\end{aligned} \quad (3. 33)$$

となる。ここで、 $n^{ord} < n^{ext}$ の場合は正の複屈折、 $n^{ord} > n^{ext}$ の場合は負の複屈折を示している。(3. 32)式、(3. 33)式より、第一種位相整合条件では同じ偏光の二つの入射光に対し、それと直交した偏光の和周波光が発生することになる。それに対し、第二種位相整合条件では、二つの直交した偏光を持つ入射光に対し、そのどちらかの偏光と同じ偏光の和周波光が発生する。この場合、入射光は角度位相整合を取るために結晶軸から傾いて入射されるので、非線形光学定数 d_{ijk} はそのまま用いることができず、有効非線形光学定数 d_{eff} を用いることになる。二軸性結晶においては一軸性結晶のように単純に常光屈折率、異常光屈折率と置くことはできないが、位相整合条件に関しては同様の考え方をすることができる。

二軸性結晶である KTP の各結晶軸の屈折率は、以下のようにセルマイヤー方程式で表現することができる⁽³⁾。

$$\begin{aligned}
 n_x &= \sqrt{3.0065 + \frac{0.03901}{\lambda^2 - 0.04251} - 0.01327\lambda^2} \\
 n_y &= \sqrt{3.0333 + \frac{0.04154}{\lambda^2 - 0.04547} - 0.01408\lambda^2} \\
 n_z &= \sqrt{3.3134 + \frac{0.05694}{\lambda^2 - 0.05658} - 0.01682\lambda^2}
 \end{aligned}
 \tag{3. 34}$$

ここで、x、y、z 軸はそれぞれ結晶方位の[100]、[010]、[001]に相当する。これを図に表すと図3. 4に示すようになる。各軸の屈折率はそれぞれ異なるため、図に示すように z 軸からの角度 θ 、x 軸からの角度 ϕ の方位から結晶に光を入射した場合の屈折率を求め、それによって位相整合条件を求めることができる。

まず、 \mathbf{s} を波面法線方向の単位ベクトルとすると、屈折率は以下のように表される⁽⁶⁾。

$$An^4 - Bn^2 + C = 0 \tag{3. 35}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 A &= n_x^2 s_x^2 + n_y^2 s_y^2 + n_z^2 s_z^2 \\
 B &= n_y^2 n_z^2 (s_y^2 + s_z^2) + n_z^2 n_x^2 (s_z^2 + s_x^2) + n_x^2 n_y^2 (s_x^2 + s_y^2) \\
 C &= n_x^2 n_y^2 n_z^2
 \end{aligned}
 \tag{3. 36}$$

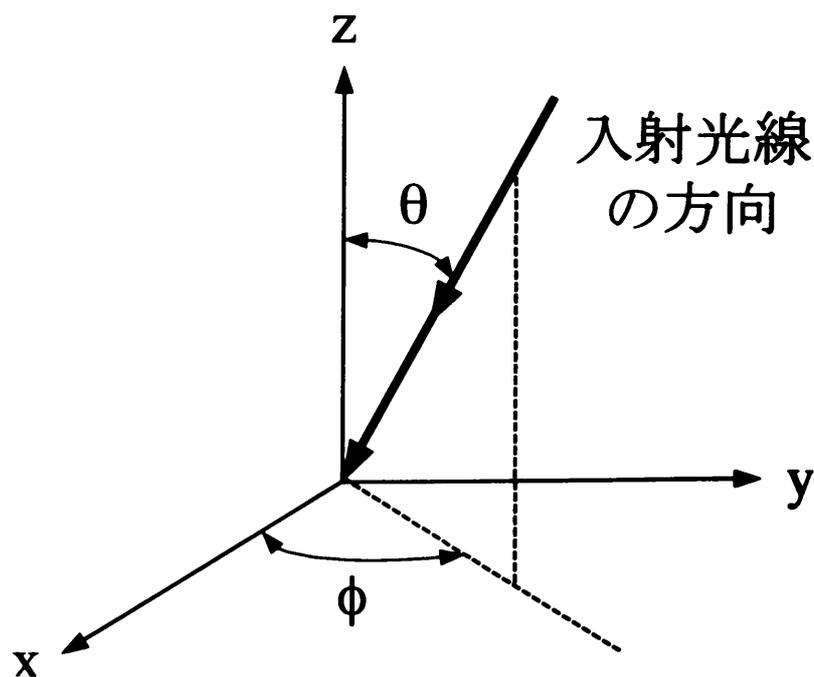


図3. 4 結晶方位と座標軸

これらより、

$$n = \sqrt{\frac{B \pm (B^2 - 4AC)^{\frac{1}{2}}}{2A}} \quad (3.37)$$

この結果、(3.32)式、(3.33)式を用い、位相整合角を求めることができる。第一種位相整合角は次式を解くことによって求めることができる。

$$\begin{aligned} & \omega_3 \sqrt{\frac{B_{\omega_3} - (B_{\omega_3}^2 - 4A_{\omega_3}C_{\omega_3})^{\frac{1}{2}}}{2A_{\omega_3}}} \\ &= \omega_1 \sqrt{\frac{B_{\omega_1} + (B_{\omega_1}^2 - 4A_{\omega_1}C_{\omega_1})^{\frac{1}{2}}}{2A_{\omega_1}}} + \omega_2 \sqrt{\frac{B_{\omega_2} + (B_{\omega_2}^2 - 4A_{\omega_2}C_{\omega_2})^{\frac{1}{2}}}{2A_{\omega_2}}} \end{aligned} \quad (3.38)$$

同様に、第二種位相整合角は

$$\begin{aligned} & \omega_3 \sqrt{\frac{B_{\omega_3} - (B_{\omega_3}^2 - 4A_{\omega_3}C_{\omega_3})^{\frac{1}{2}}}{2A_{\omega_3}}} \\ &= \omega_1 \sqrt{\frac{B_{\omega_1} - (B_{\omega_1}^2 - 4A_{\omega_1}C_{\omega_1})^{\frac{1}{2}}}{2A_{\omega_1}}} + \omega_2 \sqrt{\frac{B_{\omega_2} + (B_{\omega_2}^2 - 4A_{\omega_2}C_{\omega_2})^{\frac{1}{2}}}{2A_{\omega_2}}} \end{aligned} \quad (3.39)$$

を解くことにより求められる。

(3.38)式、(3.39)式を用いて計算によって得られた、第一種位相整合条件、第二種位相整合条件における位相整合角 ϕ 、 θ の関係を図3.5に示す。計算パラメータとして、 ω_1 は第4, 5, 6章でサンプリング光として用いる波長 1534nm の光を、 ω_2 としては被測定信号光としての波長 1550nm を用いた。図より、第一種位相整合条件、第二種位相整合条件において、それぞれ ϕ を変化させることにより位相整合が取れる θ の角度は一義的に決まるが、あらゆる角度において位相整合が可能であることがわかる。しかしながら、非線形光学定数はテンソルであるがため、光の入射角度によって定数が変わる。従って、最も有効非線形光学定数の大きな位相整合条件が、和周波光発生効率が最も高いことになり、最適な位相整合条件となる。そのために、有効非線形光学定数について比較する必要がある。

二次の非線形性により誘起される有効非線形光学定数は次式で与えられる。

$$d_{eff} = E_{\omega_3(i)} d_{ijk} E_{\omega_1(j)} E_{\omega_2(k)} \quad (3.40)$$

KTP の非線形光学定数は(3.9)式で示したように

$$d_{ijk} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.41)$$

で与えられる。これより、

$$d_{eff} = (E_{\omega_3(x)}, E_{\omega_3(y)}, E_{\omega_3(z)}) \times \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ \times \begin{bmatrix} E_{\omega_1(x)} E_{\omega_2(x)} \\ E_{\omega_1(y)} E_{\omega_2(y)} \\ E_{\omega_1(z)} E_{\omega_2(z)} \\ E_{\omega_1(y)} E_{\omega_2(z)} + E_{\omega_2(y)} E_{\omega_1(z)} \\ E_{\omega_1(z)} E_{\omega_2(x)} + E_{\omega_2(z)} E_{\omega_1(x)} \\ E_{\omega_1(x)} E_{\omega_2(y)} + E_{\omega_2(x)} E_{\omega_1(y)} \end{bmatrix} \\ = d_{15} E_{\omega_3(x)} (E_{\omega_1(z)} E_{\omega_2(x)} + E_{\omega_2(z)} E_{\omega_1(x)}) \\ + d_{24} E_{\omega_3(y)} (E_{\omega_1(y)} E_{\omega_2(z)} + E_{\omega_2(y)} E_{\omega_1(z)}) \\ + E_{\omega_3(z)} (d_{31} E_{\omega_1(x)} E_{\omega_2(x)} + d_{32} E_{\omega_1(y)} E_{\omega_2(y)} + d_{33} E_{\omega_1(z)} E_{\omega_2(z)}) \quad (3.42)$$

となる。この(3.42)式よりKTPの有効非線形光学定数の角度依存性を計算した結果を図3.6に示す。図からわかるように、第一種位相整合条件では有効非線形光学定数が非常に小さく、従って和周波光発生効率も低いことが予想される。第二種位相整合条件においては、 $\phi = 0$ の時に有効非線形光学定数が最も大きく、2.845pm/Vの値を示した。 ϕ を大きくするに従って有効非線形光学定数は小さくなることから、今回の計算の条件では図3.5と併せて考えると結晶角は $\phi = 0$ 、 $\theta = 54.079$ (degree)で用いることが、最も高い和周波光発生効率を得られる条件であることがわかった。

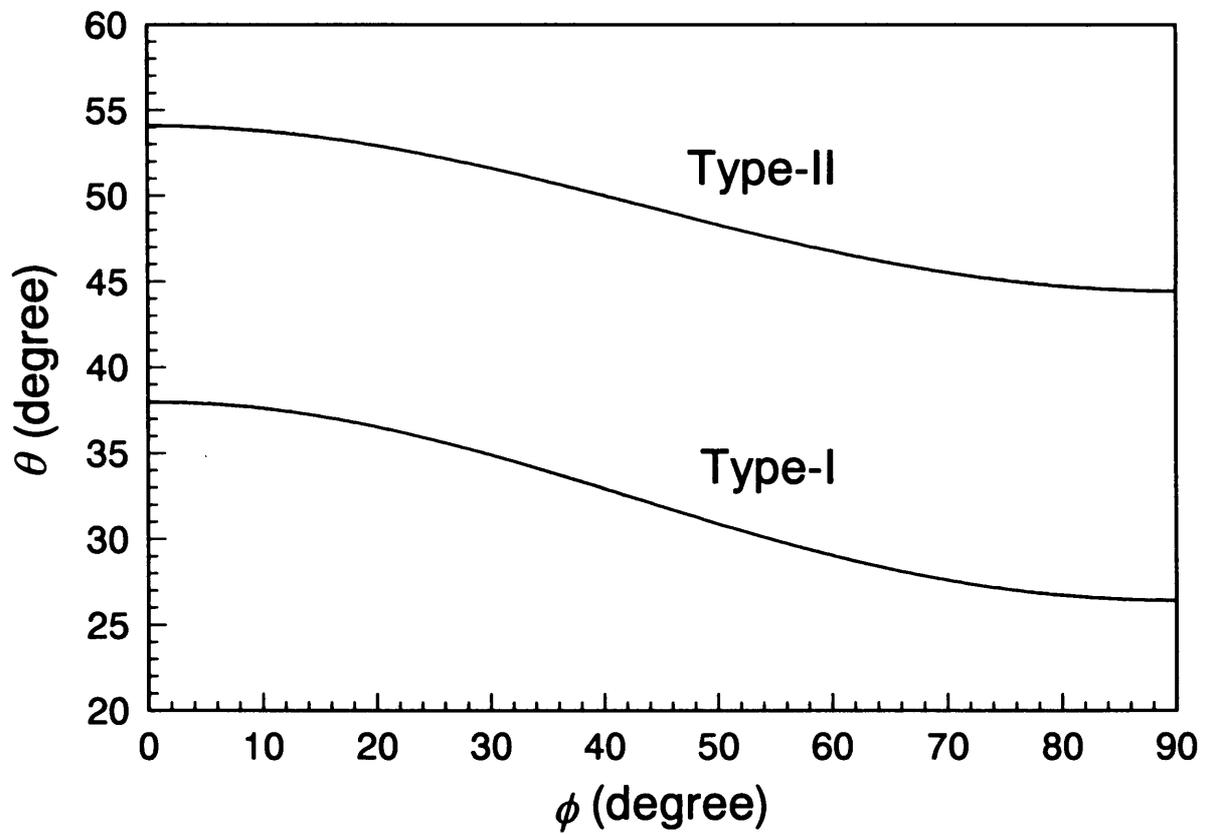


図3.5 KTP の和周波光発生位相整合角

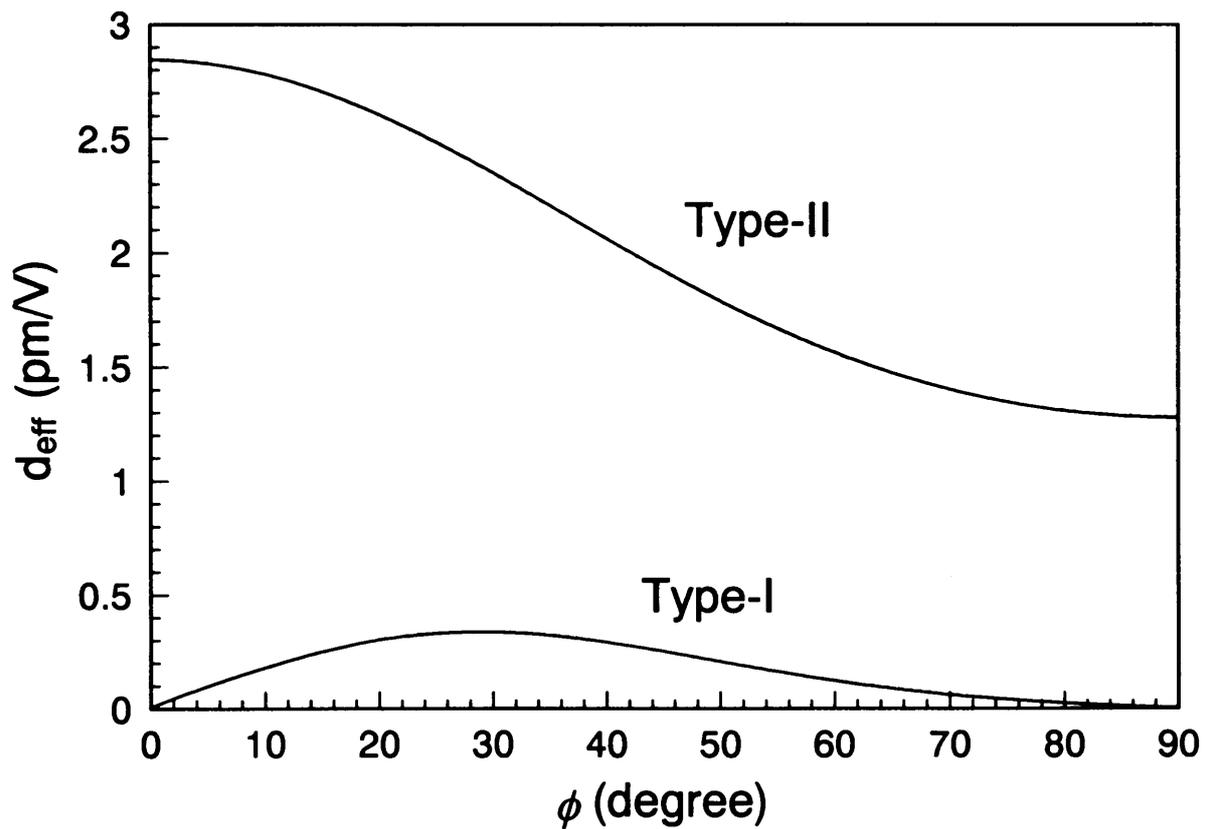


図3.6 KTP の和周波光発生における有効非線形光学定数の角度依存性

次に、上記計算によって得られた有効非線形光学定数と(3. 30)式を用い、和周波光発生効率の計算と確認実験を行った。実験系を図3. 7に示す。波長 1534nm と 1550nm のコリメート光は偏光ビームスプリッタ (PBS) によって互いに直交した偏光で合波される。その後レンズで直径 50 μm に集光されて非線形光学結晶 KTP に入射される。KTP 内では第二種位相整合条件下で二次非線形光学効果によって波長 771nm の和周波光が発生する。この際、KTP 内では KTP の複屈折性によって walk-off が発生する。通常、結晶光学軸から角度を持って結晶に光を入射する場合、常光線と異常光線の光の位相の連続性を保つため、異常光線のポインティングベクトルが常光線のポインティングベクトルに対して傾いた方向になる。その結果、常光線と異常光線とは結晶内で違う角度で伝搬するため、二つの光は結晶内で離れていく。この現象を walk-off といい、walk-off 角 ρ_0 は次式で表される。

$$\rho_0 = \theta - \tan^{-1} \left[\left(\frac{n_x}{n_z} \right)^2 \tan \theta \right] \quad (3. 43)$$

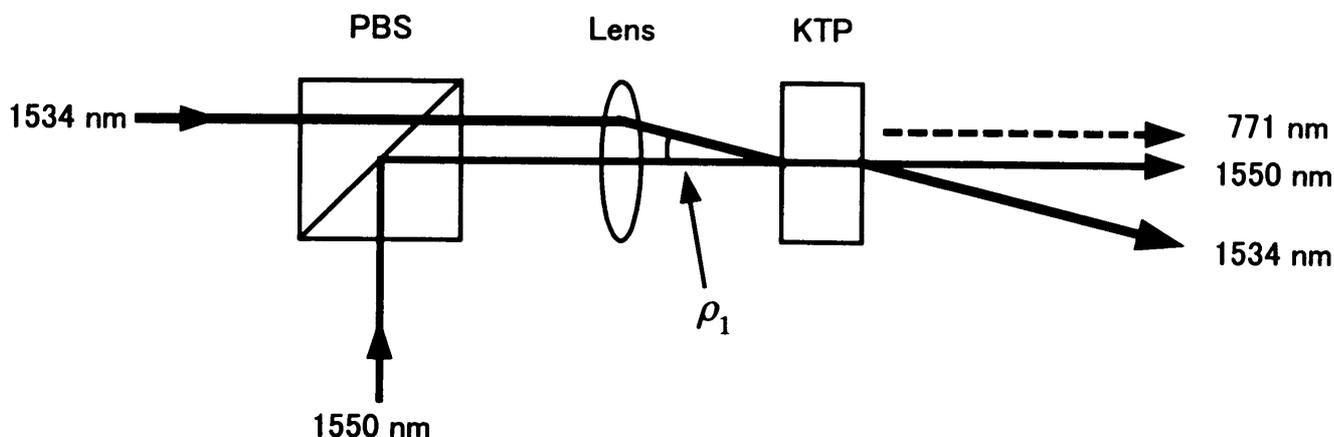


図3. 7 和周波光発生の実験系

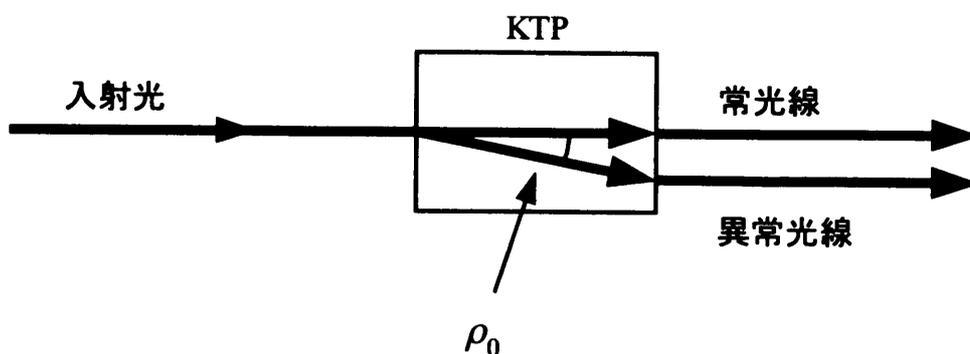


図3. 8 光の複屈折

ただし n_x は x 軸の屈折率、 n_z は z 軸の屈折率を表す。この様子を図 3. 8 に示す。今回の実験条件では $\rho_0 = 2.7^\circ$ となる。和周波光発生を高効率に行うためには光の重なりが重要であるため、walk-off 角を補正することが必要となる。そのために、常光線として入射する 1550nm の光は結晶軸方向の偏光成分で入射するが、異常光線である 1534nm は 1550nm の光軸に対し、 ρ_1 の角度を持って KTP に入射する。この ρ_1 は、walk-off によって発生する角度 ρ_0 を補正するためにあらかじめ異常光線を常光線に対して角度を持たせて入射する角度であるが、この場合、結晶入射端面では walk-off の他にスネルの法則に従って光線の屈折が発生する。これらを考慮すると ρ_1 は次式で表すことができる。

$$\rho_1 = \sin^{-1}[n(\theta)\sin \rho_0]$$

$$n(\theta) = \frac{n_z n_x}{\sqrt{n_z^2 \cos^2 \theta + n_x^2 \sin^2 \theta}} \quad (3. 44)$$

(3. 44) 式より、 $\rho_1 = 4.9^\circ$ となる。この角度で異常光線である 1534nm を入射すれば、KTP 内では異常光線は複屈折によって光軸が屈折し、常光線と一致した軌跡を示し、効率の良い和周波光発生を行うことができる。結晶からの出射ビームは入射側と同じ軌跡を描いて 1534nm と 1550nm は分離されていく。発生された和周波光は常光線となり、1550nm の光線と同じ軌跡を描く。

次に、和周波光発生効率の計算結果および実験結果を図 3. 9 に示す。変換効率の計算では、ビームウェストが実験値の $50\mu\text{m}$ の他に $70\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$ の計算も行った。図より、結晶長 3mm の場合の実験値はビームウェスト $50\mu\text{m}$ の場合の理論値と非常に良く一致した $0.715 \times 10^{-4} (\text{W}^{-1})$ が得られたが、5mm、7mm は理論値との乖離が次第に大きくなっていく。5mm の場合はビームウェスト $70\mu\text{m}$ と、7mm の場合はビームウェスト $100\mu\text{m}$ と良く一致している。(3. 30) 式はビーム径が結晶内では一定であると仮定した理論式であるが、実際にビームを集光した場合、ビームは角度を持っているため、ビーム径は次第に広がっていく。ビームウェストに対してビーム断面積がその断面積の二倍の値になる位置までの、集光中心からの距離 z_0 は

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda} \quad (3. 45)$$

で与えられる。ここで ω_0 は最小ビーム半径である。(3. 45) 式より、 $z_0 = 2.01\text{mm}$ であるので、

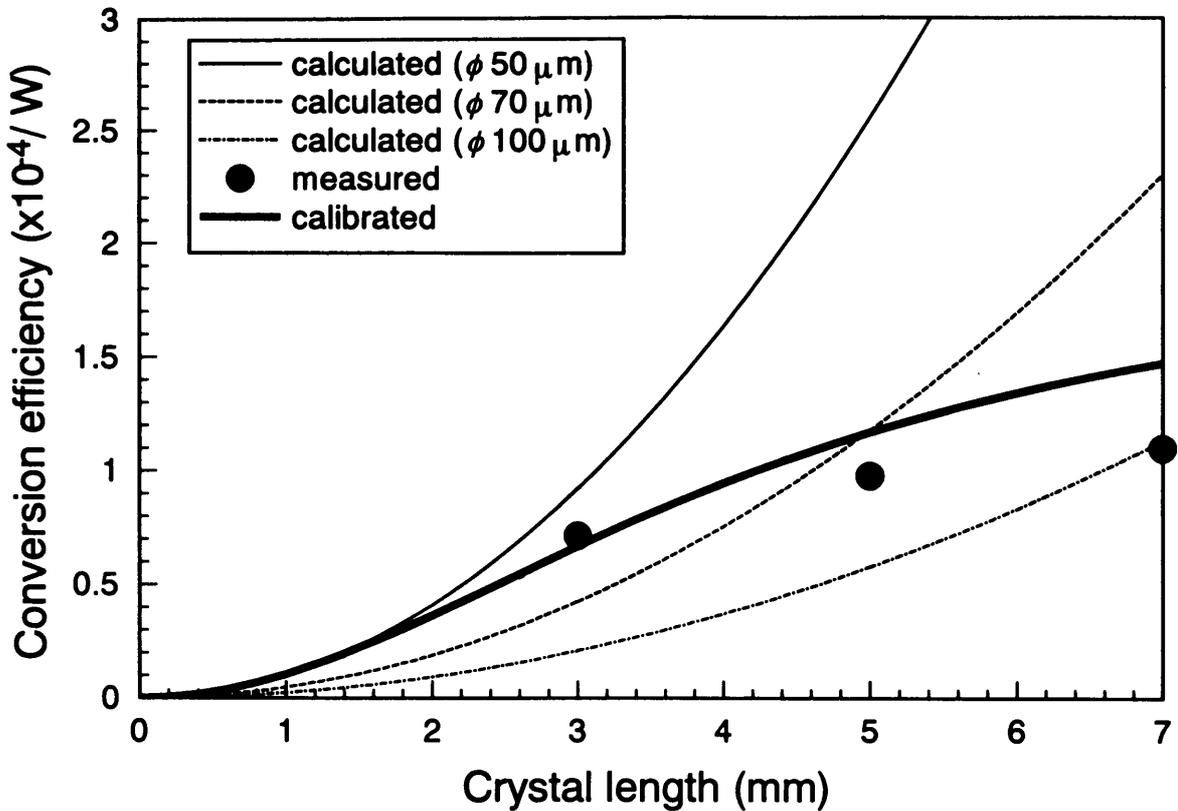


図3.9 和周波光発生効率の計算結果および実験結果

その二倍の 4.02mm 以上では理論から乖離していくものと考えられる。従って、3mm の結晶長において、理論と良い一致を示したといえる。ビーム半径の広がり考慮し、平均ビーム径から近似的に変換効率を求めた場合を図の太線で示す。飽和傾向が理論、実験ともに一致している。このことは、必要以上に長い結晶長は無意味であることを示している。

和周波光発生の実験結果より、大きな変換効率を得るためには長い結晶長を用い、集光ビーム径を最適化すればよいことが判ったが、光サンプリングに用いるには群速度差を考慮する必要がある。常光線と異常光線とでは屈折率が違うため、光の群速度が異なる。被測定信号光を短パルス光でサンプリングする際、被測定信号光とサンプリング光との群速度差があまりにも大きいと、図3.10に示すように、結晶の入射端での両者のタイミングと出射端でのタイミングとにずれが生じる。これは光サンプリングの時間分解能として影響してくる。上記の位相整合条件において、群遅延差 t_{gv} はKTP1cmあたりで1.746ps/cm存在する。従って、光サンプリングの時間分解能 t_r はサンプリング光のパルス幅 t_p とすると

$$t_r = \sqrt{t_p^2 + t_{gv}^2} \quad (3.46)$$

と見積もることができる。このため、光サンプリングの時間分解能を 1ps 以下に設定する場合

は、結晶長は 5mm、サンプリングパルス幅 480fs 以下、あるいは結晶長 3mm、サンプリングパルス幅 850fs 以下が必要となる。

以上のことより、KTP による和周波光発生を利用した光サンプリングに必要な位相整合条件、和周波光発生効率、複屈折、光入射条件、必要な結晶長、光サンプリングの時間分解能が明らかとなった。

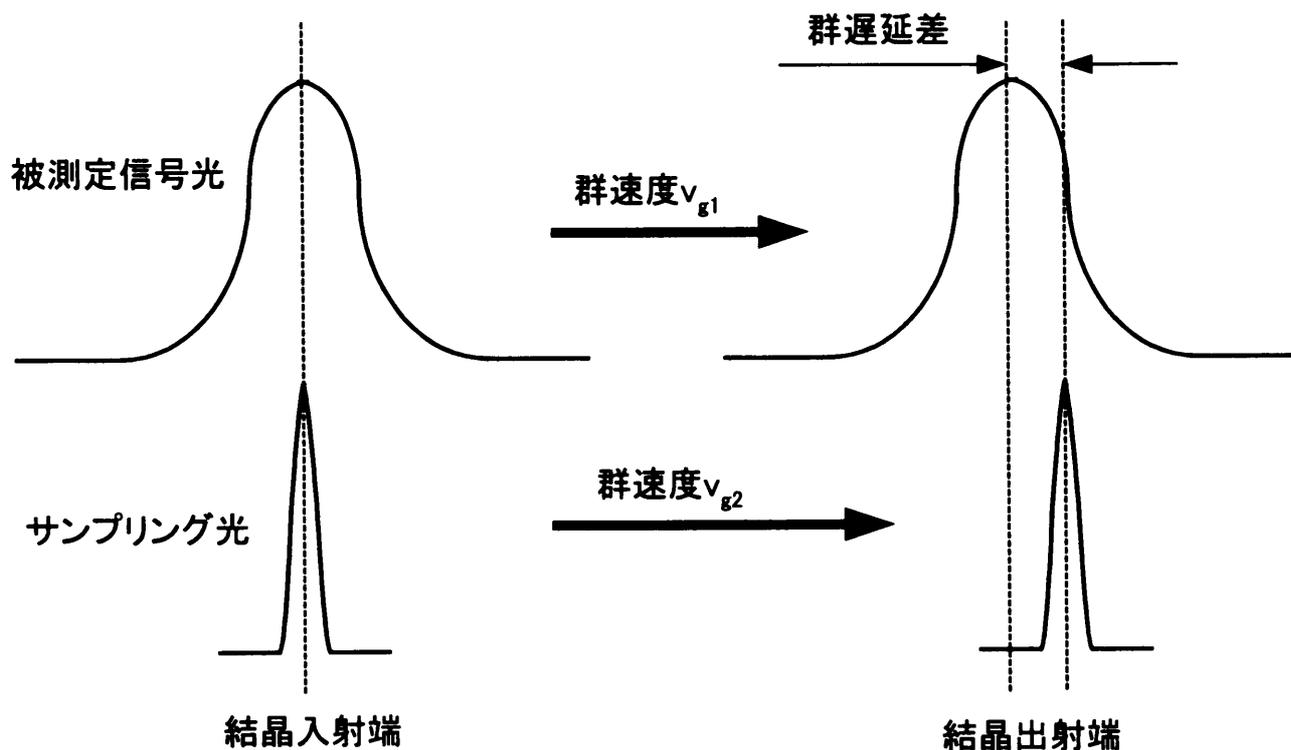


図3. 10 群速度差によるサンプリングタイミングのずれ

3.5 PPLNにおける位相整合

KTPにおける d_{eff} はたかだか2.845pm/Vしかない。従って、和周波光変換効率はKTP長3mmの時、 $7.15 \times 10^{-5} (W^{-1})$ と、あまり高い値ではない。それに比べ、LiNbO₃ (LN)結晶は、 d_{33} が27.2pm/Vと、KTPの d_{eff} と比べ約10倍の値である。しかしながら、 d_{33} であるがために位相整合は第一種位相整合条件となり、整合条件は存在しない。また、角度整合を用いた場合は第二種位相整合条件となり $\theta = 49.825 \text{ degree}$ 、 $\varphi = -90 \text{ degree}$ となるため、 d_{eff} は5.436pm/Vに低減されてしまう。そこで、 d_{33} を有効に使う手法としてドメイン反転を用いた手法がある。ドメイン反転とは、LNに高電圧を印可して結晶ドメインを反転させることであり、従ってドメインが反転した部分の誘起分極も反転することになる。このドメイン反転を用い、第二高調波光発生、和周波光発生において d_{33} を有効に使い、高効率の変換効率を得る手法が疑似位相整合(QPM: Quasi-Phase Matching)と呼ばれる^{(5),(7)}。

(3.30)式において、 $\Delta k \neq 0$ の場合、発生する和周波光は各位置で発生したそれぞれの光の位相と同位相ではない。従って干渉が生じ、その干渉は

$$\frac{\sin^2\left(\frac{\Delta kl}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta kl}{2}\right)^2} \quad (3.47)$$

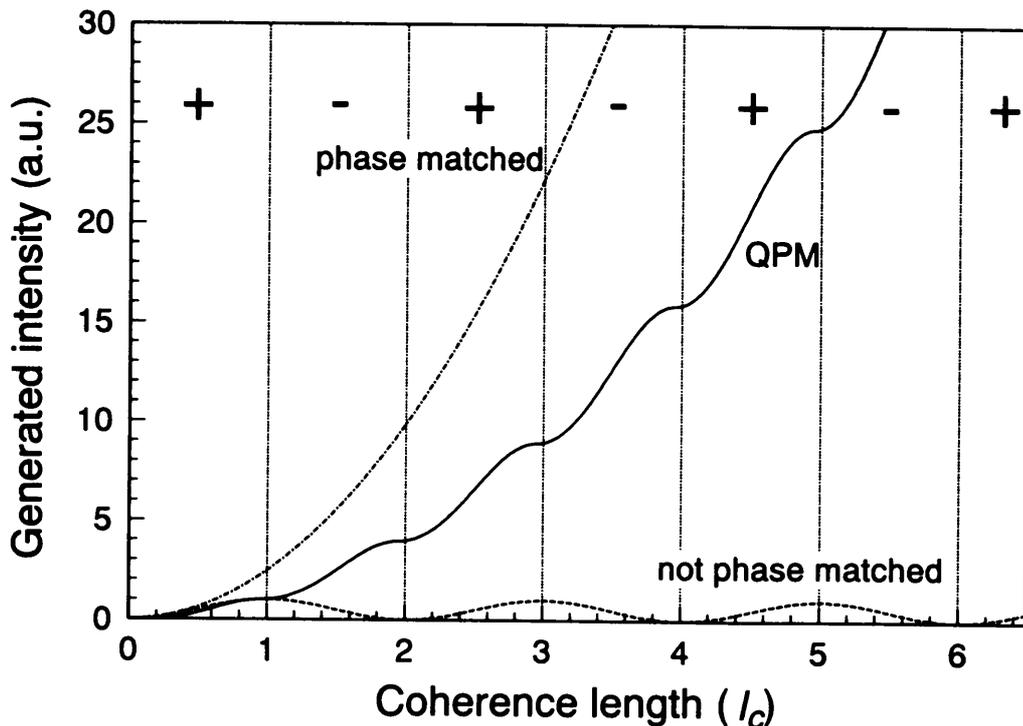


図3.11 ドメイン反転による和周波光パワーの様子

という項で表現されるが、この空間的な干渉パターンの隣接ピーク間の間隔の半分がコヒーレンス長と呼ばれる。コヒーレンス長 l_c は次式で表される。

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\pi}{k_3 - k_1 - k_2} \quad (3.48)$$

通常、 l_c は数 μm 程度である。

図3.11にドメイン反転による和周波光パワーの結晶長に対する様子を示す。位相整合が取れている場合はそれぞれの位置で発生する和周波光が同位相であるため、結晶を伝搬とともに和周波光パワーは二乗に比例して増加していく。ところが、位相整合が取れていない場合、和周波光発生時は光パワーは増加していくが、コヒーレンス長をすぎると位相が反転し始め、光パワーの打ち消しによって減少し、コヒーレンス長の二倍の距離においては和周波光は0になる。この繰り返しによって干渉縞が発生することになる。ところが、コヒーレンス長の二倍の周期で、位相打ち消しが行われている部分のドメインを、図3.11中の一で表現されているように反転すると位相の打ち消しは発生せず、和周波光は増加を続ける。これを連続的行えば、位相整合状態よりは変換効率は若干劣るが擬似的に位相整合を取ることができる。そのため、LN結晶で最も高い非線形光学定数の d_{33} を用いることができる。この時の d_{eff} は

$$d_{\text{eff}} = d_{33} \cdot \frac{2}{\pi} \quad (3.49)$$

であるので、 17.3pm/V となり KTP に比べて6倍の値となるので、高い和周波光変換効率が期待できる。

このコヒーレンス長で分極反転された LN は PPLN (Periodically Polled Lithium Niobate) と呼ばれる。PPLN での和周波光発生の特長として、上記のように d_{eff} が大きいため、高い和周波光変換効率が期待できることに加え、位相整合条件が第一種位相整合条件であるため、walk-off が発生せず光軸調整が容易になるというメリットもある。反対にデメリットとしては、和周波光の他に、被測定信号光、サンプリング光の第二高調波光も発生してしまう。とりわけ、サンプリング光の第二高調波光は高出力、狭パルス幅のため、無視できない存在となる。

次に、第二高調波光発生の変換効率の理論計算、確認実験を行った。第二高調波光と和周波光の変換効率は理論的にはほぼ同一であり、また walk-off は発生しないので、第二

高調波光で確認しても問題はない。用いた PPLN は結晶長 (L) 9mm、ドメイン周期 (Λ) 19.0 μm 、集光ビーム半径 (ω_0) は 20 μm であった。実験系は図3. 7の実験系に類似しているが、第一種位相整合条件のために偏光ビームスプリッタは用いずに波長多重 (WDM) カプラによって合波した。

図3. 12に長波長である入力波の波長を変化させたときの、第二高調波光への変換効率の理論計算値を示す。図に示すように、波長が変化すれば疑似位相整合条件からずれるために変換効率も変化していく。このときの波長帯域幅は 1.55nm であった。ピーク波長での変換効率は $7.4 \times 10^{-3} \text{ (W}^{-1}\text{)}$ であった。

図3. 13に、CW 光の変換効率を測定した結果を示す。ドットは実測値であり、実線は実測値のフィッティングカーブである。これより、第二高調波光変換効率は $4.7 \times 10^{-3} \text{ (W}^{-1}\text{)}$ であった。これは KTP に比べ、非常に大きな値である。変換効率が理論値よりも小さい理由は、ドメインの作製精度 (ドメイン反転のデューティが 50%からのずれ)、ドメイン反転領域の質による影響と思われる。

このように、PPLN を用いた疑似位相整合による第二高調波光発生効率は、KTP に比べて約 50 倍の変換効率を得ることができた。和周波光発生に用いる場合、第一種位相整合条件のために第二高調波光が発生する問題点はあるが、高い和周波光変換効率を得ることができ、さらに walk-off も発生しないために光学系が簡便に構築できるというメリットがある。また、被測定信号光とサンプリング光との群速度遅延は屈折率の波長依存性のみによって支配されるために 25fs/cm と非常に小さく、KTP に比べて高時間分解能化が容易であることも予想される。

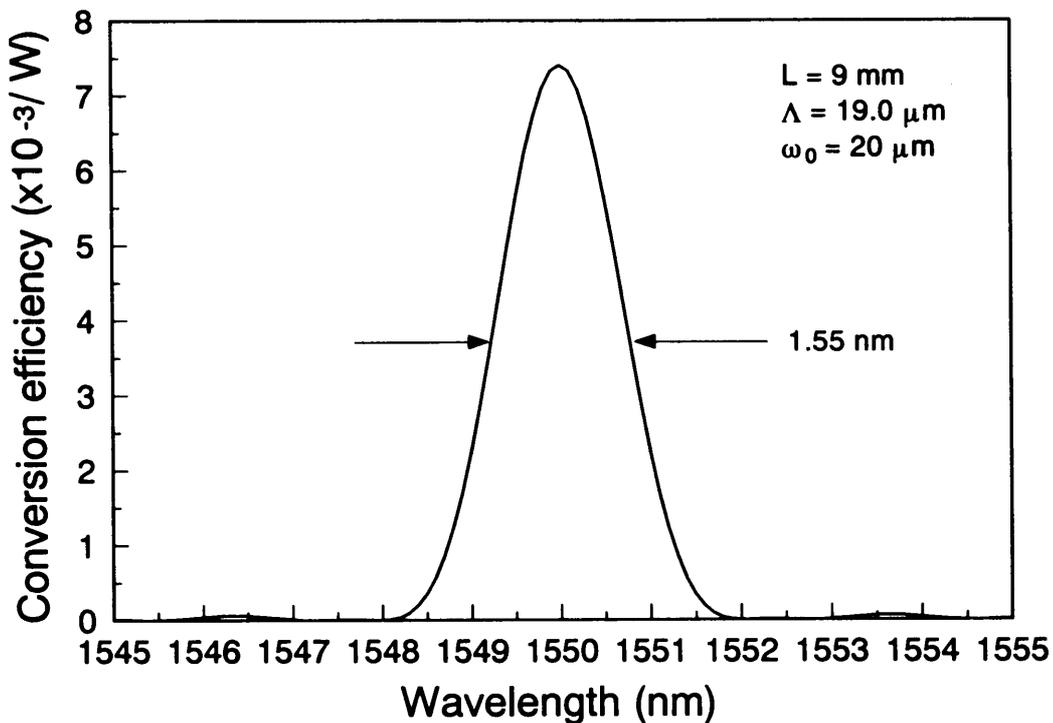


図3. 12 理論計算による第二高調波光発生 の波長感度特性

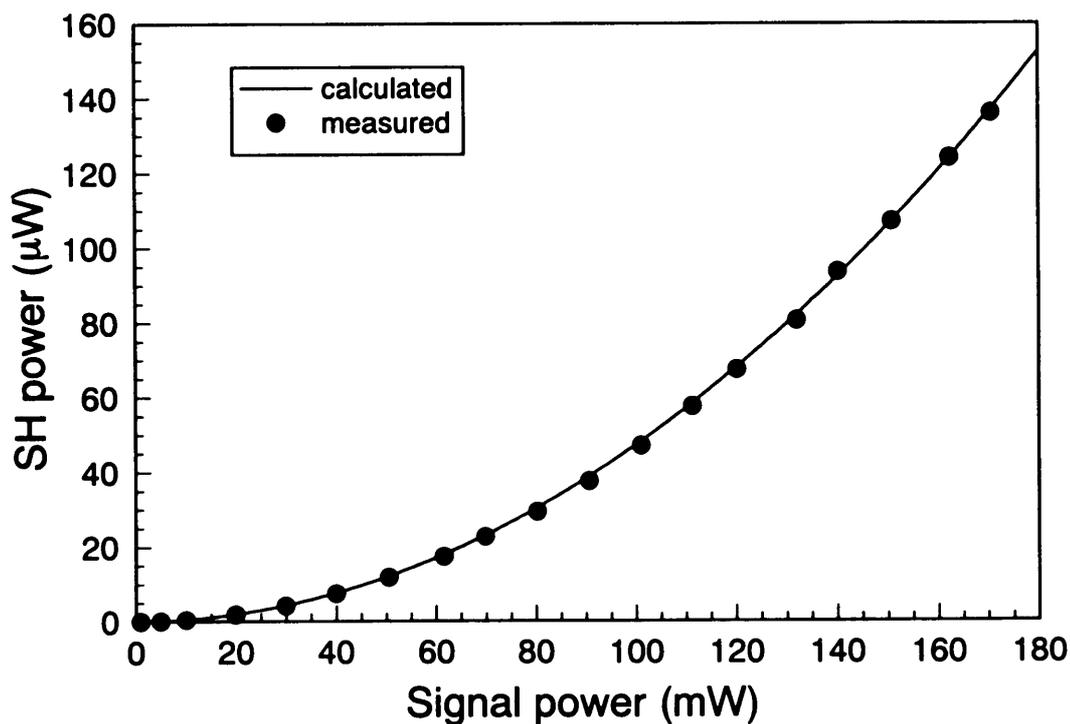


図3. 13 第二高調波光発生効率確認実験

3.6 結言

非線形光学結晶に光を入射すると、光電界に比例した線形的な応答を示す誘電分極と、電界の二乗に比例した非線形な分極とが発生する。このような非線形な応答により、周波数の異なるいくつかの電子相互間でエネルギー交換が可能になり、第二高調波光、和周波光、差周波光などの発生を行うことができる。

本章では非線形分極の詳細について述べ、和周波光発生 の原理、変換効率を求めた。非線形分極は結晶構造によって支配され、結晶の非対称性が非線形分極を生み出していることを述べた。結晶の非対称性は非線形分極テンソルによって表すことができる。

また、和周波光発生の変換効率の理論式を導出した。変換効率は非線形光学定数が重要であることを示した。さらに、発生した和周波光の位相整合を取る必要があることも示した。

非線形光学結晶としてKTP、PPLNの比較を行い、表3.3に示すようにそれぞれの特徴を明らかにした。

KTPにおいては、第一種位相整合条件と第二種位相整合条件が可能である。しかしながら、有効非線形光学定数は第二種位相整合条件の方が圧倒的に大きいため、第二種位相整合条件が有効であることを示し、そのときの和周波光変換効率を理論値、実測値ともに示した。理論値と実測値はよい一致を示した。また、KTPには光の複屈折性が存在するため、有効に作用長を得るためには複屈折を補正して光ビームを入射する必要があり、入射角度の求め方も示した。さらに、KTPには群速度遅延も発生するため、光サンプリングの時間分解能、結晶長、サンプリング光の光パルス幅との関係も明らかにした。

表3.3 KTPとPPLNの違い

項目	KTP	PPLN
変換効率	低い	高い
Walk-off	あり	なし
群速度遅延	1.746 ps/cm	25 fs/cm
波長帯域幅	広い	狭い
整合条件	Type-II	Type-I
問題点	特になし	SH光のカット

PPLN においては、疑似位相整合についての原理を述べた。疑似位相整合を行うことによって、LN の大きな非線形光学定数である d_{33} を用いることができる。それによって、大きな第二高調波光変換効率が得られることを、理論値、実験値ともに示した。理論値と実測値はよい一致を示した。また、疑似位相整合を行うことによって第一種位相整合条件を用いることになるが、その際のメリット、デメリットについても述べた。第二高調波光発生には非常に大きなメリットとなることも明らかにした。

光サンプリングに非線形光学結晶として KTP を用いる場合、おおよそ 1×10^{-4} 程度の変換効率が得られるため、十分なサンプリング光パワーを得ることができれば光サンプリングシステムとしての測定感度を十分確保できることが確認できた。また、結晶長とサンプリング光パルス幅との関係から光サンプリングの時間分解能が決定されることを明らかにした。

非線形光学結晶として PPLN を用いる場合、大きな変換効率が得られるために KTP に比べて光サンプリングの測定感度をさらに 30 倍以上高感度化でき、さらに高時間分解能化が容易であることを明らかにした。しかしながら、第一種位相整合条件のため、KTP の場合には発生しない、サンプリング光の第二高調波光の影響も懸念される。この影響を逃れるためには被測定信号光とサンプリング光の波長を十分に離し、光フィルタで除去することが必要になってくる。この点が光サンプリングシステムとしては大きなデメリットになる。この問題点の克服が大きな課題となる。

参考文献

- (1) 多田邦雄、神谷武志 共著、‘光エレクトロニクスの基礎’、Amnon Yariv 著、原書3版、第8章、丸善、1988.
- (2) 西原浩、春名正光、栖原敏明 共著、‘光集積回路’、第1版、第5章、オーム社、1985.
- (3) V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, ‘Handbook of Nonlinear Optical Crystals’, 2nd. ed., Chap. 3, Springer, 1995.
- (4) A. Yariv, ‘Optical Electronics’, 4th. ed., Chap. 8, Harcourt Brace Jovanovich College Publishers, 1991.
- (5) J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, ‘Interactions between light waves in a nonlinear dielectrics’, Phys. Rev., vol. 127, pp. 1918-1939, 1962.
- (6) 浅海勝征、織戸敏弘、‘ KTiOPO_4 の第二高調波発生位相整合(1)～(4)’、OPTRONICS, 1992.
- (7) P. A. Franken and J. F. Ward, ‘Optical harmonics and nonlinear phenomena’, Rev. Mod. Phys., vol. 35, pp. 23-39, 1963.

第4章 超短パルス光の発生

4.1 序言

光サンプリングのキーテクノロジーには、サンプリング光としての超短パルス光の発生がある。このサンプリングパルス光にはいくつかの特徴が求められる。

第一に、狭いパルス幅である。システムの時間分解能を支配する要因としては前章で示したとおり、非線形光学結晶の群速度遅延とサンプリング光の時間パルス幅である。従って、時間分解能を向上させるためにはなるべく狭い光パルスが必要となる。また、この時にきれいなパルス波形でなければならない。いくらパルス幅が狭くても、光パルスにペDESTALがあったり、大きな裾引きがあったりすると、サンプリングシステムの時間分解能を劣化させるばかりでなく、忠実な波形観測ができなくなる。

第二に、サンプリング光のタイミングジッタはなるべく小さくなくてはならない。時間的なパルスタイミングの揺らぎであるタイミングジッタは、サンプリング光のみならず被測定信号光にも存在する。そのため、被測定信号光のタイミングジッタを測定することも光サンプリングシステムに求められる測定項目の一つである。ところが、サンプリング光に大きなタイミングジッタが存在すると、実際に存在する被測定信号光のタイミングジッタより大きなタイミングジッタとして被測定信号光を観測してしまい、忠実な波形観測とは言えなくなってしまう。また、そうなるタイミングジッタは時間分解能にも影響を及ぼす。従って、サンプリング光のタイミングジッタはサンプリング光パルス幅よりも十分に小さくなくてはならない。

第三に、サンプリング光はその繰り返し周波数が電氣的に瞬時に可変できる必要がある。サンプリング光はサンプリングの原理より、被測定信号光の繰り返し周期の $1/n$ に対して同期をとる必要がある。そのため、未知の被測定信号光の繰り返し周期に対応するために、サンプリング光の繰り返し周期は広い可変域が必要となる。さらにサンプリング光の繰り返し周波数に $-\Delta f$ の周波数差を与えてそのサンプリングを自動的に掃印しているが、光サンプリングシステムとしての掃印レンジを変えるために $-\Delta f$ を瞬時的に変えることが必要となり、繰り返し周期の瞬時可変性が求められる。また、サンプリングされた結果は1パルスごとに A/D 変換によってデータ処理する必要があるため、その繰り返し周期は A/D 変換が容易に可能である 100MHz 以下でなければならない。

第四に、高出力が求められる。サンプリングには非線形光学効果である和周波光発生を

用いているので、サンプリング光がハイパワーであればある程、発生する和周波光の光パワーは大きくなる。この結果、光サンプリングシステムの測定感度は向上する。従って、なるべく高出力化が要求される。

サンプリング光の繰り返し周波数可変性について述べる。被測定信号光の繰り返し周波数の下限を 10GHz とし、サンプリング光の繰り返し周波数を 100MHz とした場合、サンプリングによる分周比は 10GHz/100MHz で 100 となる。分周比を 101 とした場合、100MHz で 10.1GHz に同期することができるが、10GHz と 10.1GHz との間の周波数に同期するためには 100MHz のサンプリング光の周波数を可変することが必要となり、最大で 101MHz (+1MHz)の周波数可変が必要となる。

超短パルス光を発生する光源としてモードロックファイバリングレーザ⁽¹⁾、モードロック半導体レーザ⁽²⁾、⁽³⁾、モードロックファイバレーザ⁽⁴⁾、チタンサファイアレーザ⁽⁵⁾等がある。それぞれの特徴を表4. 1に示す。モードロックファイバリングレーザは数 10m～数 100m のファイバおよび光部品によって構成され、10GHz 以上の繰り返し周波数では1～3ps 程度の光パルスが容易に得られ、タイミングジッタが非常に少ないきれいな光パルスを発生できる特徴があるが、能動モードロックであるため数 100MHz の周波数になると光パルス幅が数 10ps になってしまう。また、ファイバでリング状に構成されているため、温度変動に対してフィードバックをかければ安定的にパルスが得られる反面、繰り返し周期が共振器長で決定されるため可変性に乏しい。モードロック半導体レーザは非常に小型であり、システム組み込み等には最適であるが、小型であるが故に共振周波数は高くなり、繰り返し周波数を 10GHz 以下にするこ

表4. 1 超短パルス光発生手段

発生手段	特徴	パルス幅	周期可変性
モードロックファイバリングレーザ	綺麗な光パルス、低ジッタ 10 GHz 以上	1～3 ps	非常に困難
モードロック半導体レーザ	非常に小型 外部共振器型で 600 MHz	2 ps	困難
モードロックファイバレーザ	綺麗な光パルス、低ジッタ 20～50 MHz	400 fs	非常に困難
チタンサファイアレーザ	高出力、大型、高価 100 MHz、高ジッタ	100 fs 以下	困難
利得スイッチング半導体レーザ	小型、高ジッタ、低出力 10 MHz～10 GHz	5 ps	非常に容易

とは非常に困難である。外部共振器構造を用いることによって 600MHz の繰り返し周波数が可能であるが、それ以下にすることはモジュールサイズの増大化になり、モードロック半導体レーザのメリットの低減となる。モードロックファイバレーザは数 m のファイバ等で構成されているため、繰り返し周波数は 20MHz~50MHz、パルス幅は 1ps 以下が得られるが、受動モードロック構造であり、繰り返し周波数の制御ができない。ピエゾ等による共振器長の可変による繰り返し周波数の可変は可能であるが、1MHz もの可変は困難であり、数 kHz 程度が限界である。チタンサファイアレーザは高出力で、現在最も狭いパルス幅が得られる光源であり、最近ではサブ 5fs のパルス発生^{(6),(7)}の報告もある。しかしながら、システムサイズが大型であること、空気の揺らぎによるタイミングジッタが発生すること、繰り返し周波数の可変幅が小さいこと、かなり高価であることなどから、光サンプリングシステム用のサンプリング光源としては不向きである。

以上のことより、光サンプリングシステム用のサンプリング光源として要求を満たすために、半導体レーザ(LD)を用いた利得スイッチング駆動による、低ジッタ、超短パルス幅のパルス光源の開発を行った。この光源は、 $\pm 5\text{MHz}$ の繰り返し周波数可変、光パルス幅 0.98ps、タイミングジッタ 178fs、平均光パワー 40mW と高出力、小型であるという特徴を持ち、光サンプリングシステム用サンプリング光としては最適であると考えられる。本章では、利得スイッチング法によるサンプリング光の発生方法および光パルスの特性について述べる。

4.2 利得スイッチング法による光パルスの発生

半導体レーザはサイズが小さく消費電力も少ないため、多くの応用が考えられている。広

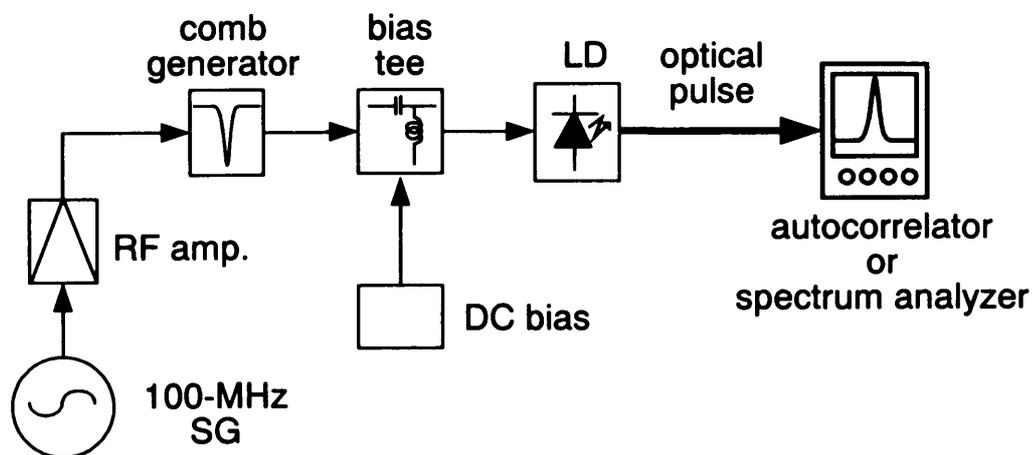


図4.1 利得スイッチング法による短パルス光発生の実験系

い利得帯域を有し、電流変調が可能であるなど、他のレーザ光源には無い特徴がある。これらの特徴を生かし、利得スイッチング法⁽⁸⁾⁽¹³⁾を用いることによって比較的簡単に超短パルス光を安定的に発生することができる。

利得スイッチング法とは、半導体レーザを短い電流パルスで励起する方法であり、これにより数 10ps 程度の光パルスを容易に得ることができる。半導体レーザのキャリア寿命の短さから、10GHz 程度の高繰り返しが可能である。半導体レーザの動作としては、電流パルス注入によりキャリア密度が増加し、キャリア密度の増加とともに光子密度が急激に立ち上がる。光子密度の増加により、キャリア密度が食われて急激に減少する。これにより、狭い光パルスが得られる。またこの時、キャリア密度が大きく減少するためにプラズマ効果による屈折率の上昇が起こり、発振波長が長波長側にシフトするチャープ特性が得られる。この特性を利用し、分散補償をすることによってパルス幅の圧縮を行うことができる。

図4. 1に利得スイッチングによる短パルス光発生の実験系を示す。電気信号源(SG)によって発生した 100MHz の正弦波信号を高周波増幅器(RF amp.)によって 0.8W まで増幅し、コム・ジェネレータを励起する。コム・ジェネレータからは約 100ps の電気パルスが出力される。この電気パルスにバイアス・ティーによって直流バイアスを印加し、MQW-DFB-LD を利得スイッチング法によって励起、短パルス光を発生する。この時の直流バイアス電流は 2mA である。短パルス光のパルス幅は自己相関器で、光スペクトラムは光スペクトラムアナライザで観測した。

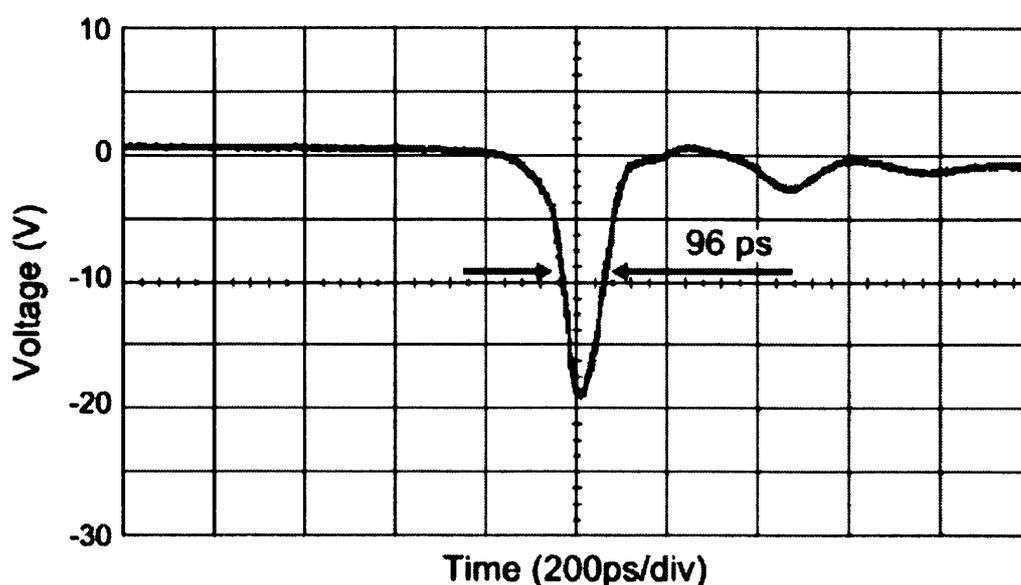


図4. 2 コム・ジェネレータの出力波形

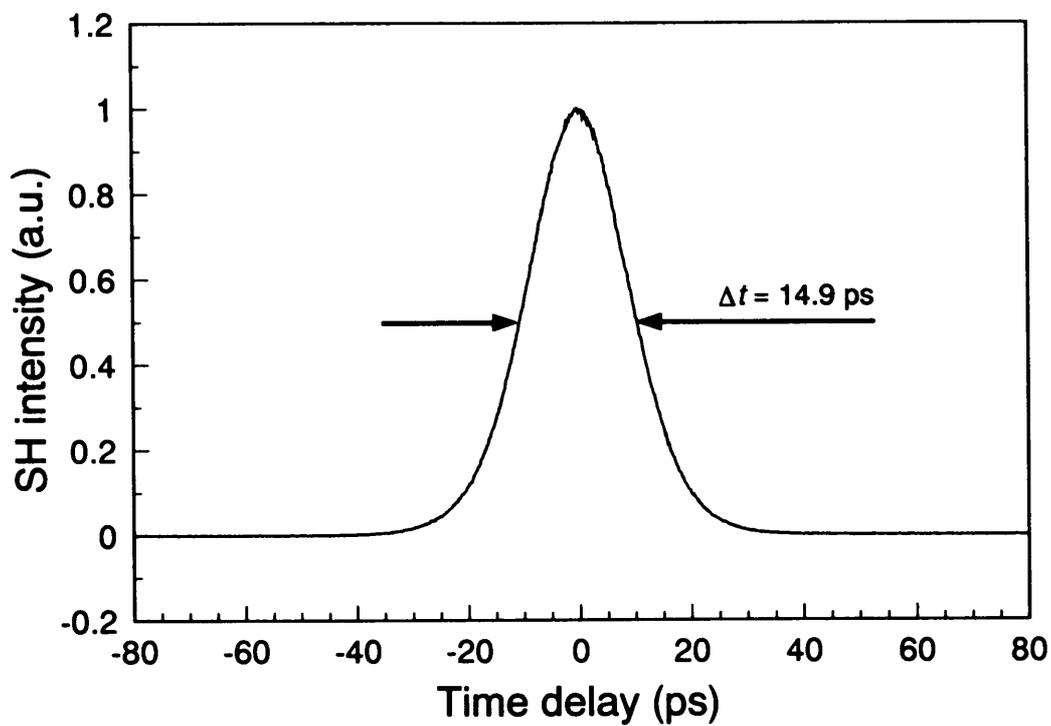


図4.3 利得スイッチングパルスの自己相関波形

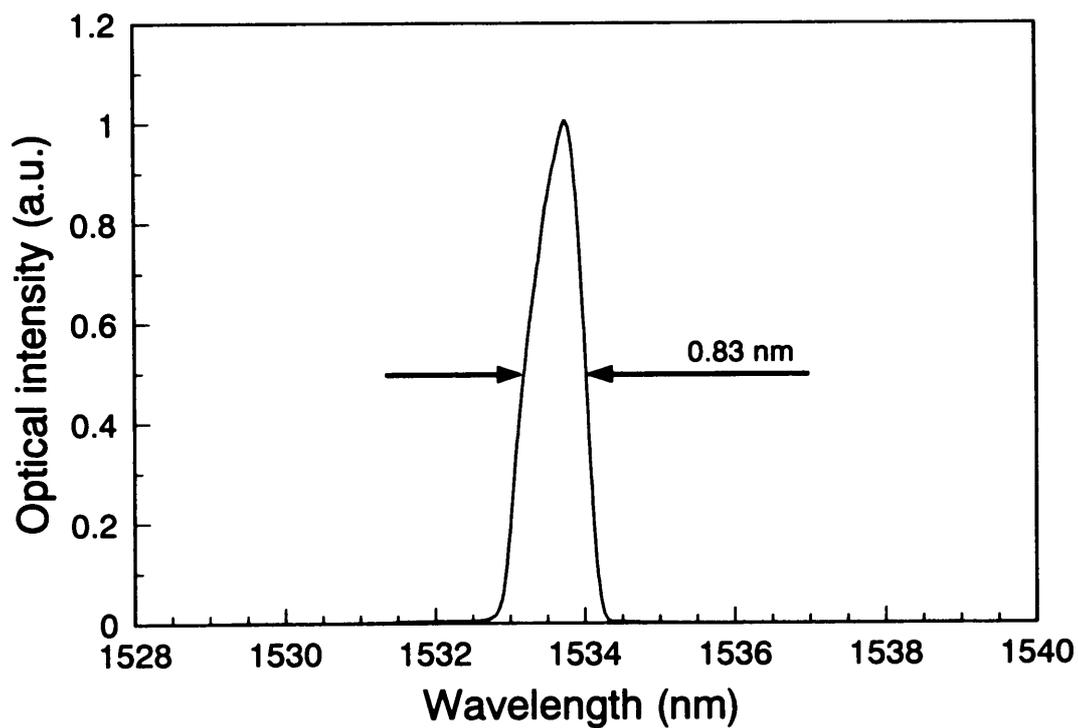


図4.4 利得スイッチングパルスの光スペクトラム

表4. 2 相関幅時間幅比および時間帯域幅積

光強度波形	相関幅時間幅比 $\Delta\tau / \Delta t$	時間帯域幅積 $\Delta t \Delta\nu$
矩形波	1.00	0.89
ガウス形	1.41	0.44
sech ² 形	1.54	0.32
三角波	1.44	0.54
ローレンツ形	2.00	0.22
片指数形	2.00	0.11
両指数形	2.42	0.14

図4. 2に、コム・ジェネレータからの出力波形を示す。電気パルスはパルス幅 96ps であることが観測できる。図4. 3および図4. 4にそれぞれ、短パルス光の自己相関波形、光スペクトラムを示す。自己相関波形より、自己相関幅 $\Delta\tau$ は 21.1ps であった。自己相関幅と光パルス幅 Δt との関係は、光パルスの波形によって支配される。各光波形における相関幅時間幅の比を、さらに時間帯域幅積と併せて表4. 2に示す⁽¹⁴⁾。表4. 2より、図4. 3によって得られた自己相関幅から光パルス時間幅を求めるために光パルス波形をガウス形と仮定すると、パルス幅は 14.9ps と推定される。また、この時の時間帯域幅積は 0.83nm の光スペクトル幅より 1.58 となる。時間帯域幅積は、例えばガウス形の場合は 0.44 が理想的な光パルスであり、チャープしていない状態を表している。0.44 が回折限界であり、これより大きい場合は光パルスがチャープしている、これより小さい場合は理論的には存在せず、パルス波形がガウス形からずれていることを表している。実験値より、時間帯域幅積は 1.58 であるので、大きなチャープを持っていることが判る。これは利得スイッチングの原理より、レッドシフトチャープしているためである。従って、レッドシフトチャープを補償する正常分散を持つ分散補償光ファイバによってパルス幅を圧縮することができる。トータル分散量 20ps/nm を持つ分散補償光ファイバによってパルス圧縮を行った自己相関波形を図4. 5に示す。この結果より、パルス波形をガウス形と仮定することによりパルス幅は 6.2ps と見積もられ、約 2/5 にパルス幅を圧縮できた。線形圧縮であるため光スペクトラムは圧縮前と圧縮後とでは変わらないことより、時間帯域幅積は 0.66 であった。分散補償量は 20ps/nm が最適であったことからほぼ回折限界まで圧縮することができたが、このパルスは線形チャープだけではなく非線形チャープもわずかに存在しているために回折限界まで完全に圧縮できないことが推定できる。また、図に示

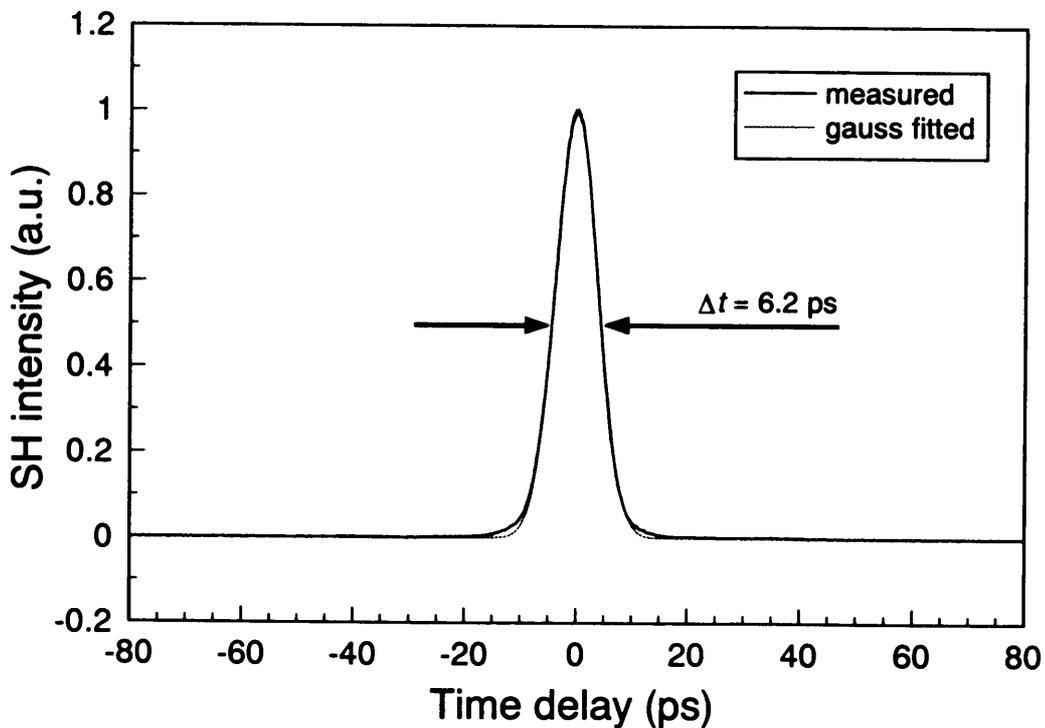


図4.5 分散補償ファイバによって線形圧縮された自己相関波形

されたガウス波形のフィッティングカーブと比較すると、自己相関波形の裾の部分でわずかにフィッティングカーブよりも太くなっているが、ほぼ一致したと考えられる。この利得スイッチングによる短パルス光発生は非常に安定しており⁽¹⁵⁾、モードロックレーザ等にありがちなロックはずれによる波形崩れ、パルスの間欠等は全く存在せず、さらにコム・ジェネレータによって制限される繰り返し周波数可変幅も $\pm 5\text{MHz}$ ほどあり、十分に利得スイッチング法のメリットが享受できる。

4.3 タイミングジッタの抑圧

サンプリング光に時間的なタイミングの揺らぎであるタイミングジッタが存在すると、前述したようにサンプリングのタイミングが揺らいでしまい、システムジッタとして観測されてしまう。このシステムジッタはあたかも被測定信号光のタイミングジッタのように見えるので測定器としては好ましくなく、従って光サンプリングシステムの時間分解能に相当するサンプリングパルス幅よりも十分に少ないことが必要である。しかしながら、半導体レーザを用いた利得スイッチング法による短パルス光発生方法では原理的に数 ps のタイミングジッタが発生してしまう^{(16),(17)}。特に、半導体レーザの緩和振動周波数である数 GHz 以下で利得スイッチングを行う場合は顕著である。それに対し、モードロックレーザは比較的タイミングジッタが少ないとさ

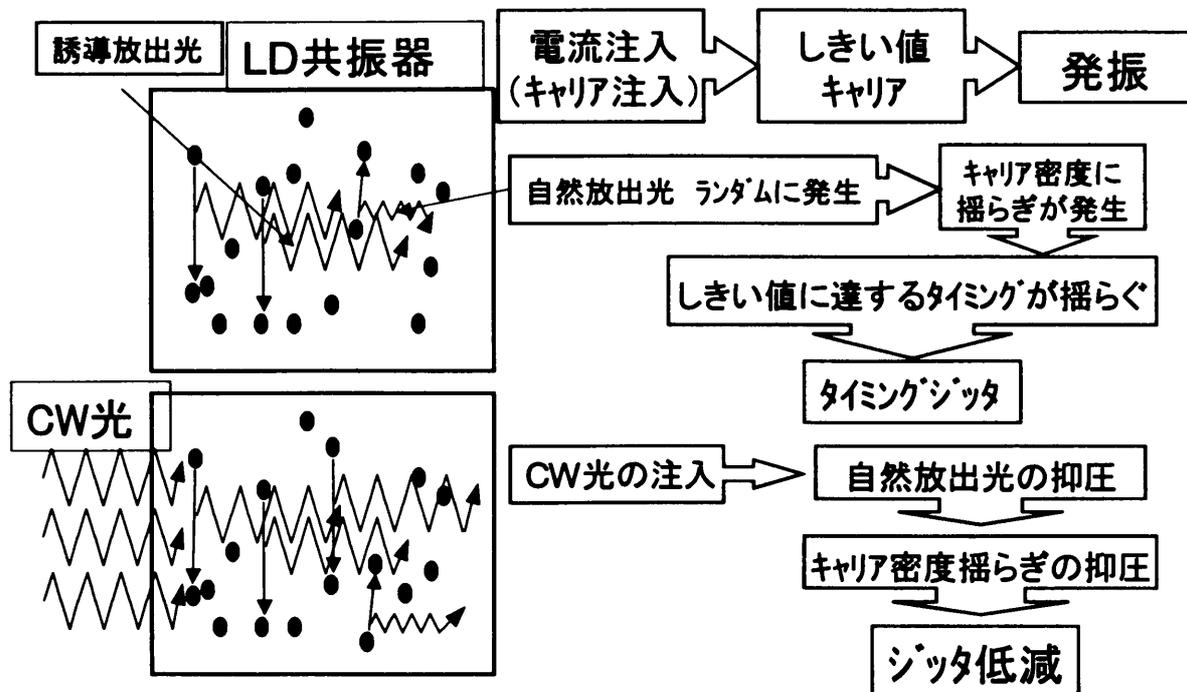


図4.6 利得スイッチングによるタイミングジッタ発生 の原理と CW 光注入によるタイミングジッタの低減

れており、モードロック半導体レーザで $0.39\text{ps}^{(18)}$ 、Nd:YAG レーザで $0.30\text{ps}^{(19)}$ 、ファイバリングレーザが最も少なく、 $90\text{fs}^{(20)}$ などが報告されている。

半導体レーザを利得スイッチング法によって駆動した場合、タイミングジッタは自然放出光の量子揺らぎによって発生する。その様子を図4.6に示す⁽²¹⁾。半導体レーザに電流パルスが注入されるとキャリア密度が増加し、発振閾値に達すると光子密度が急激に立ち上がるが、その際に半導体レーザ内で自然放出光がランダムに発生する。この自然放出光によってキャリア密度に揺らぎが発生し、キャリア密度が発振閾値に達するタイミングがずれる。このことが光パルスのタイミングジッタの原因となる。ところが、半導体レーザにあらかじめ微弱な CW 光を注入しておくと自然放出光の発生が抑圧され、その結果、キャリア密度の揺らぎも抑圧されタイミングジッタを低減することができる^{(22),(23)}。

図4.7にタイミングジッタ抑圧の確認実験系を示す。半導体レーザの駆動源までは前節と同じであるが、RF amp.と bias tee の間に中心周波数 100MHz 、バンド幅 $\pm 5\text{MHz}$ の高周波バンドパスフィルタ(BPF)を挿入した。これは励起信号源としての 100MHz 正弦波の位相雑音を低減するためである。半導体レーザの出力側では CW 光を注入するために光サーキュレータを用いている。半導体レーザの中心発振波長は 1533.9nm 、CW 光の中心発振波長

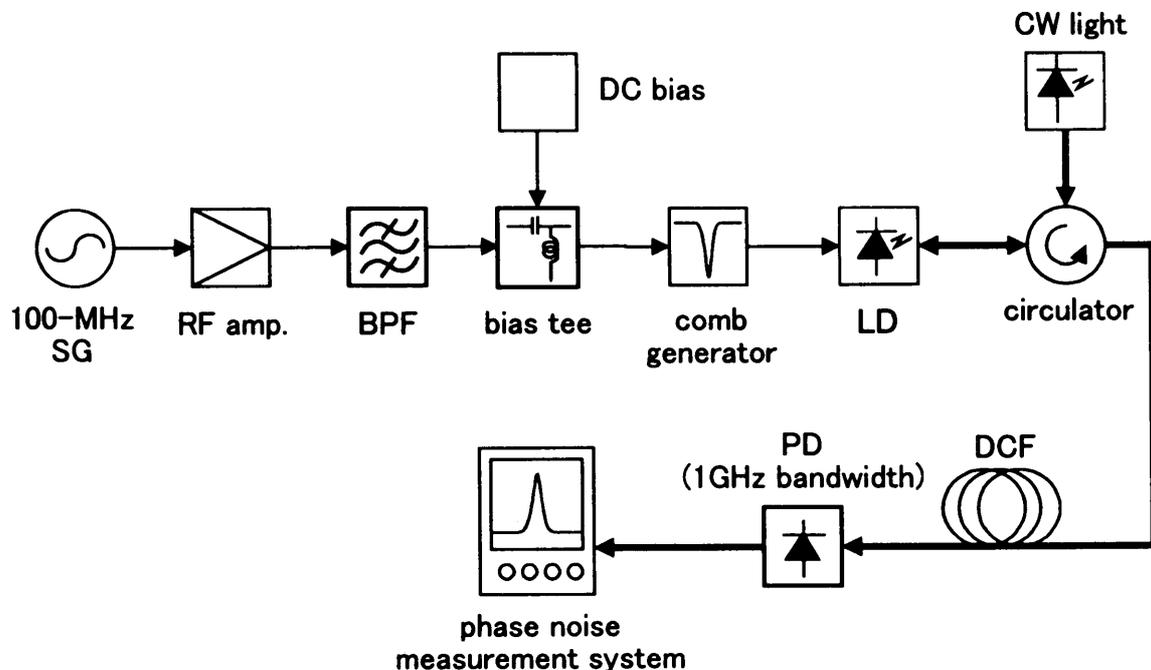


図4.7 CW 光注入によるタイミングジッタ低減の実験系

は 1533.1nm を用いた。CW 光注入パワーは $400\mu\text{W}$ である。半導体レーザは一般的な MQW-DFB-LD の、光アイソレータが内蔵されていないタイプのものを用いた。発生した光パルスは 20ps/nm の分散補償ファイバ (DCF: Dispersion-Compensating Fiber) でパルス圧縮を行った。タイミングジッタの測定には位相雑音測定装置を用いた。

CW 光を半導体レーザに注入することによって、バイアス電流の条件は若干変化し、 1mA となった。これは CW 光によって半導体レーザが光励起されたためである。光パルスの自己相関波形は図4.5で得られた自己相関波形と全く変わらず、同一の自己相関波形が得られた。図4.8に CW 光を注入した際の光スペクトラムを示す。1533.1nm の位置に、注入した CW 光の成分があるが、これを無視した場合のスペクトル形状、スペクトル半値幅は変化しなかった。

自己相関器を用いた場合、自己相関波形はタイミングジッタの影響を全く受けないため光パルス幅の測定しかできない。高速光受光器 (PD) および高速サンプリングオシロを用いればタイミングジッタの測定はできるが、システムジッタは約 1ps 程度あり、さらに 100MHz 程度の周波数ではトリガジッタの影響も大きく、トータルで 2ps 程度のシステムジッタがでてしまうので、 2ps 以下のタイミングジッタの測定はできない。しかしながら、タイミングジッタは光パルス列に周波数変調がかかったものと考えると、繰り返し周波数(この実験系では 100MHz)の

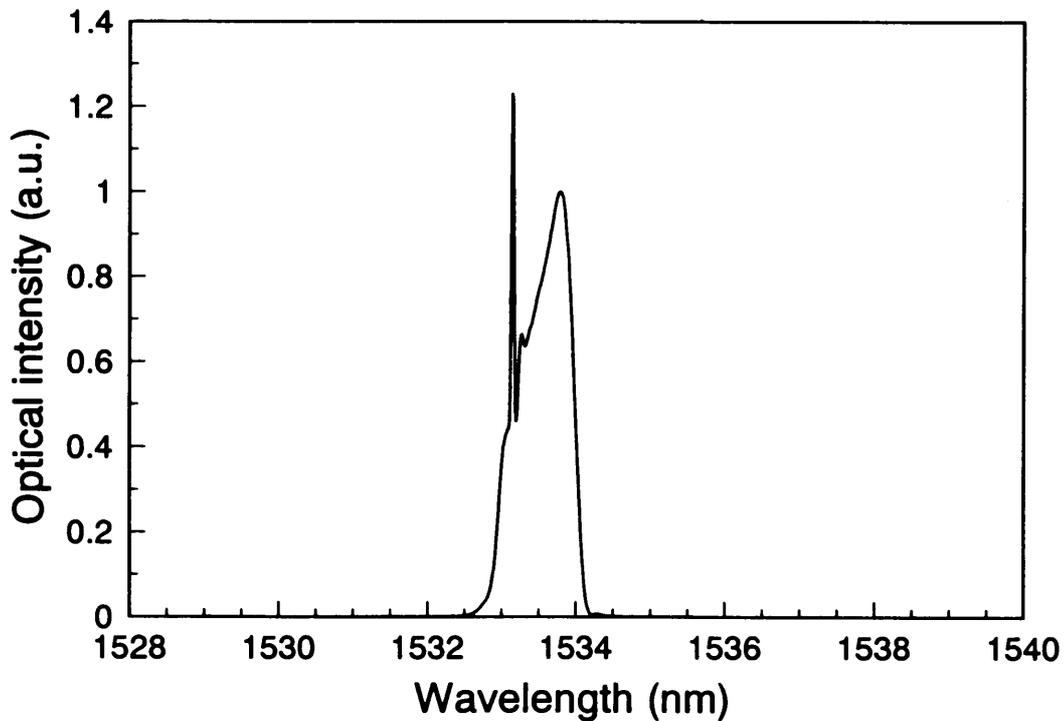


図4.8 CW 光注入したときの光スペクトラム

サイドバンドとして現れてくる。従って、繰り返し周波数の位相雑音を測定することによって光パルスのタイミングジッタを測定することができる。さらに、位相雑音は高次高調波に対しては高次の次数の二乗に比例して増えるため、光受光器の S/N による測定限界を向上させることができる。タイミングジッタ Δt_{rms} は次式で求めることができる⁽²⁴⁾。

$$\Delta t_{rms} = \frac{1}{2\pi n f_{rep}} \sqrt{\int_{-f_2}^{-f_1} L_n(f) df + \int_{f_1}^{f_2} L_n(f) df} \quad (4.1)$$

ここで、 n は高次高調波の次数、 f_{rep} は光パルスの繰り返し周波数、 $L_n(f)$ はシングルサイド位相雑音のキャリアに対するパワースペクトル強度比を表している。 f_1 と f_2 は測定周波数範囲の下限と上限である。上限である f_2 は $f_{rep}/2$ でなければならず⁽²⁵⁾、 f_1 はその光パルスを使う目的に合わせて選択する必要がある。光サンプリングに用いる場合、サンプリングの一掃引に 10,000 ポイントが最大で必要であるので $f_{rep}=100\text{MHz}$ に対し、10,000 ポイントを掃引するのに要する時間から、 $f_1=10\text{kHz}$ 、 $f_2=50\text{MHz}$ が選択できる。高次高調波の次数は、あまりにも周波数が高くなりすぎると、高周波ゆへの困難性がでてきて逆に S/N を悪化させるので、100MHz の 10 次高調波である 1GHz を選択した。

まず、視覚的に CW 光注入によるタイミングジッタ低減効果を確認するために、32GHz の

光受光器と 50GHz のサンプリングオシロとの組み合わせによって光パルスの波形観測を行った。結果を図4. 9に示す。光パルス幅は自己相関波形より前節と同じ 7.9ps であるが、受光器の帯域制限により、約 20ps 程度に広がっている。また、電気的な反射の影響により、光パルスの後部ではリングングが発生している。図4. 9(a)では、利得スイッチングによって発生した光パルスを CW 光注入無し状態で観測した波形である。図より、タイミングジッタが大きいために光パルスの立ち上がりの部分と立ち下りの部分とがくっつきそうになる程である。また、光パルスの最上部が斜めになっていることから、位相変調的なタイミングジッタに相関した強度ジッタも発生していることが判る。一方、CW 光注入した場合の光波形、図4. 9(b)では、CW 光注入無しの場合に比べ、格段にタイミングジッタが低減されていることが判る。また、光パルス最上部は水平になっており、強度ジッタが無くなっていることが確認できる。

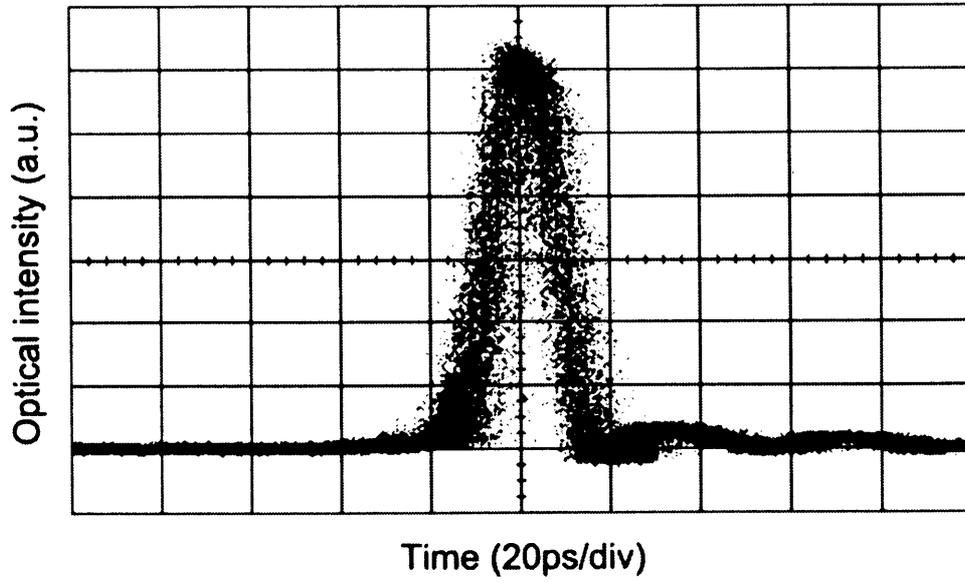
サンプリングオシロのヒストグラム機能より CW 光注入した際の光パルスのタイミングジッタを測定したところ、2.2ps と非常に大きな値となった。これはサンプリングオシロのトリガジッタが支配的と考えられるので、位相雑音によるタイミングジッタの精密測定を行った。測定結果を図4. 10に示す。図より、CW 光注入を行った光パルスと行っていない光パルスとでは位相雑音に明らかな違いが見られる。10kHz 以上では電気信号源の位相雑音が最も少ない。この領域では光パルスの位相雑音が測定できている可能性が高く、**uncorrelated timing jitter** と呼ばれる⁽²⁶⁾。一方、10kHz 以下では励起信号源の位相雑音と光パルスの位相雑音はほぼ同じトレースである。この領域では位相雑音は励起信号源で支配され、**correlated timing jitter** と呼ばれる。位相雑音特性より、三つの領域に分けて考える。まず、10Hz から 300Hz までの領域(a)、10Hz から 10kHz までの **uncorrelated timing jitter** の領域(b)、10kHz から 50MHz までの **correlated timing jitter** の領域(c)について、(4. 1)式を用いてタイミングジッタを求めた。しかしながら、位相雑音測定装置の性能上、位相雑音測定の上限は 40MHz で制限されている。そのため、40MHz から 50MHz までの領域は 40MHz からフラットな位相雑音特性をしているものと仮定して求めた。その結果を表4. 3に示す。(a), (b)の領域では、励起信号源に支配されているために電気信号源、光パルスともに同じ値である。光サンプリングに最も影響を及ぼす(c)の領域では、三者に違いが現れている。電気信号源は高周波バンドパスフィルタの効果が現れており、58fs という非常に小さな値であった。バンドパスフィルタが無い状態ではタイミングジッタ量は 300fs 程度であったので効果は大きく、特

にバンド外の 5MHz からの位相雑音の落ち込みは顕著である。光パルスについては、CW 光注入が無い場合は 1377fs で有るのに対し、CW 光注入を行うことによって 179fs まで低減できている。10Hz からのトータルジッタ量にしても 318fs であり、非常に小さな値と言える。低周波数の部分の位相雑音が少ない電気信号源を用いれば、トータルジッタ量はかなり抑えることができると思われる。

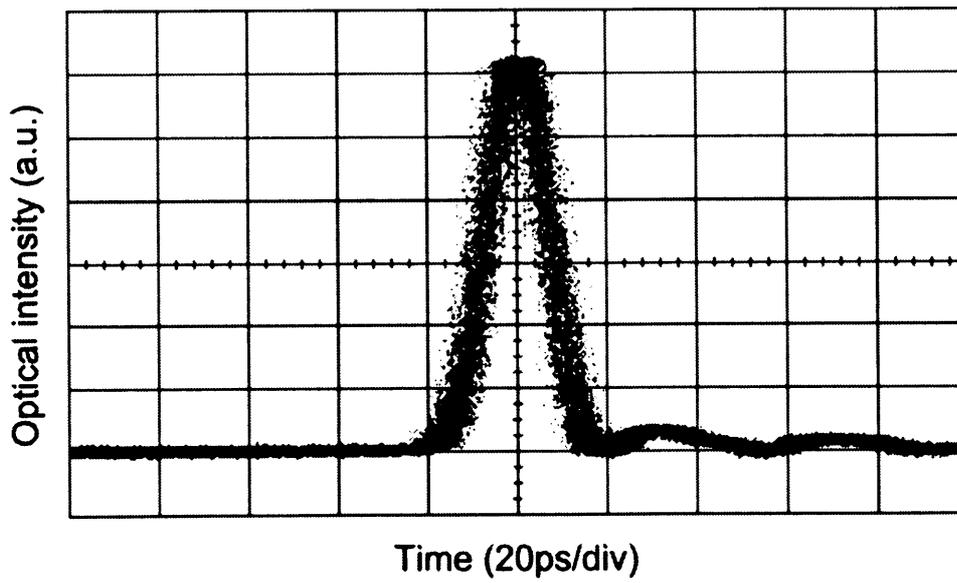
図4. 11に CW 光の注入パワーとタイミングジッタ量の関係を示す。タイミングジッタの発生は自然放出光の影響によるものであるため、CW 光注入パワーが上がれば上がるほど自然放出光を抑えることができ、そのためにタイミングジッタが低減していく。実験結果はこの現象を説明する結果となった。しかしながら、200 μ W 以上では飽和傾向がでており、また 400 μ W 以上では半導体レーザへのダメージも懸念され、これ以上のタイミングジッタの抑圧も期待できないことから、400 μ W が最適な注入パワーと思われる。

図4. 12には CW 注入光の波長とタイミングジッタ量の関係を示す。CW 注入光の波長が若干変動しても、0.6nm の範囲で 200fs 程度のタイミングジッタ量に抑えることができる。これは、利得スイッチングによって発生した光パルスはレッドシフトチャープをしているため、光パルスの立ち上がり部分は光パルスの中心波長 1533.9nm よりも短波長側にある。従って、この立ち上がり部分の波長の CW 光を注入することによってタイミングジッタを低減できると考えることができる。また、この測定範囲外の波長の CW 光を注入すると急激にタイミングジッタは悪化するが、パルス波形もまた急激に悪化し、測定条件が同一とは見なせないので測定結果から除外した。

以上のことより、利得スイッチングによる半導体レーザからの光パルスの発生において、1.4ps のタイミングジッタが発生していることが判った。このタイミングジッタを低減するためには光パルスの中心波長より約 0.8nm 短波長の CW 光を注入することが効果的であることが明らかとなった。その結果、タイミングジッタは 180fs 以下に抑圧することができ、また CW 注入光の波長安定度は 0.4nm 以下、光パワーは 200 μ W ~ 400 μ W で良いので、非常に安定に、また安価に構成できることが判った。



(a) CW 光注入無しの場合の光パルス波形



(b) CW 光注入有りの場合の光パルス波形

図4.9 CW 光注入の有無によるタイミングジッタ低減効果

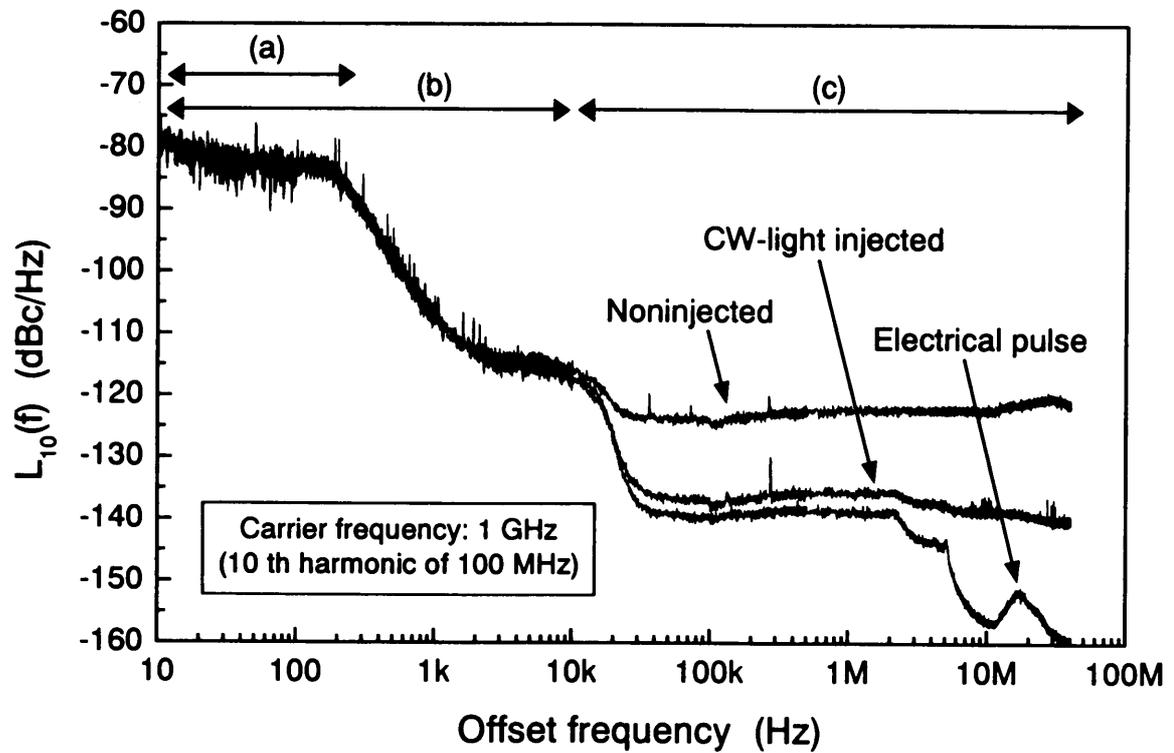


図4. 10 10次高調波による位相雑音測定

表4. 3 位相雑音測定により求めたタイミングジッタ

Integration range	(a)	(b)	(c)	total
	10Hz~300Hz	10Hz~10kHz	10kHz~50MHz	
Δt_{rms} (with injection)	248 fs	263 fs	179 fs	318 fs
Δt_{rms} (without injection)	244 fs	260 fs	1377 fs	1401 fs
Δt_{rms} (electric)	252 fs	267 fs	58 fs	273 fs

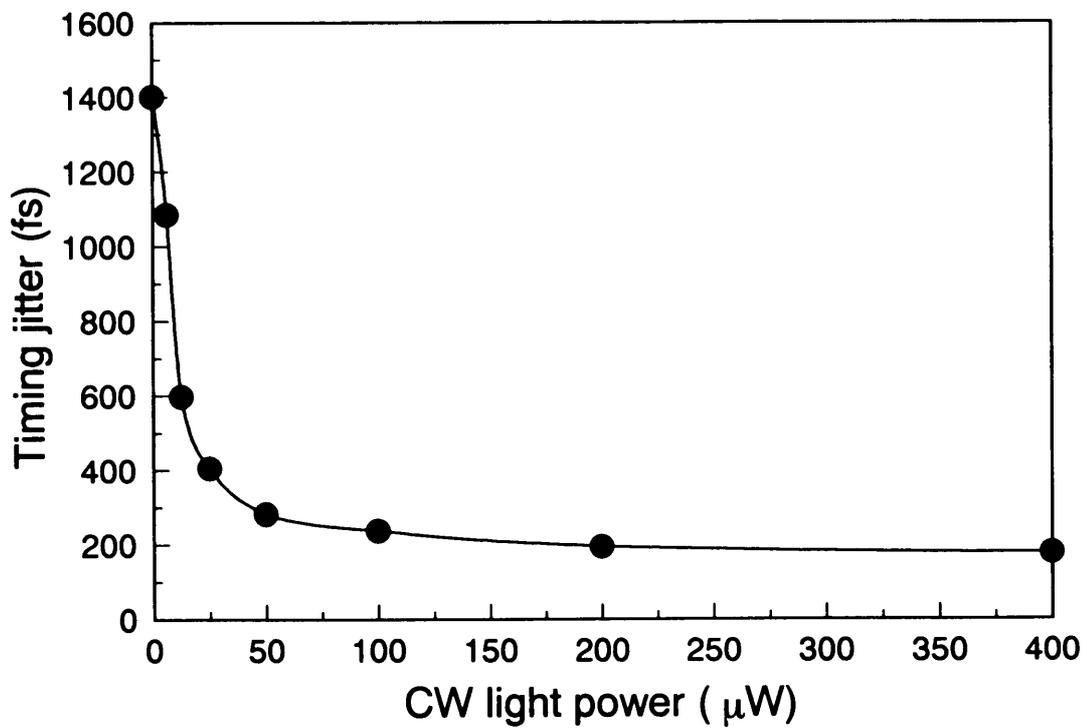


図4. 11 注入パワーとタイミングジッタ量の関係

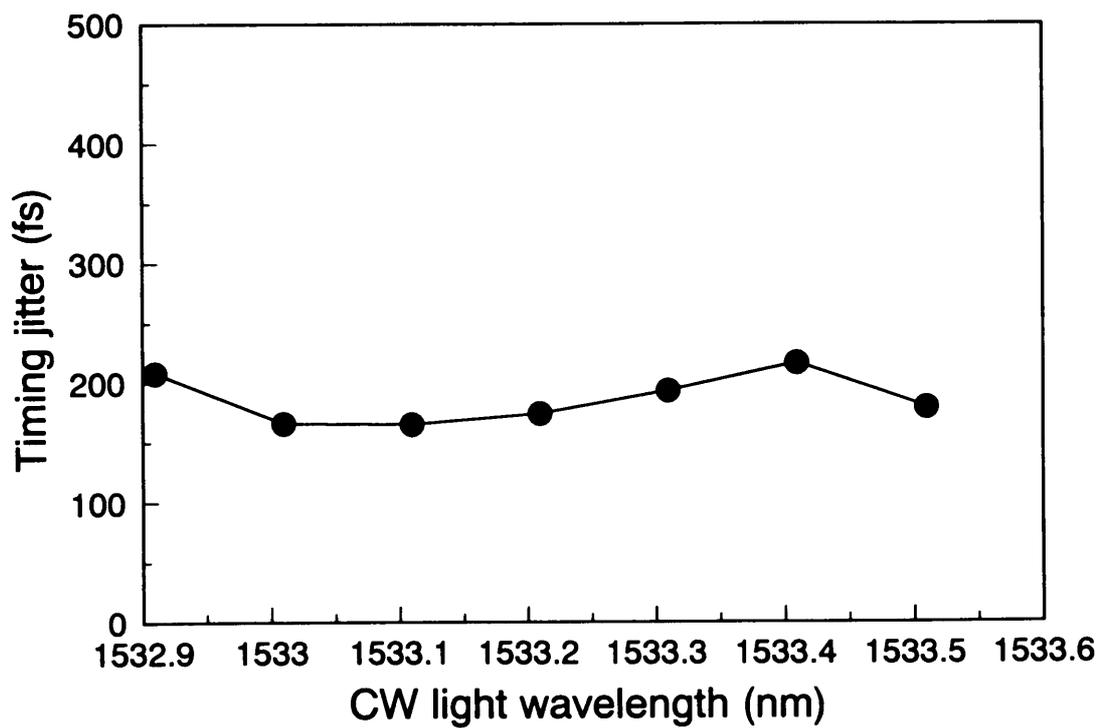


図4. 12 注入波長とタイミングジッタ量の関係

4.4 光パルス圧縮

光サンプリングにおいて高時間分解能を得るためには超短パルス光が必要であることは前章で述べたが、必要以上に狭い光パルスは光ファイバ伝搬中に波形崩れを起こしたり、光増幅した場合には非線形効果が発生したりとあまり好ましくない。被測定信号光を160Gb/sとした場合、その光パルス幅は2.75psとなる。従って、この被測定信号光を正確に観測するには1ps以下のサンプリング光が必要となる。また、高い測定感度を得るためにはハイパワーのサンプリング光が必要である。この二つの要求はお互いに相反する関係にある。超短パルス光はそのパルス幅が狭いために、たとえ平均光パワーが低くともピークパワーは非常に高くなる。例えば、100MHz繰り返し、パルス幅1psの光パルスの平均パワーが1mWだったとすると、そのピークパワーは10Wに達する。光ファイバ中での非線形効果は光パルスのピークパワーに関係するため、無視できない値となる。また、光ファイバ増幅器を用いて光増幅を行う場合、光増幅器内のファイバはモードフィールド径が小さく、光パワー密度が高くなる。また、ファイバ長も20~30mあり、さらに光パワーを増幅するわけであるから、光ファイバ増幅器を用いて光増幅を行うと簡単に非線形効果が発生してしまい、光パルス波形、光スペクトラムの乱れが発生してしまう。このような光パルスをサンプリング光として用いた場合、被測定信号光を忠実にサンプリングすることができず、時間分解能の劣化のみならず、観測波形の乱れとなってしまう。

超短パルス光を得るためには、4.1序言で述べたように各種の手法があるが、その他として半導体レーザの利得スイッチング法によって得られたような、数psパルス幅の光パルスをパルス圧縮する手法もある。圧縮手法としてもいくつかの手法があり、分散シフトファイバを用いる手法^{(27),(29)}、分散減少ファイバを用いた断熱圧縮^{(30),(31)}、非線形ループミラーを用いた手法^{(32),(33)}、スーパーコンティニューム光を用いる手法^{(34),(35)}等があり、安定性、波形、部品の入手性などで一長一短があるが、高出力化という観点ではどれも100MHz繰り返しに換算すると平均パワーは数mW程度である。

一方、超短パルス光の光増幅ではファイバブラックグレーティングを用いて、一度光パルス幅を広げてから光増幅し、その後圧縮するという手法が報告されている⁽³⁶⁾のみであり、あまり検討されていない。そこで、なるべく簡便で高出力、きれいな超短パルス光が得られる、光パルス圧縮、光増幅を検討、確認実験を行ったのでそれについて述べる。

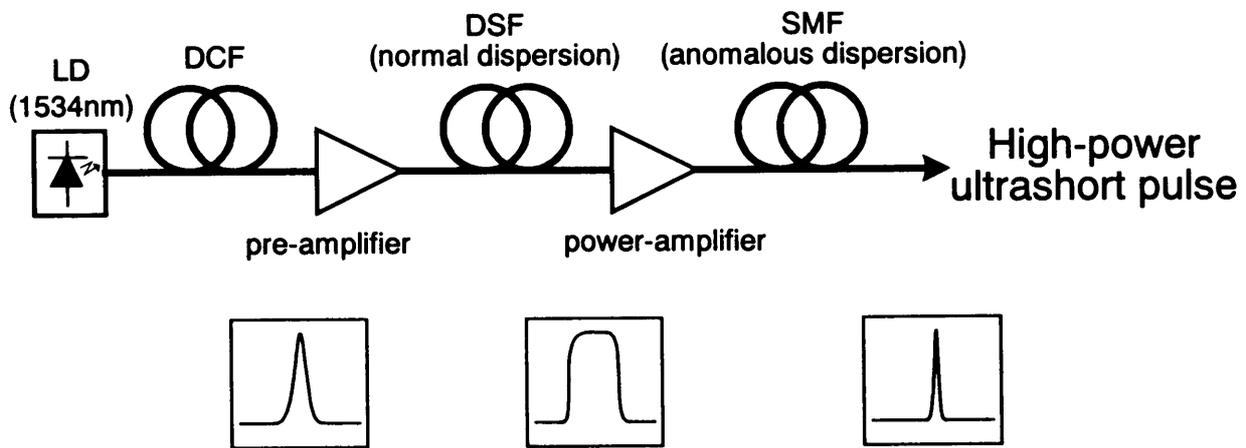


図4. 13 光パルス圧縮、光増幅の構成図

図4. 13に光パルス圧縮、光増幅の構成を示す。半導体レーザから利得スイッチング駆動によって短パルス光を発生させ、分散補償ファイバによって線形圧縮を行う。それによって得られたガウス波形の 6.2ps の光パルスを光ファイバ増幅器によって非線形効果が起こらない程度に光増幅する。その後、正常分散を持つ分散シフトファイバに入力すると、出射側では三次の非線形効果であるカー効果によって矩形波に近い、パルス幅の広がった光パルスとして出射される。パルス幅が広がったために光パルスのピークパワーが低くなっているため、次段の高出力光ファイバ増幅器によって高出力に光増幅を行っても、光ファイバ増幅器内で非線形効果が起きにくい。また、この矩形波状の光パルスは線形チャープに近いチャープ特性を持っているので、大きな異常分散を持つシングルモード光ファイバによって非線形効果を起こさずに短距離で線形圧縮を行うことができる。これによって高出力の超短パルス光を得ることができる。

高出力、超短パルス光発生の実験系を図4. 14に示す。半導体レーザから利得スイッチング法によって発生した光パルスを分散補償ファイバによって線形圧縮を行うところまでは前節と同じであるが、その後、光ファイバ増幅器 (EDFA: Erbium-doped fiber amplifier) によって平均光パワー 5mW まで増幅し、長さ 500m、正常分散値 0.77ps/nm/km を持つ DSF 内でカー効果が発生させる。DSF 伝搬後の光パルスは矩形波状にパルス幅が広がっているため、Yb をコドープした光ファイバ増幅器 (E/YDFA: Erbium/ytterbium co-doped fiber amplifier) によって平均光パワー 40mW まで高出力化する。E/YDFA を用いるメリットとして、Yb をコドープすることによってドープ濃度が高くなるために増幅用光ファイバ長が 2~3m 程度に短くすることができる。これによって通常の EDFA よりも非線形効果の影響を低減できる。

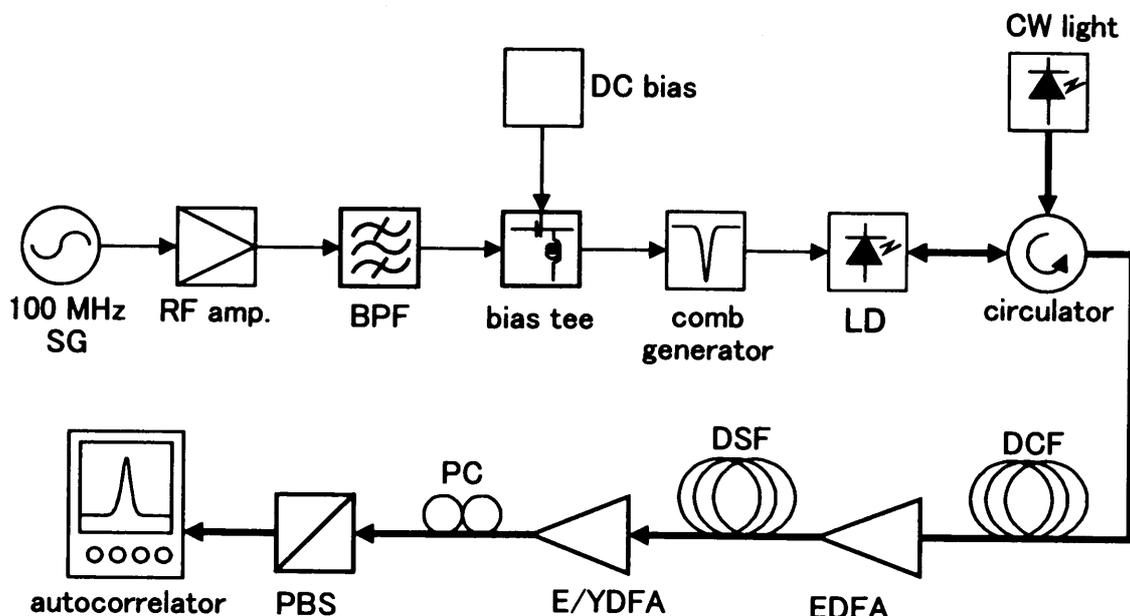


図4. 14 超短パルス光発生の実験系

さらに、E/YDFA の場合、波長 1533.9nm の光に対して非常に大きな異常分散値を持つので、E/YDFA によってパワー増幅した後に異常分散値を持つシングルモード光ファイバでのパルス線形圧縮が不要となり、E/YDFA 内で光増幅を行いながら線形圧縮も行っていく。1534nm と 1538nm の光パルスを用いて E/YDFA の群速度差から実験的に求めた分散値は 1.1ps/nm の異常分散であった。光増幅器内で若干の非線形偏波回転が発生しているので、E/YDFA で光増幅後、偏波コントローラ(PC)、偏波ビームスプリッタを用いて不要な偏波成分を除去し、自己相関器を用いて光パルスの観測を行った。

図4. 15に DSF 出力の、矩形波状に広がった光パルスの自己相関波形、数値計算によって求めた光パルス波形を、図4. 16にその時の光スペクトラムの実測値、計算値を示す。光パルスの理論計算には非線形シュレディンガー方程式⁽³⁷⁾を用いた。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A$$

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$$

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g}$$

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

ここで、 A は緩慢変化包絡線関数、 z は伝搬距離、 v_g は群速度、 β_2 は群速度分散、 α は吸収係数、 n_2 は非線形屈折率、 $F(x,y)$ は光ファイバのモード分布である。数値計算にはスプリット・ステップ・フーリエ法を用いた⁽³⁸⁾。

図4. 15より、パルス波形は理論計算値とほぼ一致したものと推定でき、パルス幅は 6.2ps から 9.4ps に広がっていることが判る。挿入図はその時の光パルス波形の理論計算値である。矩形波に近い形をしている。図4. 16の光スペクトラムは縦軸の拡大図であるが、理論と良い一致を示した。光スペクトラムの理論値は自己相関波形のフーリエ変換より求めた。挿入図は光スペクトラムの全体を示したものである。CW 注入光成分がピークレベルとしてかなりでているが、エネルギーとしては微々たるものであるので無視して差し支えない。

図4. 17は DSF 出力を E/YDFA によって光増幅した時の自己相関波形である。光パルスとしてはペDESTALの無い、きれいな形の自己相関波形が得られ、光パルス波形を sech^2 と仮定した場合の光パルス幅は 0.98ps となった。理論計算値ではペDESTALがウイング状に現れており、また実験値よりも自己相関幅は狭くなっている。理論値と実験値との違いは以下の点によるものと思われる。

- E/YDFA のモードフィールド径、高次の分散値、ファイバ長等の計算パラメータが不明のため、推定で計算を行った。
- E/YDFA 内で非線形偏波回転が発生している。そのためにペDESTAL等の不要な部分が PBS によってカットされている。
- 図4. 17に示す光スペクトラムより、光エネルギーが長波長側にシフトした成分がある。これはラマンシフトによるものと思われるが、シミュレーションにはラマンシフトは考慮されていない。

非線形偏波回転が発生していることは、PBS によって切り出された側の成分がほとんどペDESTAL成分であることから確認できている。

図4. 19に、図4. 17の自己相関波形と sech^2 のフィッティングカーブとをログ表示で示した。測定系のノイズフロアのため 10^{-3} 以下は測定できていないが、 sech^2 波形と非常に良い一致を示していることが判る。ペDESTALもほとんど発生していない。サンプリング光としては最適な光パルスである。

以上のことより、正常分散を持つ分散シフトファイバによって一度光パルス幅を広げ、光増幅、線形圧縮、検光子を入れることによって、ハイパワー、超短光パルスが得られることが明

らかになった。得られた光パルスは 100MHz 繰り返し周波数で平均光パワー40mW、光パルス幅 0.98ps、光パルス波形は sech^2 となり、光サンプリング用サンプリング光として最適な光パルスが得られることが判った。また、160Gb/s 以上の光信号を正確に観測するために求められるサンプリング光のパルス幅 1ps 以下を満たすことができた。

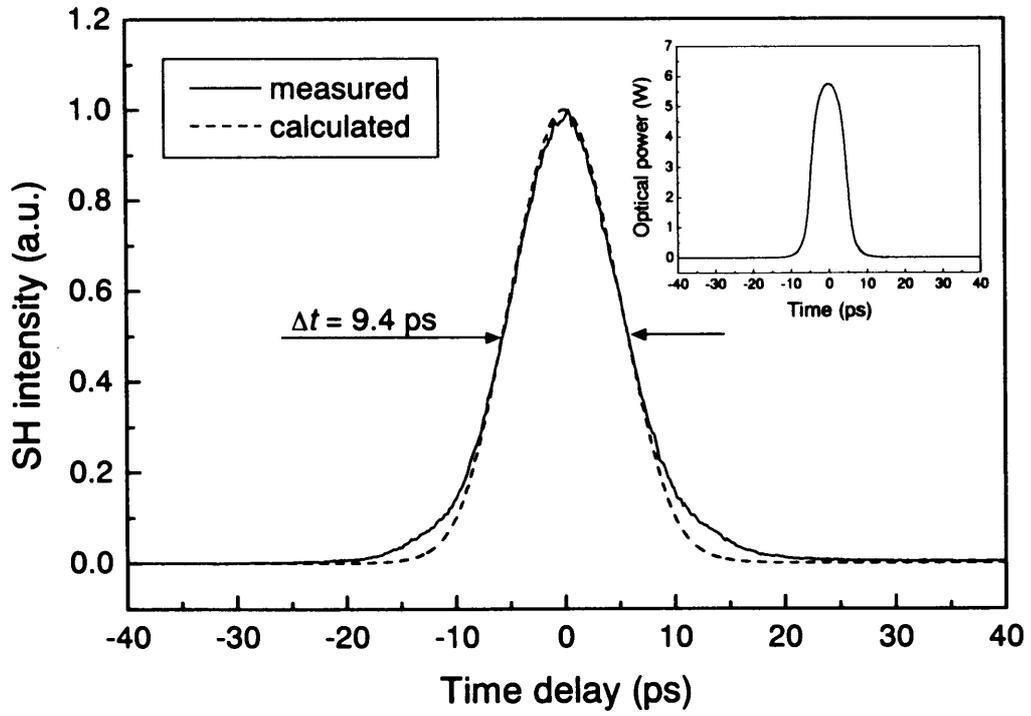


図4.15 DSF 出力波形および自己相関波形
(挿入図はパルス波形の理論値)

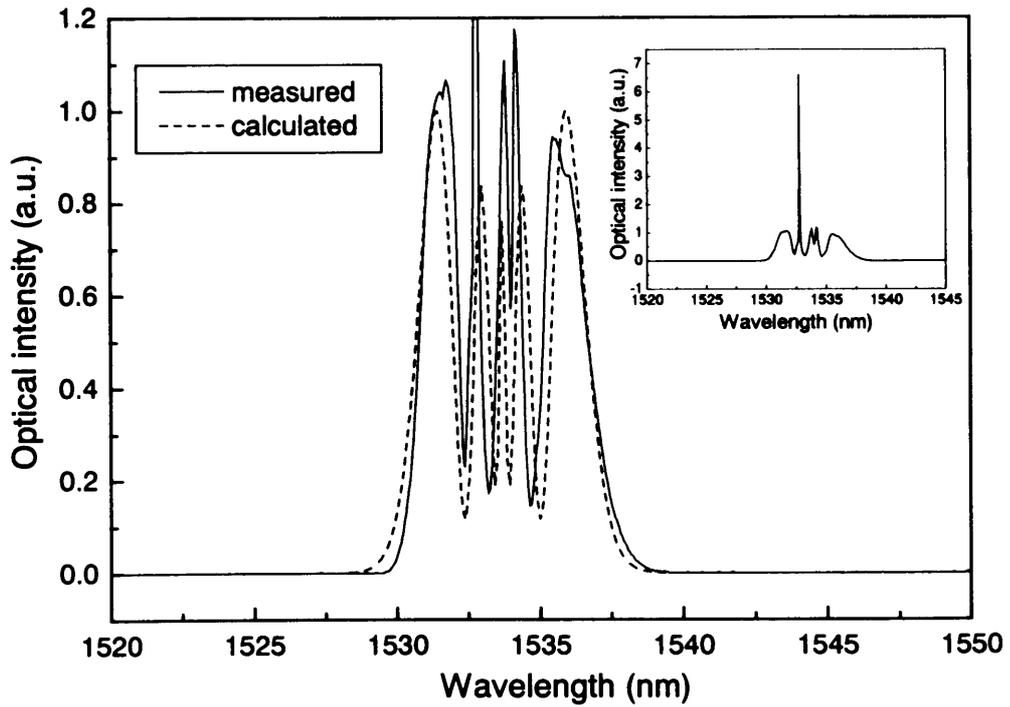


図4.16 DSF 出力の光スペクトラム

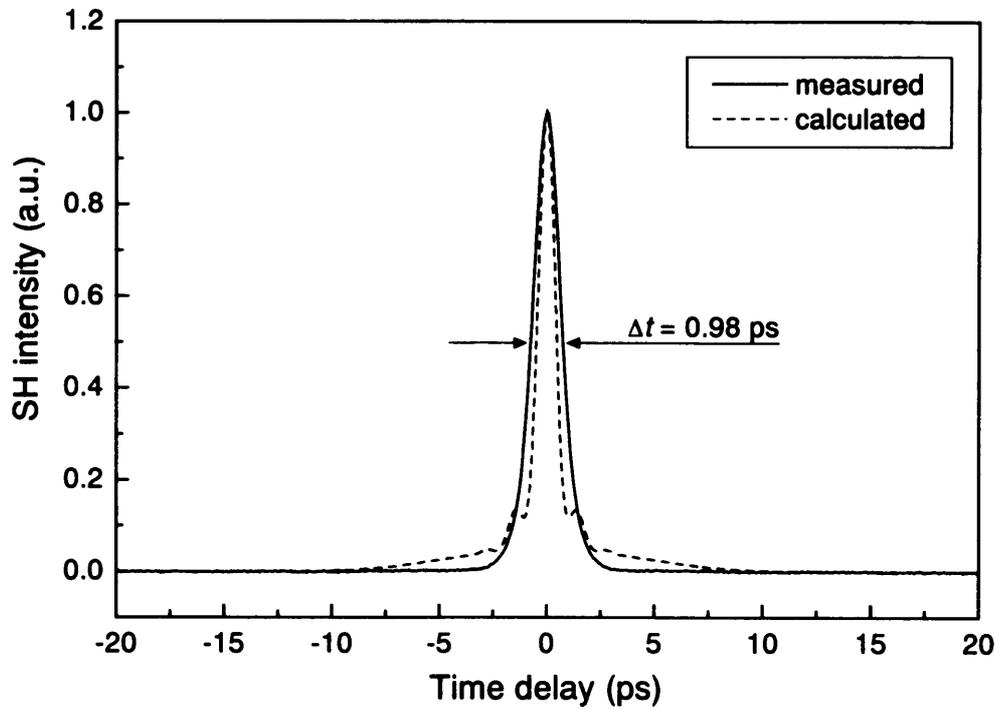


図4. 17 光パルス増幅後の自己相関波形

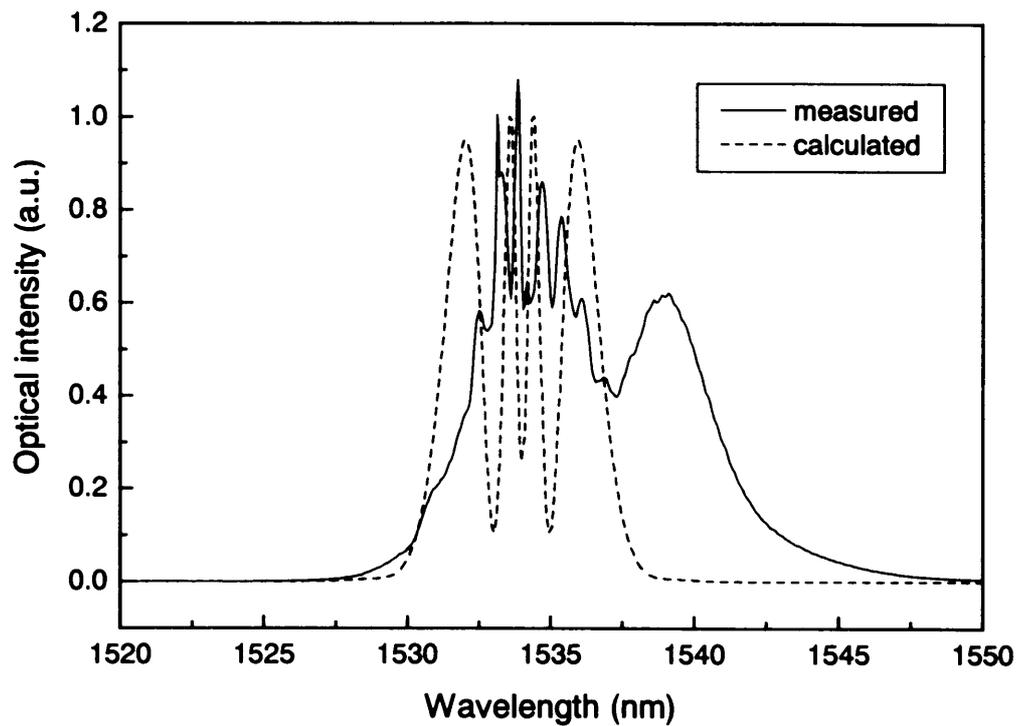


図4. 18 光パルス増幅後の光スペクトラム

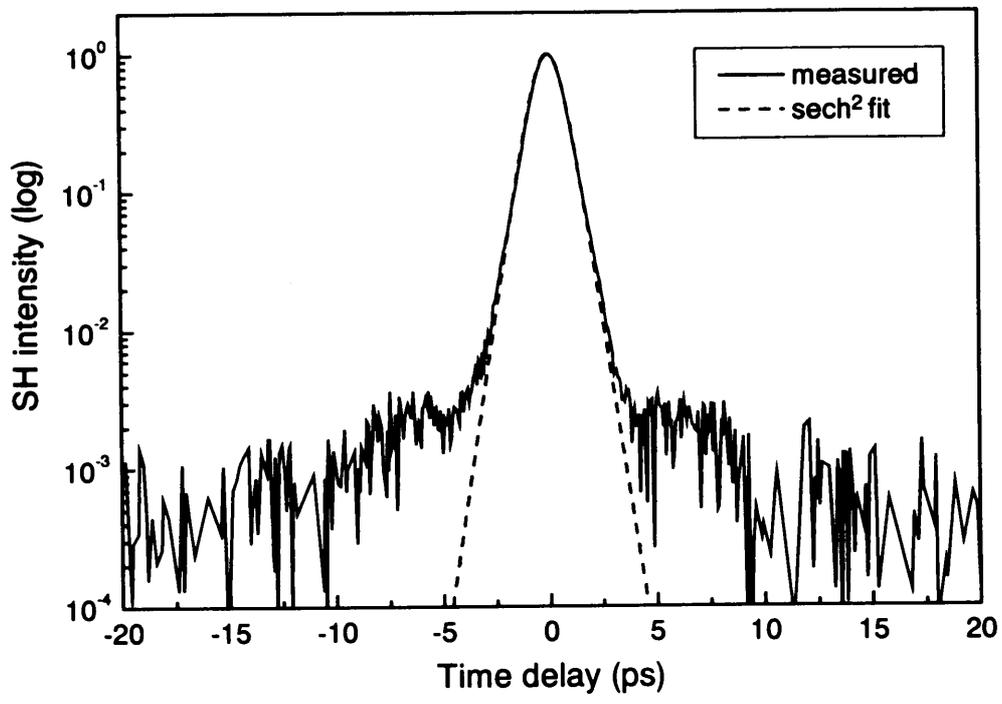


図4. 19 光パルス増幅後の自己相関波形の log 表示

4.5 結言

光サンプリング用サンプリング光源に要求される特徴として、狭いサンプリングパルス幅、サンプリング光のパルス幅よりも十分に少ないタイミングジッタ、電気信号源への同期、瞬時繰り返し周波数可変性、広い繰り返し周波数可変幅、100MHz 以下のサンプリング光繰り返し周波数、高い光パワーが求められる。これらの要求に対して全て満足できる光パルスでなければ、光サンプリングシステムの性能を劣化させることになる。それに対し、半導体レーザを利得スイッチング法を用いて駆動することによって得られる光パルスが、電気信号源への同期、瞬時繰り返し周波数可変性、広い繰り返し周波数可変幅、100MHz 以下繰り返し周波数を満足できる唯一の光源であることを明らかにした。

さらに、利得スイッチング法によって発生する光パルスのタイミングジッタを低減する手法として CW 光注入法について述べ、最適化することによってタイミングジッタを抑圧することができることを述べた。実験的に、位相雑音測定によって 180fs 以下のタイミングジッタであることを確認した。

また、利得スイッチング法によって得られた光パルスを、正常分散光ファイバによる光パルス幅の伸張、光増幅、線形圧縮、偏光の切り出しを行うことによって、100MHz 繰り返し周波数で平均光パワー 40mW、光パルス幅 0.98ps、光波形 sech^2 が得られることを述べた。

以上の手法によって得られた光パルスは、光サンプリング用サンプリング光として求められる特徴を全て満足しているため、サンプリング光源として最適であることが明らかになった。また、このサンプリング光を用いることによって、160Gb/s 以上の光信号の観測が可能となる。

参考文献

- (1) E. Yoshida and M. Nakazawa, 'Wavelength tunable 1.0ps pulse generation in 1.530-1.555 μm region from PLL, regeneratively modelocked fiber laser', *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 1753-1754, 1998.
- (2) R. Ludwig and A. Ehrhardt, 'Turn-key-ready wavelength-, repetition rate- and pulsewidth-tunable femtosecond hybrid modelocked semiconductor laser', *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1165-1167, 1995.
- (3) D. Kunimatsu, S. Arahira, Y. Kato, and Y. Ogawa, "Passively mode-locked laser diodes with bandgap-wavelength detuned saturable absorbers', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1363-1365, 1999.
- (4) M. Hofer, M. E. Fermann, A. Galvanauskas, and D. Harter, 'High-power 100-fs pulse generation by frequency doubling of an erbium-ytterbium-fiber master oscillator power amplifier', *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 1840-1842, 1998.
- (5) 鳥塚健二、'フェムト秒パルスレーザ発振器の開発状況'、*O plus E*、vol. 21, pp. 1107-1113, 1999.
- (6) F. X. Kartner, U. Morgner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, 'Ultrashort pulse generation with the Ti:sapphire laser', *Conference on Lasers and Electro-Optics, CtuF1*, 1999.
- (7) L. Gallmann, D. H. Sutter, G. Steinmeyer, and U. Keller, 'Comparison of pulse characterization techniques for sub-10-fs lasers: SPIDER, SHG-FROG, and interferometric autocorrelation', *Conference on Lasers and Electro-Optics, CFG3*, 1999.
- (8) H. Ito, H. Yokoyama, S. Murata, and H. Inaba, 'Picosecond optical pulse generation from an r.f. modulated AlGaAs d.h. diode laser', *Electron. Lett.*, vol. 15, pp. 763-765, 1979.
- (9) C. Lin, P. L. Liu, T. C. Damen, D. J. Eilenberger, and R. L. Hartman, 'Simple Picosecond pulse generation scheme for injection lasers', *Electron. Lett.*, vol. 16, pp. 600-602, 1980.
- (10) J.P. van der Ziel and R.A. Logan, 'Generation of short optical pulses in semiconductor

- lasers by combined dc and microwave current injection', IEEE J. Quantum Electron., QE-18, pp. 1340-1350, 1982.
- (11) M. Nakazawa, K. Suzuki, and E. Yamada, 'Femtosecond optical pulse generation using a distributed-feedback laser diode', Electron. Lett., vol. 26, pp. 2038-2040, 1990.
- (12) H. F. Liu, Y. Ogawa, S. Oshiba, and T. Nonaka, 'Picosecond pulse generation from a 1.3 μ m distributed feedback laser diode using soliton-effect compression', IEEE J. Quantum Electron., vol. 27, pp. 1655-1660, 1991.
- (13) J. T. Ong, R. Takahashi, M. Tsuchiya, S. H. Wong, R. T. Sahara, Y. Ogawa, and T. Kamiya, 'Subpicosecond soliton compression of gain switched diode laser pulses using an erbium-doped fiber amplifier', IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, pp. 1701-1707, 1993.
- (14) 森村正直 監修、'極限光技術'、第5章、オプトロニクス社、1993.
- (15) H. Ohta and T. Oki, '310-femtosecond optical pulse generation from a gain-switched laser diode using soliton compression', Jpn. J. Appl. Phys., vol. 33, pp. L1604-L1606, 1994.
- (16) E. Sano and M. Shinagawa, 'Theoretical analysis of timing jitter in gain-switched semiconductor lasers', Appl. Phys. Lett., vol. 55, pp. 522-524, 1989.
- (17) D. A. Leep and D. A. Holm, 'Spectral measurement of timing jitter in gain-switched semiconductor lasers', Appl. Phys. Lett., vol. 60, pp. 2451-2453, 1992.
- (18) 小川洋、荒平慎、国井達夫、松井康浩、大柴小枝子、'モノリシック構成モード同期半導体レーザによる超短光パルス発生実験'、信学技報、LQE94-58、1994.
- (19) M. J. W. Rodwell, D. M. Bloom, and K. J. Weingarten, 'Subpicosecond laser timing stabilization', IEEE J. Quantum Electron., vol. 25, pp. 817-827, 1989.
- (20) E. Yoshida and M. Nakazawa, 'Measurement of the timing jitter and pulse energy fluctuation of a PLL regeneratively mode-locked fiber laser', IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, pp. 548-550, 1999.
- (21) S. Nogiwa, H. Ohta, and H. Chiba, 'Reducing timing jitter during optical pulse generation by using a gain-switched laser diode with CW light injection and nonlinear optical loop mirror', Ultrafast optics, TP-1, 1997.

- (22) D. S. Seo, D. Y. Kim, and H. F. Liu, 'Timing jitter reduction of gain-switched DFB laser by external injection-seeding', *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 44-45, 1996.
- (23) H. Ohta, S. Nogiwa, and H. Chiba, 'Generation of low timing jitter, sub-picosecond optical pulses using a gain-switched DFB-LD with CW light injection and a nonlinear optical loop mirror', *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, pp. 166-168, 1998.
- (24) D. von der Linde, 'Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers', *Appl. Phys. B*, vol. 39, pp. 201-217, 1986.
- (25) M. Schell, W. Utz, D. Huhse, J. Kassner, and D. Bimberg, 'Low jitter single-mode pulse generation by a self-seeded, gain-switched Fabry-Perot semiconductor laser', *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, pp. 3045-3047, 1994.
- (26) M. Jinno, 'Correlated and uncorrelated timing jitter in gain-switched laser diodes', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 1140-1143, 1993.
- (27) R. H. Stolen, L. F. Mollenauer, and W. J. Tomlison, 'Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers', *Opt. Lett.*, vol. 8, pp. 186-188, 1983.
- (28) G. P. Agrawal, 'Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers', *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 224-226, 1990.
- (29) M. Nakazawa, K. Suzuki, and E. Yamada, 'Femtosecond optical pulse generation using a distributed-feedback laser diode', *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 2038-2040, 1990.
- (30) S. V. Chernikov and J. R. Taylor, 'Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion', *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, pp. 1633-1641, 1991.
- (31) K. Suzuki, K. Iwatsuki, S. Nishi, M. saruwatari, and T. Kitoh, '160 Gb/s sub-picosecond transform-limited pulse signal generation utilizing adiabatic soliton compression and optical time-division multiplexing', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 352-354, 1994.
- (32) K. Smith, N. J. Doran, and P. G. J. Wigley, 'Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror', *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 1294-1296, 1990.
- (33) H. Ohta and T. Oki, '290-femtosecond Optical Pulse Generation using Gain-switched Laser Diode with Nonlinear Optical Loop Mirror', *Nonlinear Guided Waves and Their*

Applications, NSaA4, 1995.

- (34) T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori, and M. Saruwatari, 'Nearly penalty-free, <4 ps supercontinuum Gbit/s pulse generation over 1535-1560 nm', *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 790-791, 1994.
- (35) R. Calvani, R. Caponi, C. Naddeo, and D. Roccatò, 'Subpicosecond pulses at 2.5 GHz from filtered supercontinuum in a fiber pumped by a chirp compensation gain-switched DFB laser', *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1685-1686, 1995.
- (36) A. Galvanauskas, M. E. Fermann, D. Harter, K. Sugden, and I. Bennion, 'All-fiber femtosecond pulse amplification circuit using chirped Bragg gratings', *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 1053-1055, 1995.
- (37) G. P. Agrawal, 'Nonlinear fiber optics', 2nd ed., Chap. 2, Academic Press, 1989.
- (38) 岡本勝就、'光導波路の基礎'、初版、第7章、コロナ社、1992.

第5章 光サンプリングシステムの構成

5.1 序言

これまでに、光サンプリングの原理、光サンプリングに必要な非線形光学結晶、サンプリング光としての超短光パルスの発生について述べた。本章ではこれらの技術を用いた光サンプリングシステムの構成、200Gb/s 光信号波形の観測等の実験結果について述べる。

5.2 光サンプリングシステムの構成

光サンプリングシステムの構成を図5.1に示す。被測定光信号源としての超高速光信号は10GHzを基本信号とし、10Gb/s 光信号を光時分割多重を行って160Gb/s 等を作るものと考え、基地局には必ず10GHz 信号は存在するものとする。従って、この10GHz 電気信号の供給を受けるものとして光サンプリングシステムを構成した。まず光サンプリングシステム側としては、10GHz 電気信号を1/100 に分周して100MHz 信号を生成し、PLL (Phase-Locked Loop)回路によってノイズの少ない、100MHz 正弦波信号を発生する。この100MHz 信号は被測定信号光の1/n に同期した信号であるので、1kHz の三角波によって駆

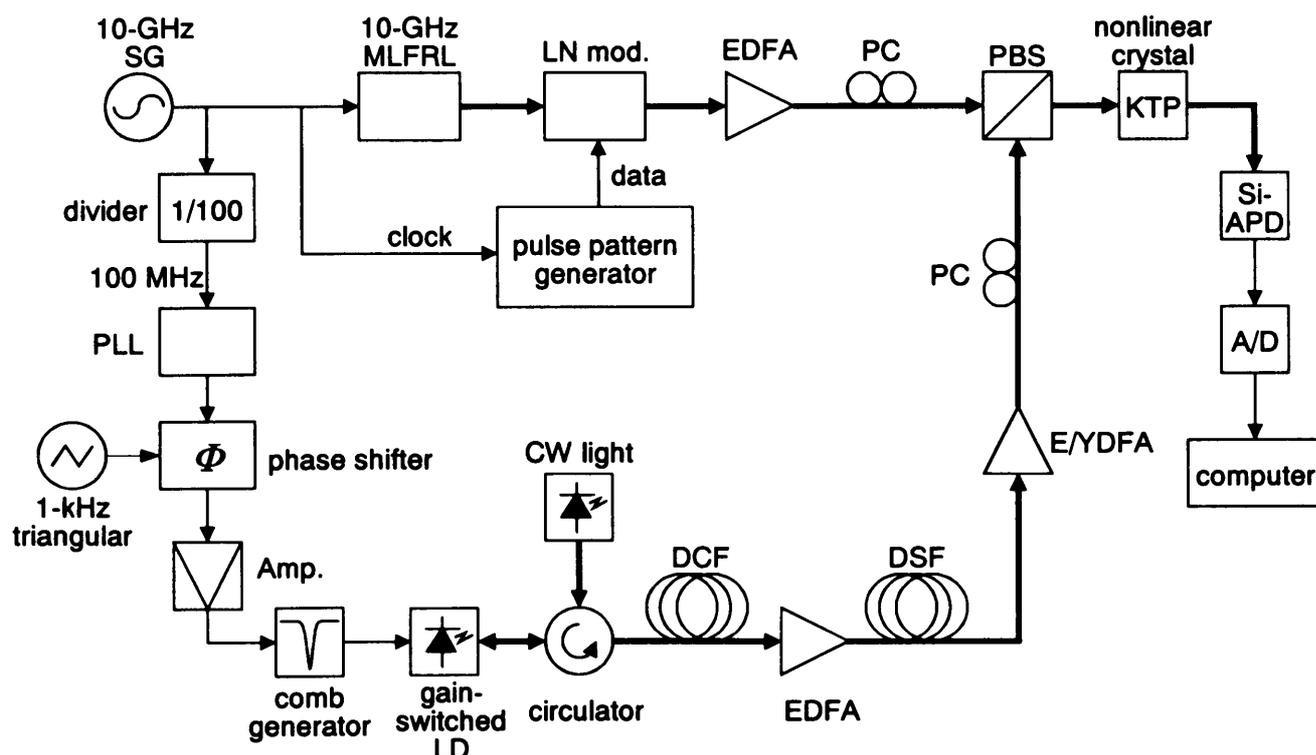


図5.1 光サンプリングシステムの構成

動されている位相シフタを用いることによってサンプリングの掃引を行う。この位相シフタの位相変化量は 0.83ps/mV の感度を持っているので、位相シフタの制御電圧を 1mV 変化させるとサンプリングポイントが 0.83ps 変化したことになる。従って、 100MHz のサンプリング周波数よりも十分にゆっくりした 1kHz の三角波を位相シフタの制御電圧に印加することによってサンプリングの掃引が行われていく。また、サンプリングの間引き間隔は三角波の波高値を変えることによって変化させることができる。位相シフタを通過した 100MHz 信号は高周波増幅器、コム・ジェネレータ、利得スイッチされた半導体レーザによって短パルス光を発生する。さらに CW 光注入によるタイミングジッタの抑圧、分散補償ファイバによる線形圧縮、光パルス圧縮、光パルス増幅を経て、偏波ビームスプリッタに入射される。

一方、被測定信号光は、 10GHz の電気信号をモードロックファイバリングレーザ (MLFRL: Mode-locked Fiber Ring Laser) に入力することによって 10GHz の光パルス列を発生させ、パルスパターンジェネレータ、 LiNbO_3 光変調器 (LN mod.) によって 10Gb/s 光信号に変換し、光増幅した後に偏波ビームスプリッタに入射される。

偏波ビームスプリッタ内ではサンプリング光と被測定信号光が合波されるが、それぞれ直交した角度で入射されるため、サンプリング光と被測定信号光の偏光は互いに直交した偏光となる。偏光が直交した二種類の光は厚さ 3mm の KTP 内で第二種位相整合条件の和周波光発生によって光サンプリングが行われる。発生した和周波光をシリコン アバランシェ・フォトダイオード (Si-APD) で受光し、A/D 変換器でデジタル信号に変換し、コンピュータでデータ処理、波形表示を行う。

次節では、光サンプリングによって得られた実験結果について述べる。

5.3 実験結果

図5. 2に 10Gb/s 被測定信号光の自己相関波形を示す。パルス波形を sech^2 と仮定すると、光パルス幅は 3.5ps と推定される。自己相関波形は sech^2 にほとんど一致していることが判る。この 10Gb/s の信号光を光サンプリングによって観測した。結果を図5. 3に示す。 10Gb/s 光信号の光アイ波形が明瞭に観測できていることが判る。パターン下部に若干の盛り上がりが見られるが、これは光変調器のバイアス電圧調整不足と消光比の不足によるものである。タイミングジッタも十分に小さく抑えられている。図5. 3の波形に 3.8ps の幅を持つ sech^2 のフィッティングカーブを重ねたものを図5. 4に示す。見やすいように、実測データのドットを小さく

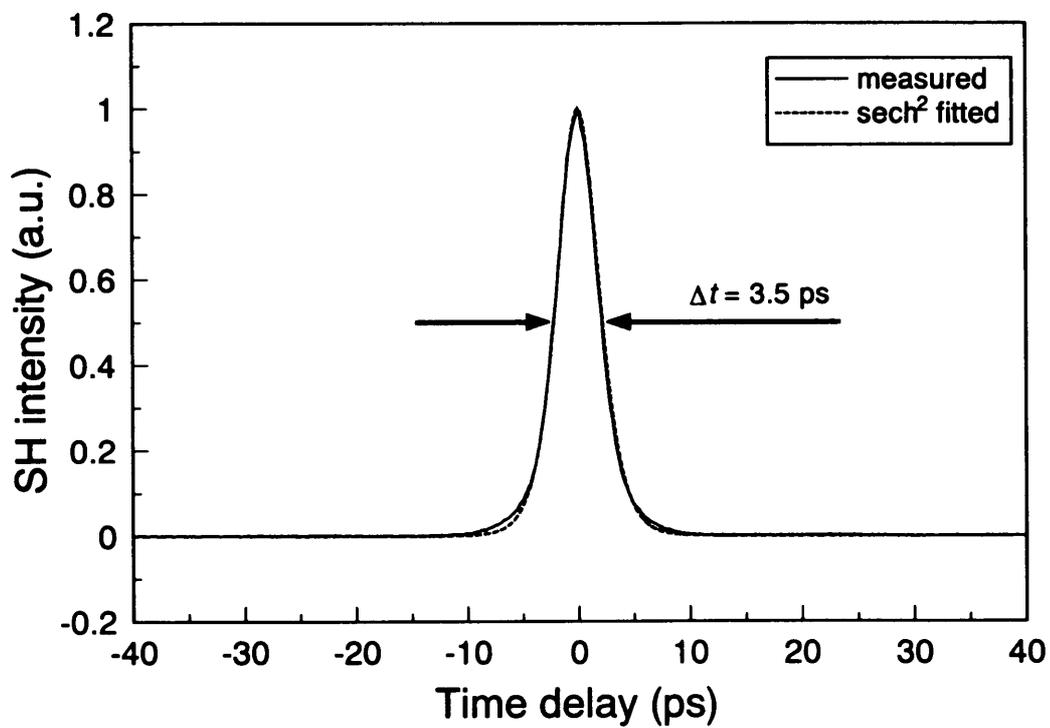


図5. 2 被測定信号光の自己相関波形

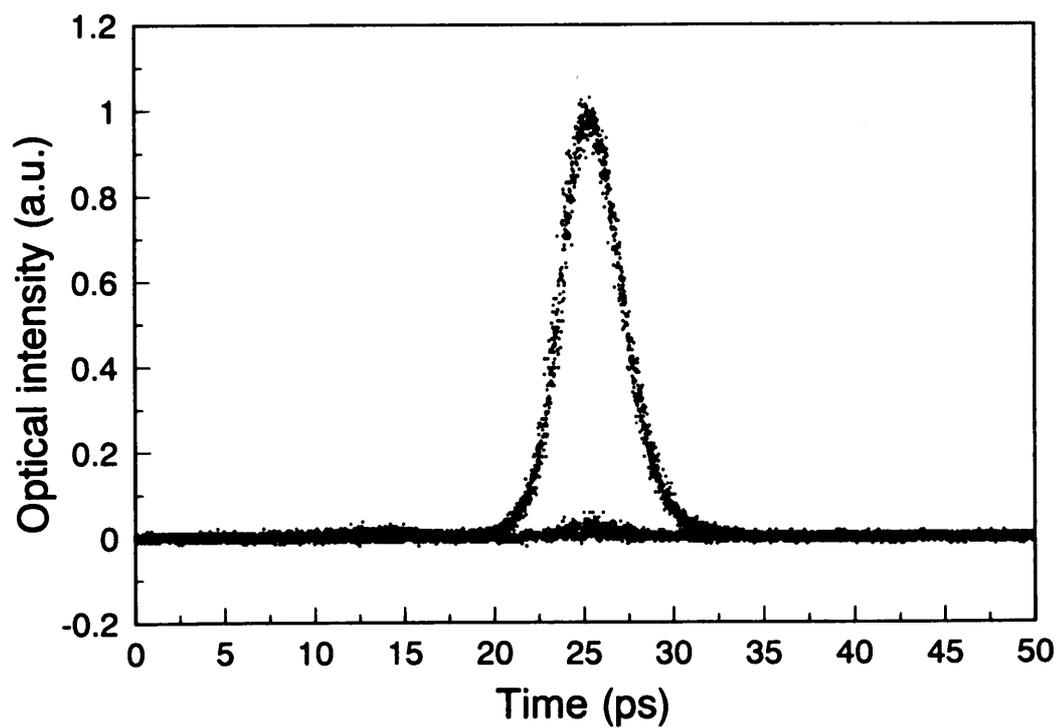


図5. 3 光サンプリングによる10Gb/s光信号のアイ波形

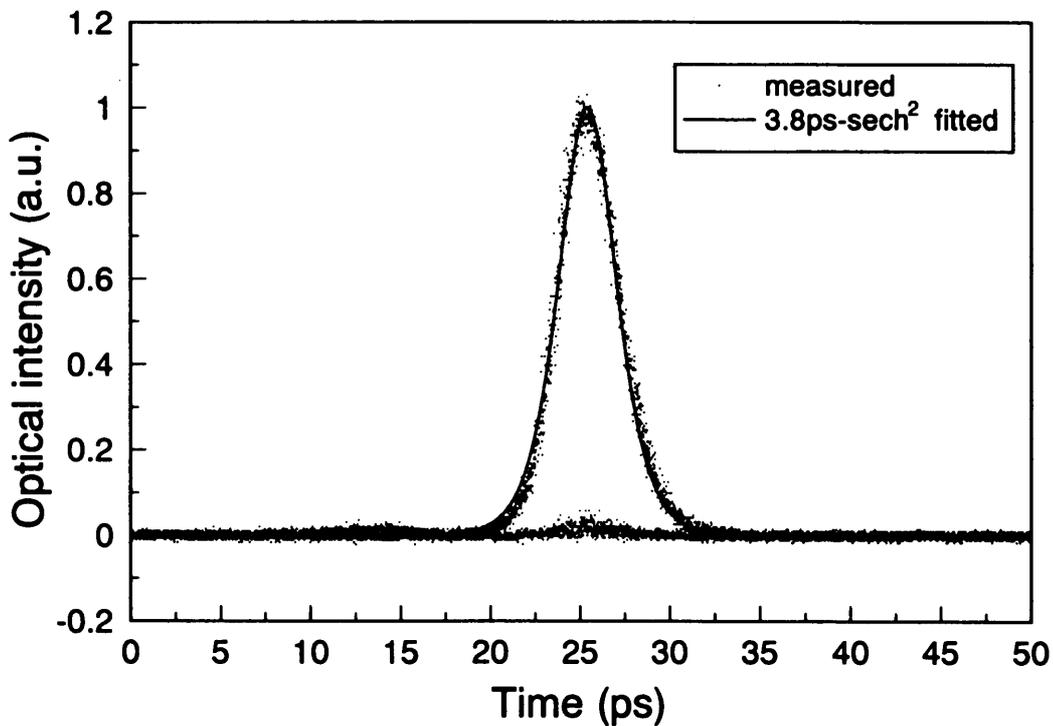


図5.4 10Gb/s 光信号と sech^2 フィッティングカーブ

して表示してある。図から判るように、自己相関波形から 3.5ps と推定された光パルス幅は、光サンプリングシステムでは 3.8ps と観測された。この差は光サンプリングの時間分解能によるものである。また、パルス波形の裾の部分で、実測波形はわずかにフィッティングカーブとずれが生じているが、おおむね良い一致を示している。このずれはモードロックファイバリングレーザの調整不足によるもので、調整次第によっては反対側にずれたりする。このように、実際の光波形をピコ秒オーダーで正確に観測することができるのは、現状では光サンプリングシステムだけである。

光サンプリングシステムの時間分解能を測定するため、モードロックファイバリングレーザから出力される 10GHz の光パルス列を直接光サンプリングシステムによって観測し、フーリエ変換を行うことによって周波数応答特性を調べた。モードロックファイバリングレーザから出力される光パルス幅は、自己相関波形より 2.5ps であった。10Gb/s 光信号よりパルス幅が狭いのは、10Gb/s 光信号が光変調器の分散によって光パルス幅が広がってしまったためである。光サンプリングによって観測された光パルス幅は 2.9ps であった。図5.5に周波数応答特性を示す。破線は実測波形のフーリエ変換であり、一点鎖線は 2.5ps 幅の sech^2 波形のフーリエ変換である。本来の光パルス幅は自己相関波形から 2.5ps であるので、光サンプリングの時間分解能が無限小であれば実測データは一点鎖線のデータに一致するはずであ

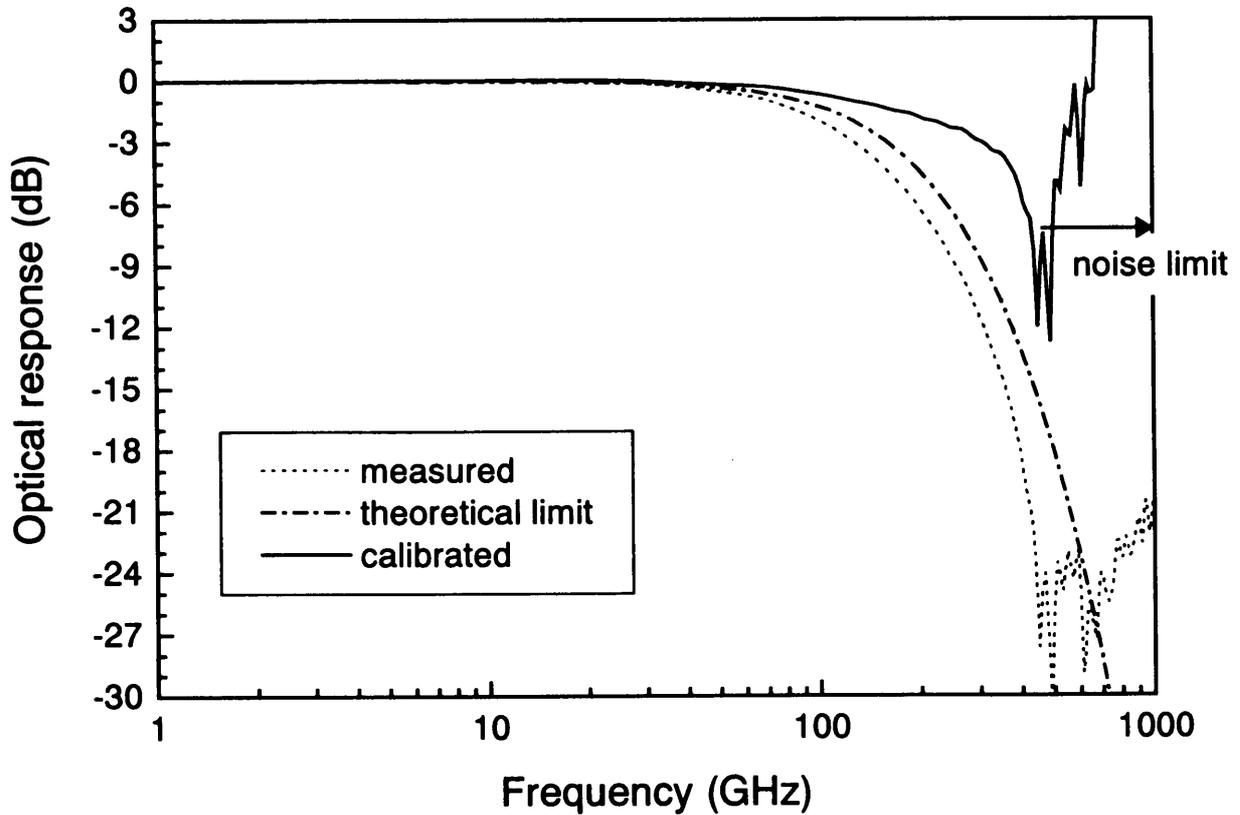


図5.5 光サンプリングの周波数応答特性

る。すなわち、この二つの周波数特性の差分が光サンプリングの周波数応答特性となる。その差分を実線として示した。500GHz 以上においては雑音に埋もれているので意味はない。図より、3dB 帯域として 310GHz が得られた。これは sech^2 で換算すると 1.25ps の時間分解能となる。この結果は 10Gb/s 光信号に対しても二乗和平均値から求めた結果、

$$\sqrt{3.5^2 + 1.25^2} = 3.72 \text{ (ps)} \quad (5.1)$$

となり、測定結果の 3.8ps とほぼ一致したといえる。

次に、光サンプリングシステムの感度特性を測定した。非線形光学結晶からは原理的にノイズは発生せず、またサンプリング光の強度雑音は無いものとする、測定感度は受光器の S/N で決まる。Si-APD の S/N は次式で計算することができる⁽¹⁾。

$$\frac{S}{N} = \frac{(i_{sfg} M)^2}{(i_{shot}^2 + i_{ther}^2 + i_{cir}^2)} \quad \begin{aligned} i_{shot}^2 &= 2e(i_{sfg} + i_d)M^{2+x}B \\ i_{ther}^2 &= \frac{4kT}{R_L}B \\ i_{cir}^2 &= i_n^2B \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$i_{sfg} = \left(\frac{e\eta_q \lambda}{hc} \right) \left[1 + 2 \left(\frac{\ln 2}{\pi \tau B} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \eta_{sfg} P_{sig} P_{sam}$$

表5.1 受光器のパラメータ

記号	名称	数値	記号	名称	数値
M	増倍度	100	τ	パルス幅	0.98 ps
x	過剰雑音指数	0.3	B	受光器の帯域	177 MHz
η_q	量子効率	0.8	i_d	暗電流	0.15 nA
e	電子の電荷	1.602×10^{-19} C	T	温度	300 K
λ	和周波光の波長	771 nm	R_L	負荷抵抗	1 k Ω
h	プランク定数	6.626×10^{-34} J \cdot s	η_{sfg}	和周波光変換効率	7.15×10^{-5} W $^{-1}$
c	光速	3.0×10^8 m/s	i_n	過剰雑音電流密度	9.8 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$

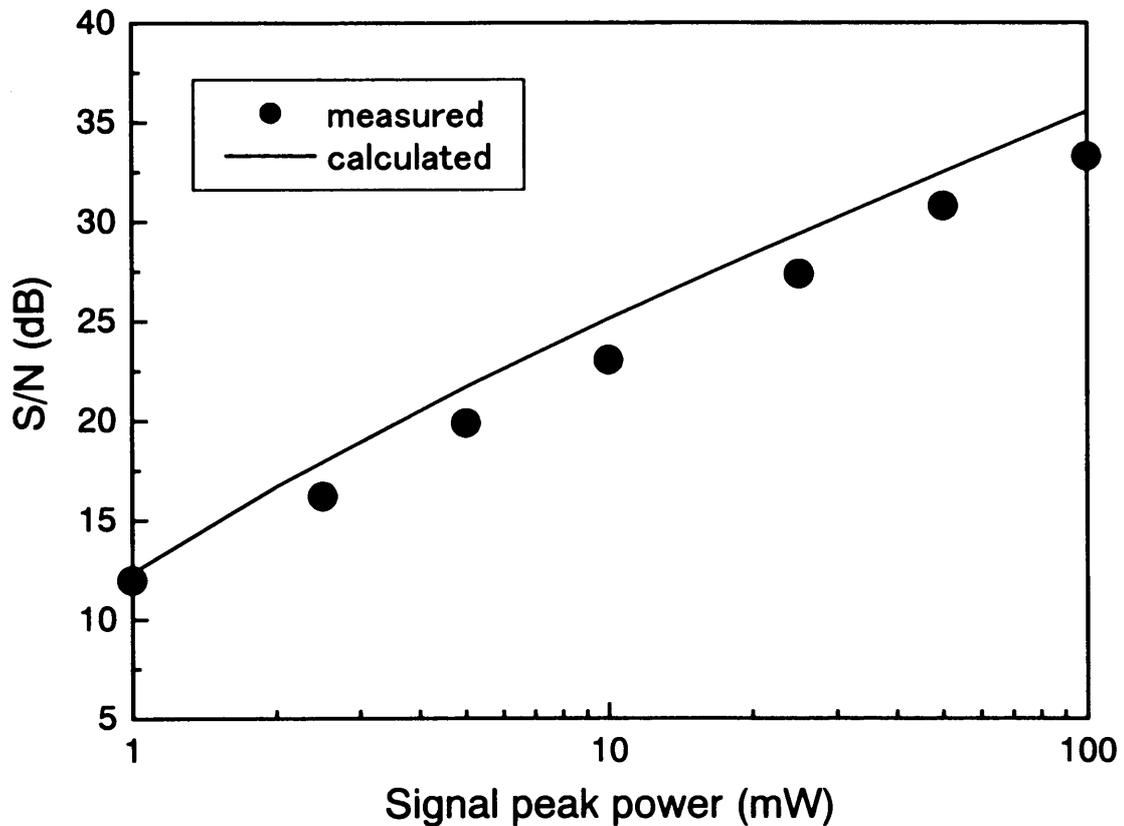
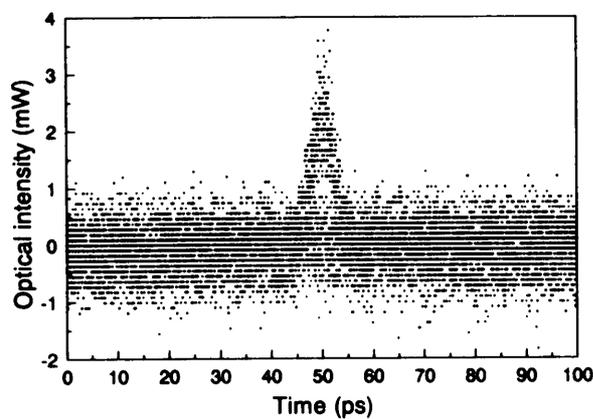


図5.6 光サンプリングの感度特性

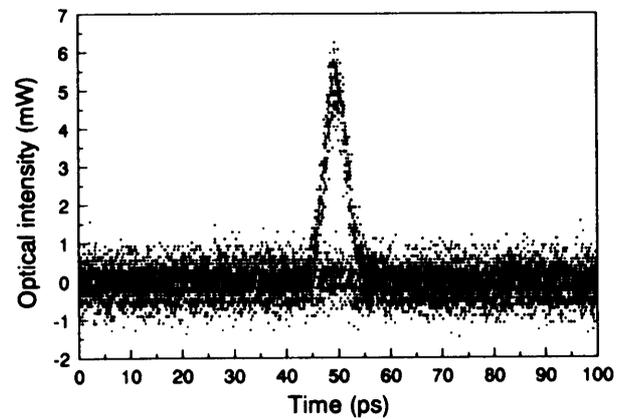
ここで、 i_{sfg} 、 i_{shot} 、 i_{ther} 、 i_{cir} はそれぞれ SF 光によるフォトカレント、ショットノイズ、熱雑音、回路雑音である。計算に用いられたパラメータを表5.1に示す。

S/N の測定には、被測定信号光として 1550nm の CW 光を観測し、光サンプリングで観測された CW 光の平均パワーとノイズ分布の比から S/N とした。測定結果を図5.6に示す。実測値は理論値と良い一致を示した。最低受光感度を S/N=17dB と定義すると、3mW が最低

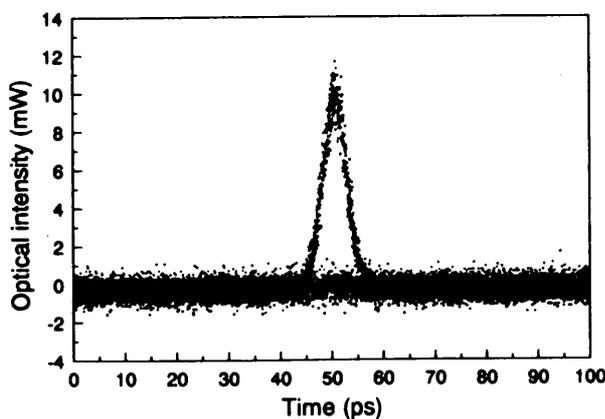
受光感度となる。S/N=17dBは、ショット雑音のみを考えた場合に雑音の peak-to-peak と信号レベルとが確率論的に同じレベルの時のS/Nであり、アイがかろうじて開いている状態である。しかしながら、実際には信号光が0レベルの時にはショット雑音よりも熱雑音の方が支配的であり、かつ熱雑音は信号光が1レベルの時のショット雑音よりも小さいため、ある程度アイが開いた形として見える。図5. 7に、6ps パルス幅の 10Gb/s 光信号のピークパワーをそれぞれ 2.5mW、5mW、10mW、20mW と変えたときの光アイ波形の観測結果を示す。S/Nはそれぞれ 16dB、20dB、22.5dB、26dB に対応する。図5. 7(a)では、アイがかろうじて開いているかどうか、という程度であるが、(b)では十分に開いている。しかしながら、フロアノイズがかなり見られる。10mW 以上であれば全く問題ないことが判る。6ps のパルスは約 80Gb/s まで多重化が可能であるが、その場合ピークパワー10mW はマーク率を 1/2 とした場合、平均光パワー2.5mW になるので、実用的には十分な感度と考えられる。



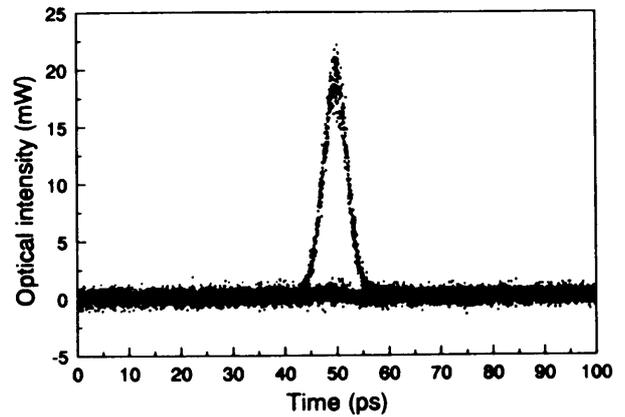
(a) 光ピークパワー 2.5mW



(b) 光ピークパワー 5mW



(c) 光ピークパワー 10mW



(d) 光ピークパワー 20mW

図5. 7 10Gb/s 光信号のアイ・ダイアグラム

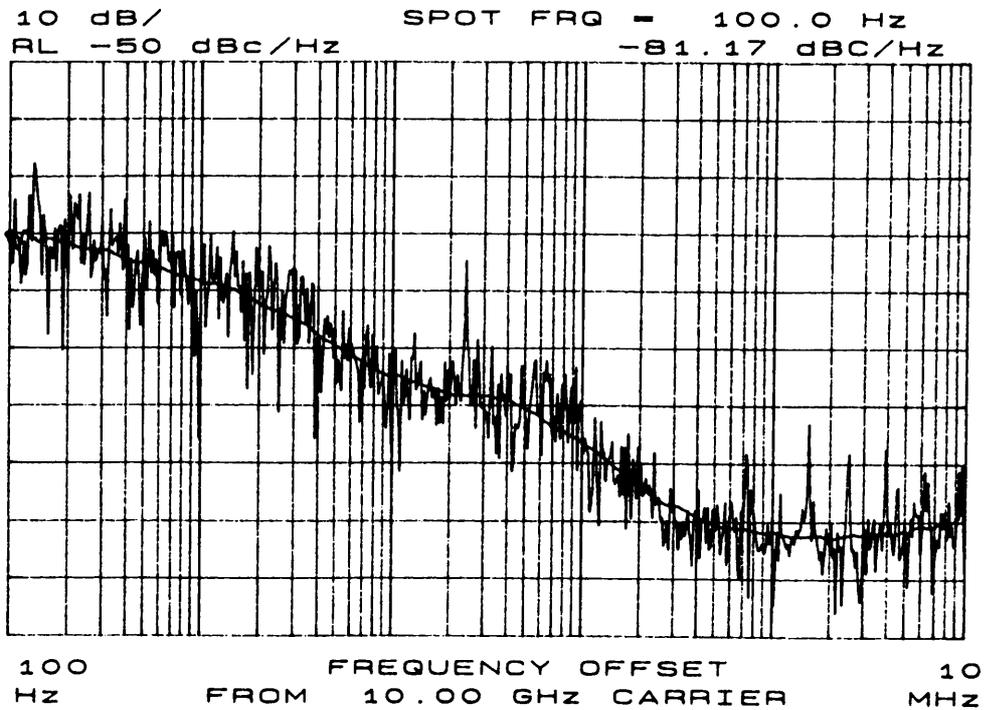


図5.8 モードロックファイバリングレーザの位相雑音特性

次に、システムジッタを測定した。被測定信号源としてのモードロックファイバリングレーザは非常に低ジッタと言われており、90fs のタイミングジッタが報告されている⁽²⁾。モードロックファイバリングレーザの位相雑音を測定した結果を図5.8に示す。位相雑音の測定は装置の関係上、10MHzまでであるが、モードロックファイバリングレーザの構造上、高い周波数成分はさらに下がっていくはずであるので、タイミングジッタ量の測定に支障はない。図5.8よりタイミングジッタを計算すると、100Hz～10MHz の積分範囲で 47.7fs であった。実際にサンプリングに影響する周波数範囲としての 10kHz～10MHz で積分した場合は 35fs となり、非常に低ジッタであることが判る。従って、光サンプリングで観測されるタイミングジッタはサンプリング光のタイミングジッタが支配的である。図5.3に示す光アイ波形の半値の部分の標準偏差より、タイミングジッタは 160fs と求められた。これは第四章で測定した、サンプリング光の位相雑音から求めたタイミングジッタの値、179fs とよい一致を示したと言える。これにより、光サンプリングのシステムジッタは 160fs と見なすことができる。

次に、光サンプリングの波長感度特性の測定を行った。結果を図5.9に示す。ドットが実測値、実線はフィッティングカーブである。図に示すように、約 35nm の帯域にわたって最高感度に対して二分の一以上の感度を保つことができている。従って、CバンドまたはLバンド全てをカバーすることができる。

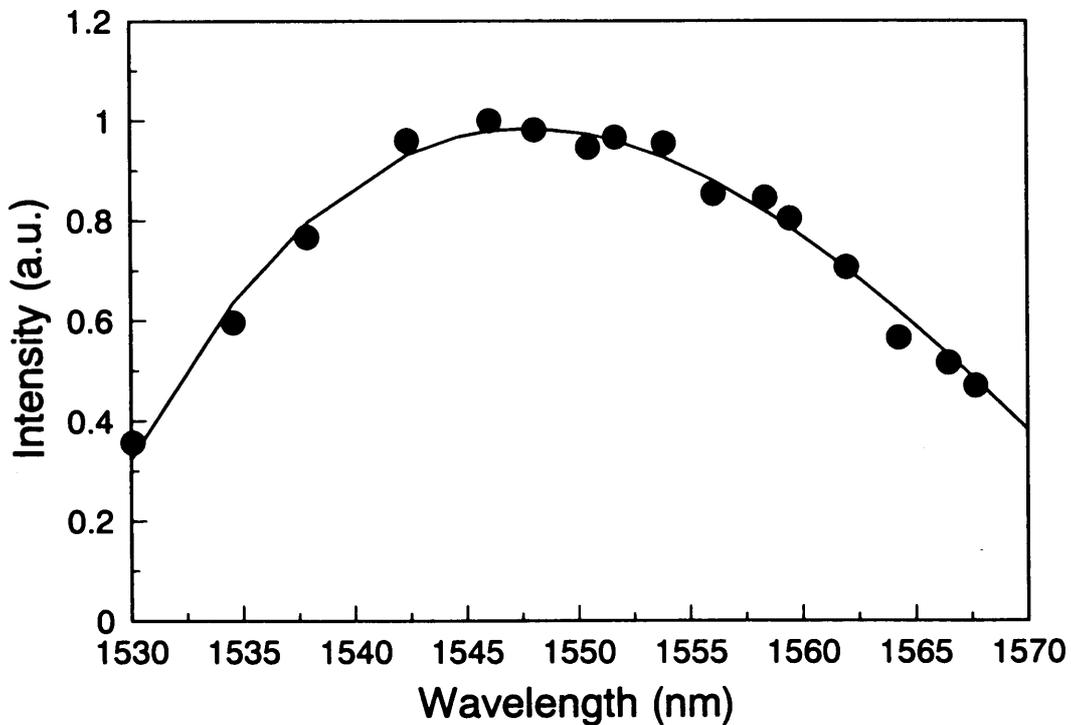


図5.9 光サンプリングの波長感度特性

以上のように、本光サンプリングシステムは時間分解能 1.25ps、システムジッタ 160fs、最低受光感度 3mW、波長感度帯域幅 35nm であるので、160Gb/s 以上の光信号の観測が十分可能である。そこで、10Gb/s 光信号を分散減少光ファイバ(DDF: Dispersion Decreasing fiber)によって断熱圧縮を行った。分散減少光ファイバとは、光ファイバの分散値が長手方向に徐々に減少していく光ファイバであり、この光ファイバへ適当な光強度の光パルスを入力することにより、カー効果によって光ファイバ内で光パルスが断熱的に圧縮され、理論的には sech^2 形の理想的な光パルスにパルス圧縮できる光ファイバである。パルス幅 6ps の光信号を分散減少光ファイバに入力し、圧縮された光信号の自己相関波形を図5. 10に示す。光パルス幅は 760fs と推定されたが、図から判るように若干のペDESTALが発生している。これは分散減少光ファイバが理想的な分散スロープを描いて無く、断熱圧縮が理想的に達成できなかったためと思われる。現在の光ファイバ製造技術レベルでは分散減少光ファイバの製造は難しく、理想的な分散減少光ファイバを入手することはなかなか困難である。

図5. 11に、断熱圧縮された光信号を光サンプリングによって観測した結果を示す。1.4ps パルス幅の光信号が明確に確認できた。わずかな裾の部分での広がりも観測することができる。

この圧縮された 10Gb/s 光信号を、光カプラ、光ディレイライン、光アッテネータを用いて時分

割多重を行い、擬似的に 200Gb/s 信号を生成した。多重化回路を図5. 12に示す。分散減少光ファイバによって圧縮された 10Gb/s の光信号を四多重化している。光ディレイラインは多重化のタイミングを調整するために、光アッテネータは分岐された光パワーを調整してそろえるために挿入してある。10Gb/s の光信号は四つの信号に分岐され、それぞれ 5ps 間隔に配置された。従って、200Gb/s 光信号の 20 ビットを 1 パケットとし、そのうちの 4 ビットは連続してデータがあり、残りの 16 ビットのデータはオールゼロとなる。光サンプリングによる観測結果を図5. 13に示す。観測された光信号は、多重化回路を通過する際に分散の影響を受けてパルス幅が 1.4ps から 1.8ps へ広がってしまったが、各ビットとも明瞭なアイ開口が得られていることが観測できる。光サンプリングの時間分解能 1.25ps より、1.8ps と観測された光パルス幅は実際には 1.3ps であることが推定できる。

以上のように、光サンプリングを用いることによって 200Gb/s の光信号を明確に観測できた。将来、超大容量光伝送に向けた超高速光通信を行う際、送信側では光信号の評価、多重化回路の調整に、受信側では伝送線路の評価、多重分離の際の調整等、超高速光波形観測装置が必要不可欠になると予想される。そのための観測装置として光サンプリングシステムが十分な性能を有していることが確認できた。

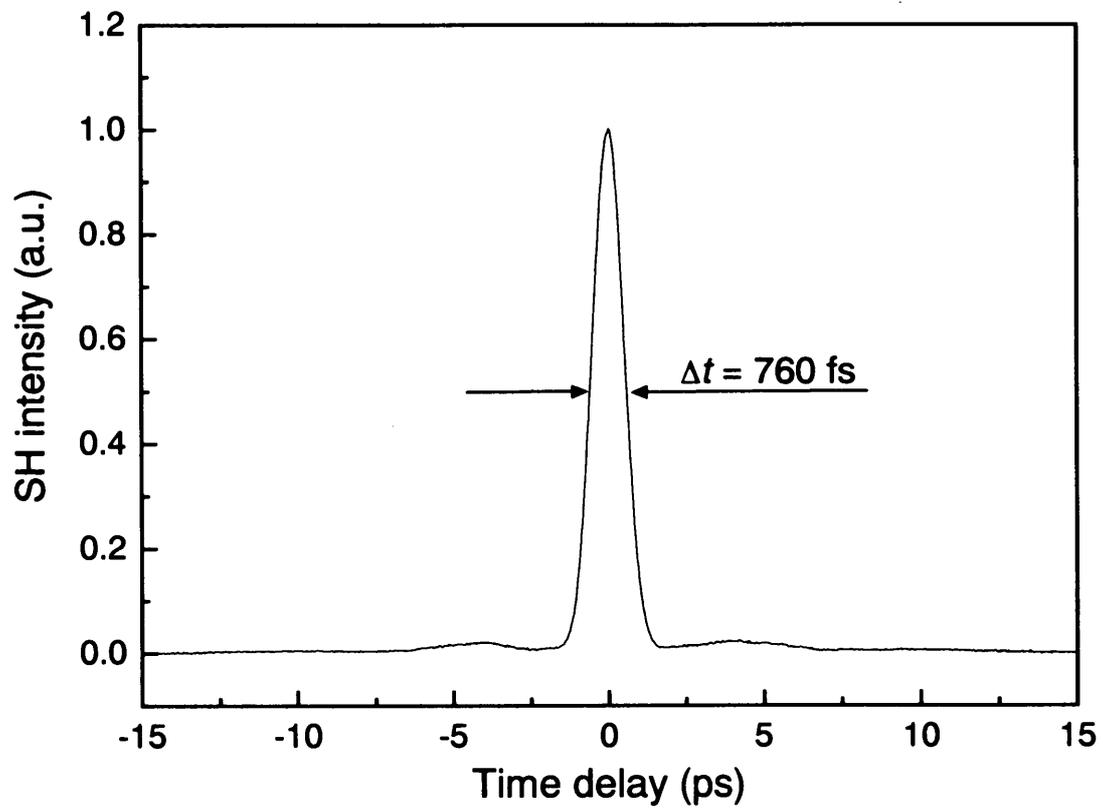


図5. 10 断熱圧縮された光パルスの自己相関波形

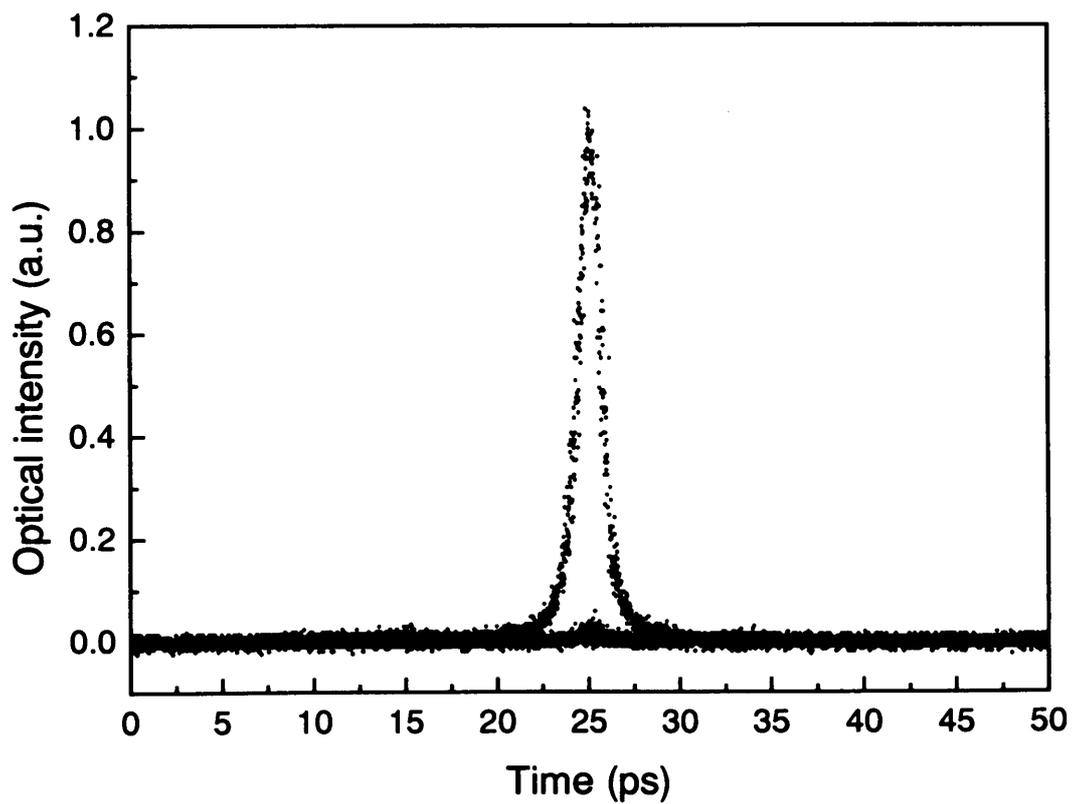


図5. 11 断熱圧縮された光信号のサンプリング波形

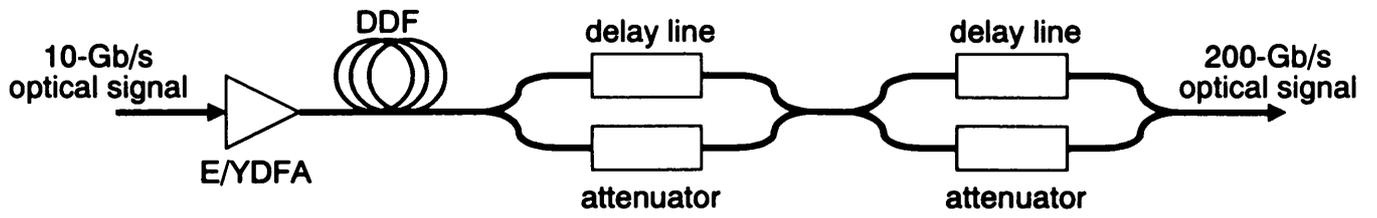


図5.12 時分割多重化回路の構成

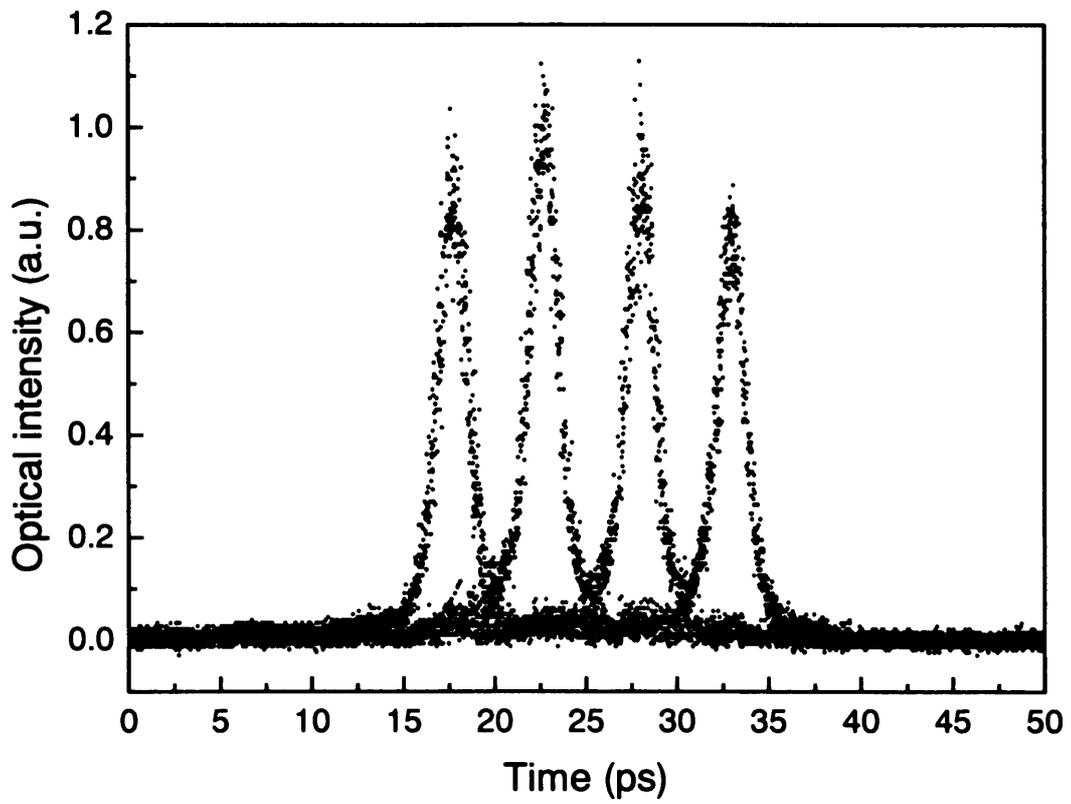


図5.13 200Gb/s 光信号のアイ・ダイアグラム

5.4 結言

本章では、第二章から第四章までに述べた光サンプリングの原理、光サンプリングに必要な非線形光学結晶、サンプリング光としての超短パルス光発生技術を用いた光サンプリングシステムの構成について述べた。

光サンプリングシステムは、被測定信号源の基準周波数を 10GHz と想定し、この 10GHz の電気信号を元にサンプリング光を生成した。被測定信号源も 10GHz の電気信号よりモードロックファイバリングレーザを駆動し、10Gb/s の光信号を生成した。サンプリングの掃引は 100MHz の位相シフタを用い、1kHz の三角波によって掃引を行った。

10Gb/s の光信号をサンプリングした結果、精度良く光波形を観測することができ、時間分解能は 1.25ps、周波数応答特性として 310GHz を得ることができた。光波形から得られたタイミングジッタは 160fs であり、第四章で位相雑音特性から求めたタイミングジッタ量 179fs と非常によい一致を示した。被測定信号源のモードロックファイバリングレーザのタイミングジッタ量は 35fs であることから、光サンプリングシステムのシステムジッタとして 160fs が得られたことになる。波長感度特性としては 35nm の帯域を示した。この結果、C バンドまたは L バンド内の被測定信号光に対し、十分な感度帯域を備えていることが判った。

光サンプリングシステムの最低受光感度として、 $S/N=17\text{dB}$ と定義すると、3mW という非常に低い値が得られた。また、2.5mW の光ピークパワーを持つ光信号でもかろうじて光アイ波形が得られることを示し、10mW 以上の光ピークパワーであればきれいな波形観測ができることを示した。このことから、実用上、十分な感度であると考えられる。

さらに、10Gb/s 光信号を断熱圧縮、多重化することによって、200Gb/s 光信号のアイ波形観測を行った。その結果、十分なアイ開口が得られ、200Gb/s 光信号の波形観測が可能であることを示した。

以上のように、光サンプリングを用いることによって 200Gb/s の光信号を明確に観測できた。将来、超大容量光伝送に向けた超高速光通信を行う際、送信側では光信号の評価、多重化回路の調整に、受信側では伝送線路の評価、多重分離の際の調整等、超高速光波形観測装置が必要不可欠になると予想される。そのための観測装置として光サンプリングシステムが十分な性能を有していることが確認できた。

参考文献

- (1) H. Ohta, S. Nogiwa, N. Oda, and H. Chiba, 'Highly sensitive optical sampling system using timing-jitter-reduced gain-switched optical pulse', *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 2142-2143, 1997.
- (2) E. Yoshida and M. Nakazawa, 'Measurement of the timing jitter and pulse energy fluctuation of a PLL regeneratively mode-locked fiber laser', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 548-550, 1999.

第6章 PPLN を用いた光サンプリングシステム

6.1 序言

KTPを用いた光サンプリングシステムでは、 $S/N=17\text{dB}$ における最低受光感度として 3mW 、時間分解能 1.25ps を得ることができ、その結果として 200Gb/s の光信号の観測に成功している。しかしながら、将来の超高速光信号波形観測装置として、さらなる高感度化、高時間分解能化のニーズが予想される。

PPLNを用いた光サンプリングシステムはそのニーズに応える一つの解と考えられる。本章では、PPLNを用いて光サンプリングシステムを構成し、KTPを用いた場合に比べ、感度特性の改善を行ったのでその実験結果について述べる。

6.2 PPLNを用いた光サンプリングシステムの構成

図6.1にPPLNを用いた光サンプリングシステムの構成を示す。基本的には図5.1に用いたKTPによる光サンプリングシステムの構成とほぼ同じである。違いとして、PPLNを用いた場合、位相整合条件は第一種位相整合条件となるため、被測定信号光とサンプリング光

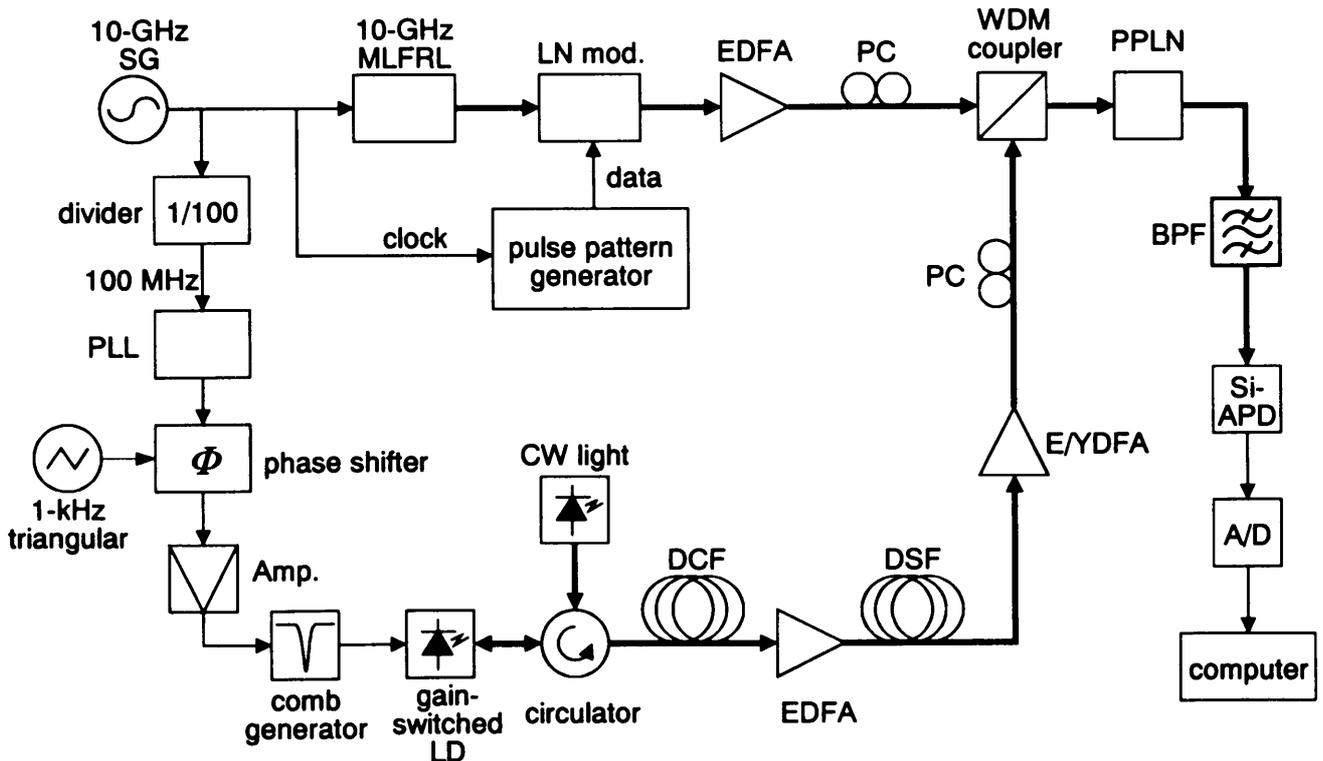


図6.1 光サンプリングシステムの構成

の偏光方向は同一方向となる。そのため、被測定信号光(波長 1560nm)とサンプリング光(1534nm)の波長の違いを利用し、WDM カプラを用いて合波している。合波した被測定信号光、サンプリング光をPPLNに入射し、出力される和周波光をSi-APDで受光するが、その際にサンプリングパルス光による第二高調波光が強く発生するため、バンド幅 3nm の光バンドパスフィルタ(BPF)を用いて和周波光のみを受光している。その後、A/D 変換器、コンピュータによって波形表示を行っている。PPLN の波長感度特性は図3. 12に示すようにあまり広くないので、波長感度特性を広くするために 1.4mm の結晶長を用いた。ドメインピッチは 18.9 μm を用いた⁽¹⁾。

6. 3 実験結果

PPLN による和周波光変換効率は $1.92 \times 10^{-3} (\text{W}^{-1})$ であった。これは KTP に比べ、約 27 倍の値である。図6. 2に PPLN による光サンプリングの感度特性を示す。KTP を用いた場合に比べ、S/N にして約 7dB 程度感度が改善されている。最低受光感度としての S/N=17dB において 800 μW を達成した。KTP に比べ、約四分の一の値である。しかしながらこの値は、PPLN の和周波光変換効率の改善度合いからすると若干小さい。その理由として、図6. 2から判るように、S/N の傾斜が被測定信号光の光パワーが小さい領域では PPLN の方が急な傾斜となっており、これはサンプリング光の第二高調波光を BPF で除去しきれずにバックグ

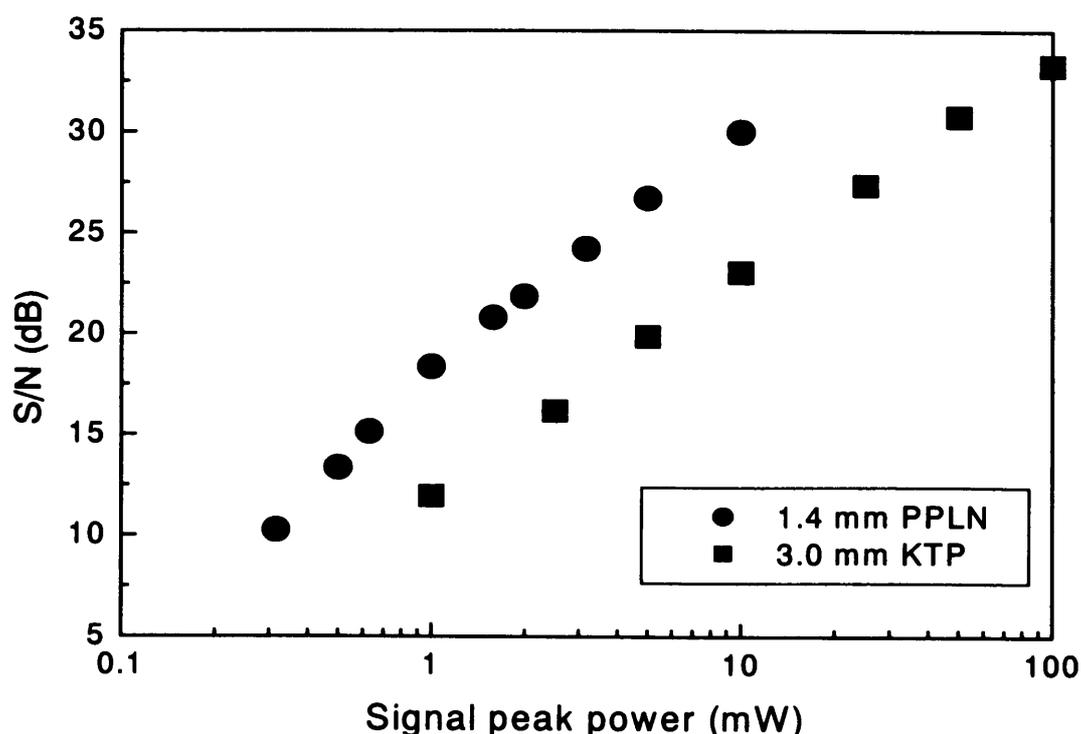


図6. 2 PPLN による光サンプリングの感度特性

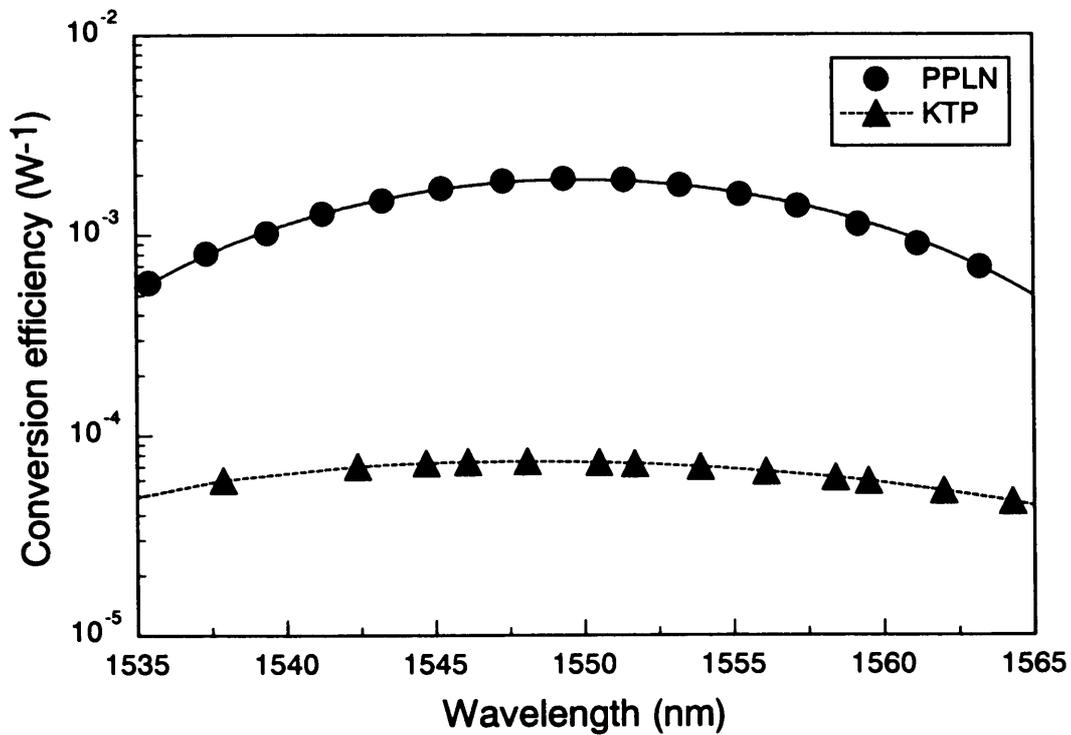


図6.3 PPLNによる光サンプリングの波長感度特性

ラウンドノイズとなっていることが影響しているためである。また、BPFの挿入損もS/N劣化に若干の影響を及ぼしている。

図6.3にPPLNによる光サンプリングの波長感度特性を示す。波長帯域幅としてはKTPの35nmに比べて若干狭い22.5nmが得られた。

図6.4に6psパルス幅、10Gb/s信号光の、ピークパワーがそれぞれ1mW, 3mW, 5mW, 10mWの場合の光アイ波形観測結果を示す。KTPでは観測できなかった1mWピークパワーの光信号波形が観測できており、3mWでは明瞭なアイ開口を示している。

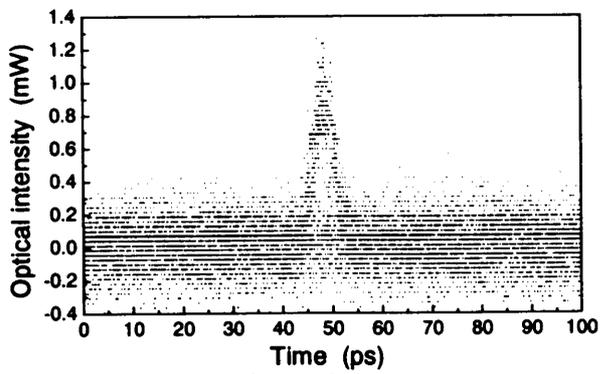
時間分解能は第5章と同様にして求め、1.0psが得られた。PPLNの場合、被測定信号光とサンプリング光の群速度遅延は第一種位相整合のために非常に小さく、25fs/cmである。従って0.98psのサンプリング光パルス幅のみが光サンプリングの時間分解能に影響し、その結果1.0psの時間分解能が得られた。このことは、さらに狭いサンプリング光を用いれば、KTPに比べて容易に時間分解能を向上できることを示している。

図6.5に、160Gb/s光信号波形の観測結果を示す。160Gb/s信号は図5.12に示すような、多重化回路を四段用いて10Gb/s信号を十六多重することによって得られた。図から判るように、多重化回路の調整不足により若干各ビットの間隔、ピークパワーが揃っていない。多重化回路のアイソレーション等があまり好ましくないようで、これ以上の調整が難しかった。

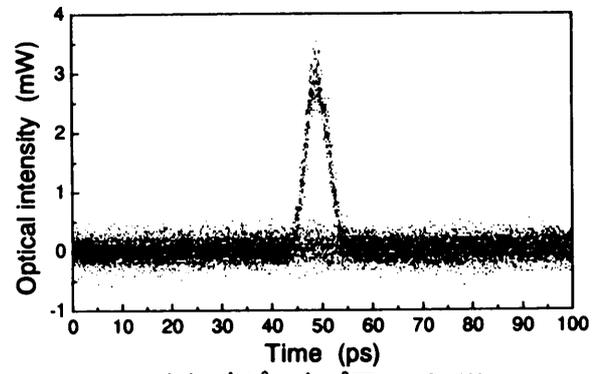
しかしながら逆に考えれば、光サンプリングシステムを用いることによって超高速光信号波形の観測のみならず、このように多重化回路の評価、調整を行うことができることを示している。

以上のように、PPLN を用いて光サンプリングを構成することによって、KTP を用いた場合に比べ約四倍高感度化することができることを示した。また、時間分解能はサンプリング光パルス幅とほぼ同じ 1ps を達成することができた。PPLN の群速度遅延が非常に小さいため、さらなる高時間分解能化にも有利であることを示した。しかしながら問題点としてサンプリング光の第二高調波光の発生があり、第二高調波光の漏れ光が光サンプリングの S/N を劣化させていることである。従って、現状では PPLN の特性を有効に使っているとは言い切れない面がある。これを解決するためにはサンプリングパルス光の波長を、1550nm 帯から大きくシフトさせるような手法⁽²⁾等の検討が必要と思われる。

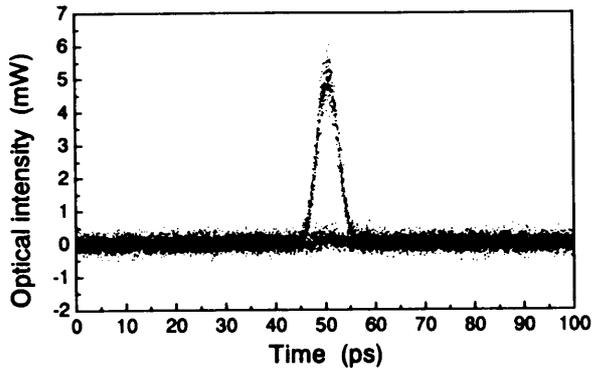
しかしながらさらに改善していくことによって、PPLN を用いた光サンプリングシステムは将来の超高速光信号波形観測装置として、さらなる高感度化、高時間分解能化のニーズに答える解の一つとなり得ると考えている。



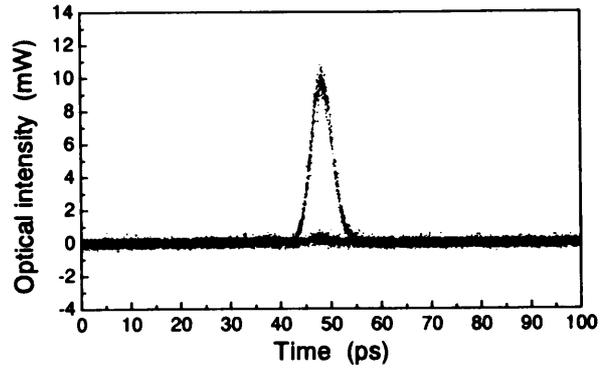
(a) 光ピークパワー 1mW



(b) 光ピークパワー 3mW



(c) 光ピークパワー 5mW



(d) 光ピークパワー 10mW

図6.4 10Gb/s 光信号光のアイ・ダイアグラム

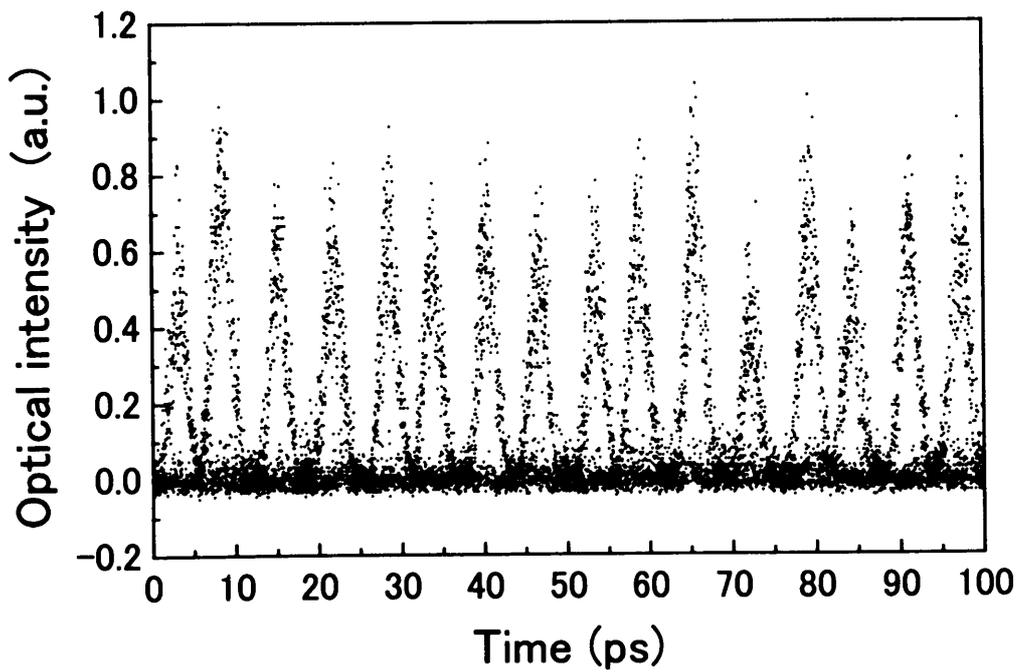


図6.5 160Gb/s 光信号のアイ・ダイアグラム

6.4 結言

KTPを用いた光サンプリングシステムでは、 $S/N=17\text{dB}$ における最低受光感度として 3mW 、時間分解能 1.25ps を得ることができ、その結果として 200Gb/s の光信号の観測に成功している。しかしながら、将来の超高速光信号波形観測装置として、さらなる高感度化、高時間分解能化のニーズが予想される。

本章ではPPLNを用いて光サンプリングシステムを構成した。その結果、最低受光感度としての $S/N=17\text{dB}$ において $800\mu\text{W}$ を達成し、KTPを用いた場合の約四倍に測定感度を向上できることを示した。その結果、 1mW の光ピークパワーの被測定信号光でも光アイ波形の観測が可能であることを実験的に確認した。波長感度帯域幅は 22.5nm あったので、実用上問題がないことも確認した。

時間分解能はサンプリング光パルス幅とほぼ同じ 1ps を達成することができた。PPLNの群速度遅延差が非常に小さいため、さらなる高時間分解能化にも有利であることを示した。しかしながら問題点として、サンプリング光の第二高調波光の発生があり、第二高調波光の漏れ光が光サンプリングの S/N を劣化させていることである。従って、現状ではPPLNの特性を有効に使っているとは言い切れない面がある。

しかしながらさらに改善していくことによって、PPLNを用いた光サンプリングは将来の超高速光信号波形観測装置として、さらなる高感度化、高時間分解能化のニーズに答える解の一つとなり得ると考えている。

参考文献

- (1) S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, H. Ohta, and Y. Endo, 'Highly sensitive and time-resolving optical-sampling system using a thin PPLN crystal', *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1727-1728, 2000.
- (2) N. Nishizawa and T. Goto, 'Compact system of wavelength-tunable femtosecond soliton pulse generation using optical fibers', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 325-327, 1999.

第7章 第二高調波光の発生

7.1 序言

PPLN の利用方法の一つとして、もっとも一般的なのが第二高調波光の発生⁽¹⁾である。第二高調波光発生とは、二次の非線形光学効果によって入力光の二倍の角周波数を持つ光を発生する効果である。例えば、チタンサファイアレーザから出力される 780nm の光を入力すれば、390nm の青紫色の光を得ることができる。

第二高調波光発生には非線形光学結晶として LBO を用いる手法、BBO を用いる手法等がある。固体レーザ等のように高出力の光源に対しては、入力光パワーの二乗に比例して変換効率が大きくなるという非線形光学効果の特性から、非線形光学定数はあまり大きくなっても差し支えない。しかしながら、本論文で用いているような数 10mW 程度の光源に対しては、非線形光学定数の大きさから PPLN を用いることは非常に効果的であり、従来の結晶に比べて大きな変換効率が期待できる⁽²⁾⁻⁽⁶⁾。また、1550nm 帯の光パルスから第二高調波光を発生させることによって 775nm 帯の光パルスを発生することができるが、これは光通信用として多量に供給されている光部品を用いてチタンサファイアレーザで発生可能な波長帯域の光パルスを発生することができることを意味している。このことから、高価、大型のチタンサファイアレーザを用いることなく、安価、小型の半導体レーザ、パルスコンプレッサー、第二高調波光発生によってリプレースすることが可能なケースも予想できる。

本章では、第四章で述べた、タイミングジッタが抑圧された波長 1550nm の利得スイッチング光パルスを用いた、パルス幅 650fs、波長 775nm、平均光パワー 4.9mW の光パルス発生について述べる。得られた光パルスは時間帯域幅積 0.35 の sech^2 形光パルスであったので、ほぼフーリエ回折限界の良質な光パルスであった。

7.2 第二高調波光の発生

第二高調波光の発生効率は(3. 30)式で得られた和周波光発生効率の式と同じで、 $\omega_1 = \omega_2$ と考えればよい。従って、入力基本波の角周波数を ω_1 とすると $\omega_3 = 2\omega_1$ となり、

$$\eta_{SHG} = \frac{P_{2\omega_1}}{P_{\omega_1}^2} = 2 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\omega_1^2}{n_{\omega_1}^2 n_{2\omega_1}} d^2 l^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{\Delta k l}{2} \right)}{\left(\frac{\Delta k l}{2} \right)^2} \frac{1}{A} \quad (7.1)$$

となる。第二高調波光の光パワーは、入力光パワーの二乗に比例して増加していく。従って、入力パワーを増加させることによって顕著に第二高調波光が増加していくことになる。

光パルスの第二高調波光発生の場合、第二高調波光発生の変換効率は平均光パワーではなく、光パルスのピークパワーで決まる。そのため、例えば同じ繰り返し周波数の光パルスで 2psパルス幅の光パルスと 1psパルス幅の光パルスとでは、平均光パワーが同じだとしても光ピークパワーが二倍違う。従って、入力光パワーが二倍違うために第二高調波光の出力ピークパワーは四倍の違いになる。

以上のことより、光パルスの第二高調波光発生にはなるべく大きな平均光パワーを入力し、さらになるべく狭い光パルスを入力することで大きな第二高調波光パワーを得ることができる。

一方、第四章では光パルスを光増幅する際、光ファイバ増幅器内では光増幅ファイバのモードフィールド径が小さいために光パワー密度が大きく、そのためにカー効果が発生して波形変化を起こしやすいことを述べた。光サンプリングに用いられるサンプリング光はきれいな光パルス波形が望まれるので、カー効果をさけるために一度光パルス幅を広げてから光増幅し、その後光パルスの線形圧縮を行った。しかしながら、第二高調波光発生の場合、このカー効果による波形変化を利用することができる。カー効果による光パルス波形の変化は、光ファイバを伝搬すると共に光パルス幅が狭窄化されていき、光ピークパワーが増加していく。このことは、第二高調波光発生にとっては出力される第二高調波光の光パワー増加に貢献するとともに、入力光パルス幅が狭窄化されるわけであるから出力される第二高調波光パルス幅の狭窄化にもつながり、すなわち高出力、狭パルス幅の第二高調波光発生が可能であることを意味している。従って、第二高調波光発生前に光増幅器内で光増幅、カー効果発生を利用することは、第二高調波光の高出力化のみならず、第二高調波光パルス幅の狭窄化することにもなる。

図7. 1は、光増幅器の出力光波形が、利得を変えたときの変化の様子を示したものである。光出力パワーが小さいときは入力波形とほとんど変わらないが、出力パワーが大きくなるに従ってパルス波形が狭窄化される。さらに上げていくと、光波形は二つに割れてしまう。従って光ピークパワーが最も高く、最もパルス幅が狭い点が第二高調波光発生に最適となる。また、その時の光波形にはウィングと呼ばれる、光パルスの狭窄化に取り残された成分があるが、第二高調波光発生は入力光パワーの二乗に比例して発生するので、ウィング成分

の光パワーは第二高調波光においては光パルス部に対して非常に小さくなり、ほとんど影響しない。

図7. 2に第二高調波光発生の実験系を示す。光パルスは波長 1549.8nm の半導体レーザから利得スイッチング法によって光パルスを発生する。光パルスは波長 1549.1nm、光パワー400 μ W の CW 光を注入することによって低ジッタ化を行っている。発生した光パルスは20ps/nm の分散補償光ファイバで光パルス幅 4.8ps まで線形圧縮される。得られた光パルスは平均光パワーが 20 μ W しかないので EDFA でプリアンプされ、E/YDFA で平均光パワー100mW までパワー増幅される。光増幅された光パルスは二台の光増幅器の間にある偏波コントローラによって光の偏光を調整され、PPLN 内で第二高調波光を発生する。PPLN の結晶長は 9mm、ドメインピッチは 19.0 μ m、集光ビーム半径は 20 μ m であった。この際、第二高調波光発生は第一種位相整合条件下で行われる。また、利得スイッチング法によって発生した光パルスはパルス幅 4.8ps であるが、光増幅器内で光増幅する際に積極的にカー効果が発生させ、光パルス幅の狭窄化を図っている。

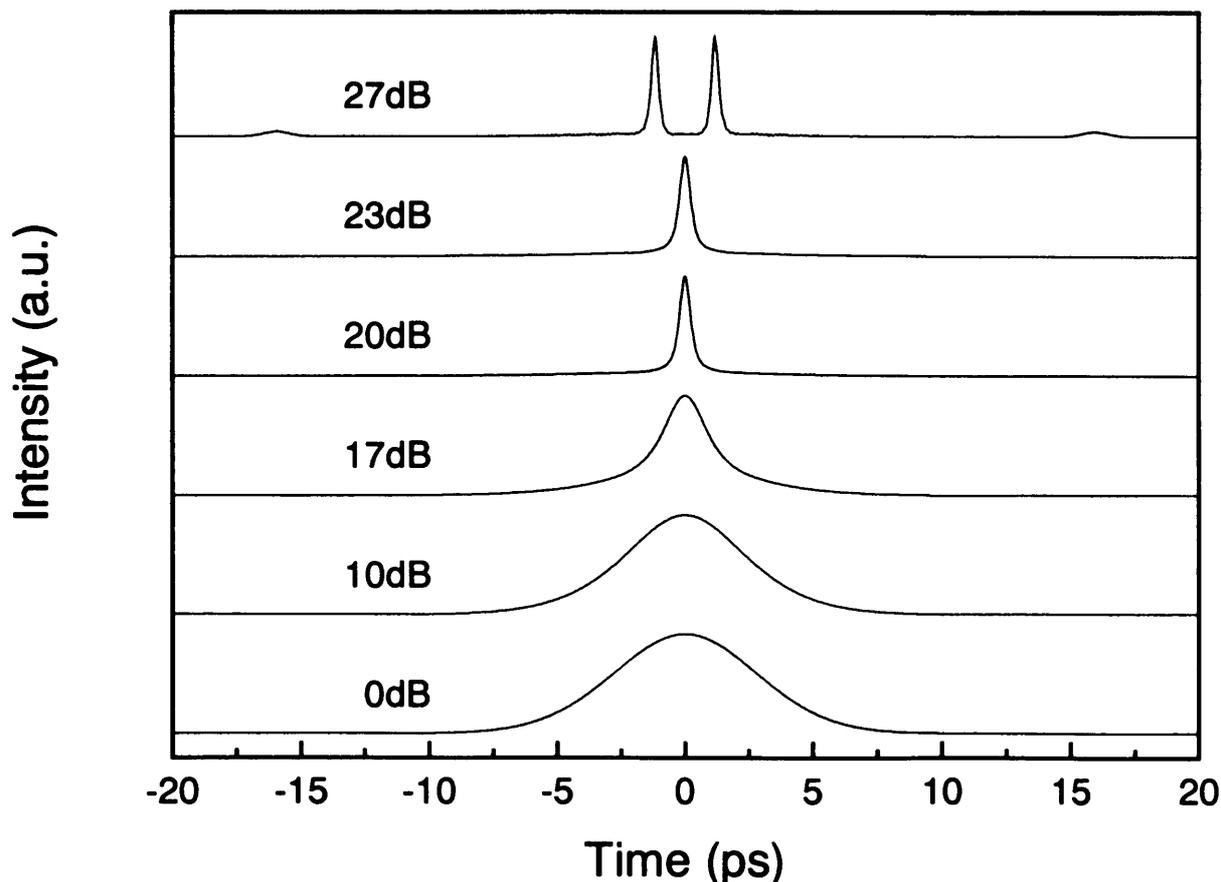


図7. 1 光増幅器の利得に対する光パルス波形の変化

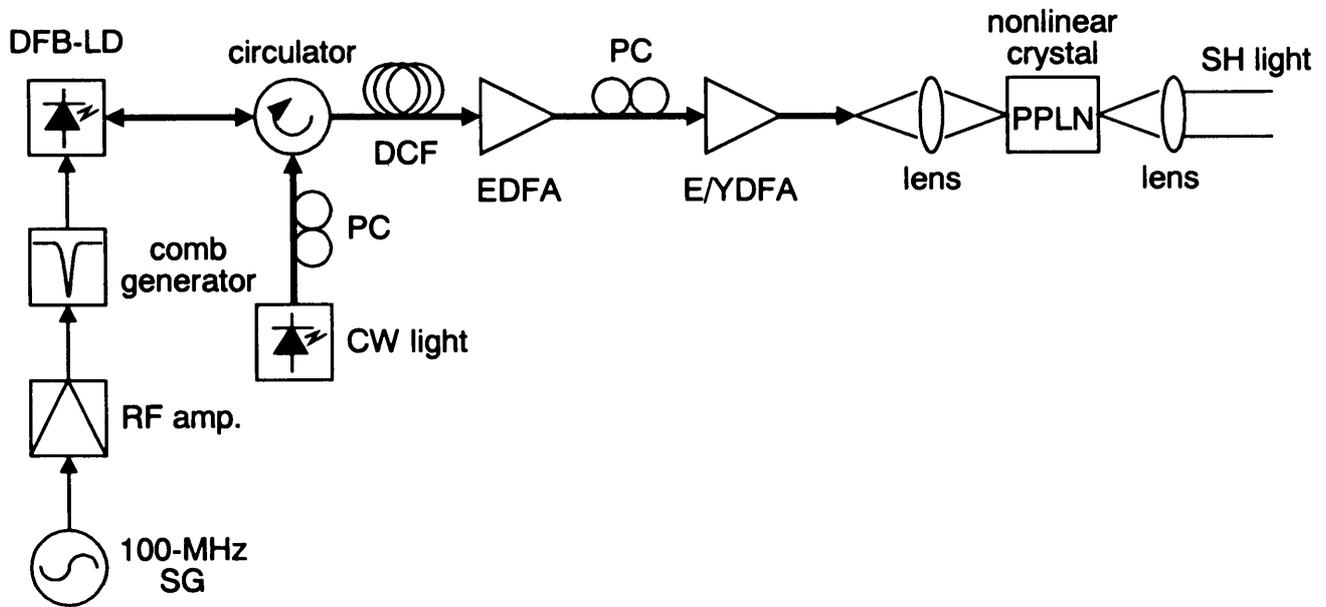


図7.2 第二高調波光発生の実験系

7.3 実験結果

図7.3に利得スイッチング法で発生した光パルスの、光増幅器で光増幅前と増幅後の自己相関波形の変化を測定した結果を示す。一点鎖線は光増幅前の光パルスの自己相関波形、実線が増幅後の自己相関波形を示す。図より、増幅前の光パルスはパルス幅 4.9ps、増幅後はウィングがかなりあるが、パルス幅 400fsまで圧縮されている。破線は 4.9ps のガウス波形の光パルスが光増幅器内を伝搬した時のシミュレーション結果である。計算値と実測値とずれが生じている。これは、シミュレーションには入力波形としてガウス波形を仮定しているため、実測値において観測されるペDESTALの部分に影響した点と、光増幅器内の計算パラメータに不明確な点があることによるものと思われる。しかしながら、おおむね良い一致を示した。

図7.4に光増幅前と増幅後の光スペクトラムを示す。入力光パルスのスペクトル幅 0.4nm に対し、増幅後はカー効果によってかなり乱れていることがわかる。

図7.5に、光増幅後の光パルス波形のシミュレーション結果を破線で示す。第二高調波光は入力光の二乗に比例した光出力となるので、この光パルス波形を二乗すれば第二高調波光の出力光波形と同じ波形が得られる。その結果を実線に示す。光増幅後の光パルス

波形は図7. 3の自己相関波形からわかるように当然のことながらウイングがあるが、二乗した光波形では図上では観測できないくらいに抑圧されており、また光パルス幅もさらに圧縮されていることが判る。すなわち、第二高調波光発生においては、その入力光パルス波形にウイング等のペDESTAL成分が発生していても、第二高調波光に変換された時点でその成分は充分無視できるほど小さくなっていることが証明できた。この結果、光増幅器内での積極的なカー効果の利用によるパルス圧縮は第二高調波光の光パルス波形には何らの影響も与えず、逆に変換効率の向上、光パルス幅圧縮に効果があることが明らかになった。

図7. 6に、第二高調波光への変換後の光パルスの自己相関波形を示す。光パルス波形はほぼ sech^2 形に一致し、光パルス幅は 650fs を得ることができた。変換前の自己相関波形に見られたようなペDESTALは全く観測できていない。理想的なパルス波形といえる。

図7. 7に、第二高調波光の光スペクトラムを示す。中心波長 775nm の光が発生しており、わずかな光スペクトラムの乱れが観測できるが、おおむねスムーズな光スペクトラム波形といえる。このわずかな乱れは、入力光パルスの光スペクトラムに見られた大きな乱れに対応している。光スペクトル幅は 1.08nm であるので、この光パルスの時間帯域幅積は 0.35 であった。これは、この光パルスがほぼフーリエ回折限界の、良質な光パルスであることを示している。光スペクトル幅が 1.08nm である理由は、図3. 12に示すように、第二高調波光変換の波長帯域幅が制限されているため、入力の光スペクトラムが図7. 4に示すように広い光スペクトラムであっても結果として図7. 7の光スペクトラムになると考えられる。逆に考えると、図3. 12の波長帯域に制限されることによって光スペクトラムの波形が決定され、それによって理想的な光パルス波形が得られると考えることもできる。

また、平均光パワーは 4.9mW であった。入力平均光パワーは 100mW であったので、光パルスの変換効率は 4.9%になっており、高効率の変換効率、良質の光パルス発生を達成することができた。

この光パルスは、チタンサファイアレーザほど狭パルス幅、高出力ではないが、波長 775nm において光パルス幅 650fs、平均光パワー4.9mW を小型、安価な装置で発生することができる。なによりの特徴として、半導体レーザの利得スイッチング駆動法を用いているため、繰り返し周波数 100MHz は電気信号源と同期が可能であり、また広い繰り返し周波数可変幅をもつ。さらに、タイミングジッタとして 180fs、10Hz からの積分範囲としても 320fs であり、非常に低ジッタである。

また、第二高調波光パルスの光サンプリングシステムへの応用として、この第二高調波光をサンプリングパルスとして用いる手法も考えられる。このサンプリングパルスによって時間分解能向上の期待ができる。さらに、前述のような和周波光発生による光サンプリング以外にも、差周波光発生による光サンプリングシステムへ応用することができる。差周波光発生を利用することにより、サンプリングによって打ち抜かれて波長変換された光の波長は 1550nm 帯に変換され、なおかつ長波長帯での結晶の屈折率波長依存性は短波長帯に比べて変化量が少ないため、差周波光発生有位相整合条件は和周波光発生に比べて緩やかになり、結果として光サンプリングシステムの波長感度帯域幅は 100nm 以上が期待できる。

以上のことより、PPLN を用いて 1550nm から 775nm へ変換された第二高調波光パルスは光サンプリング、EO サンプリングなど、各種装置の光源として、またはそれほどの光パワーが必要ではない場合のチタンサファイアレーザのリプレースが期待される。

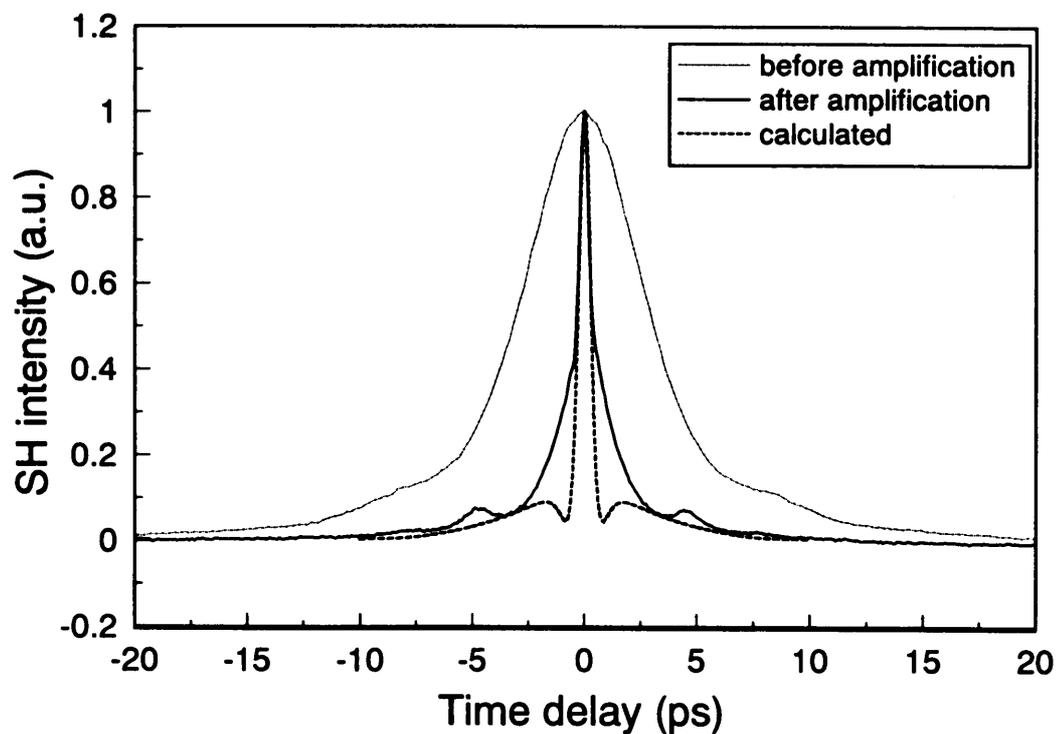


図7.3 入力光パルスの光増幅前、増幅後の自己相関波形

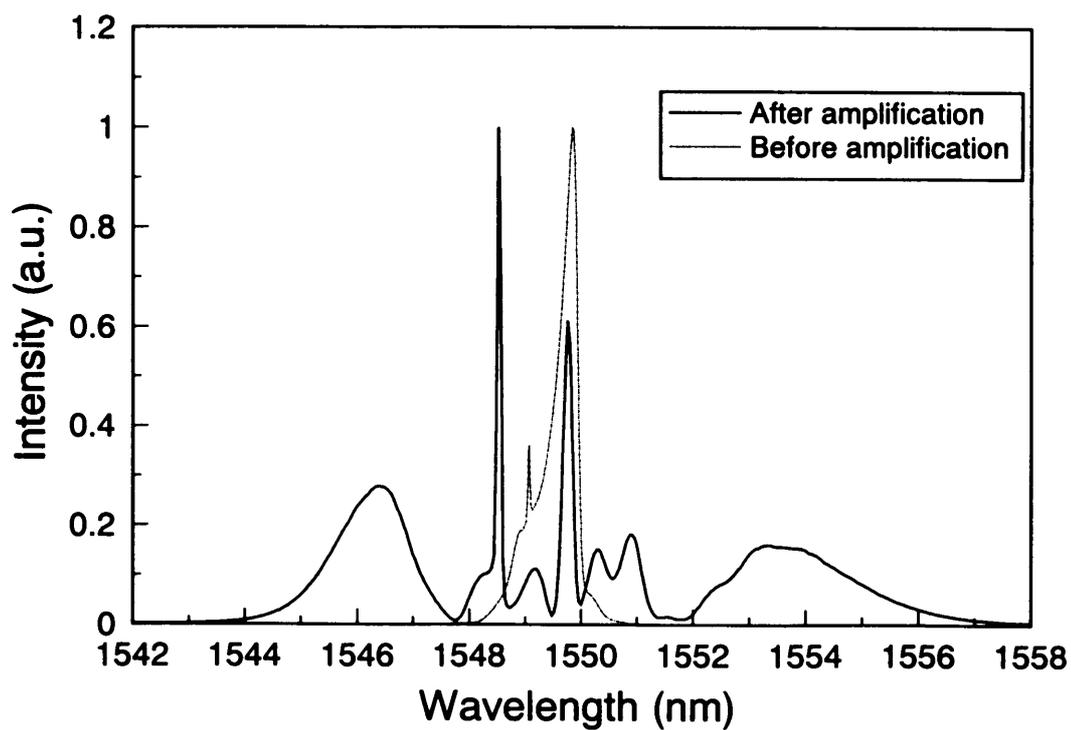


図7.4 入力光パルスの光増幅前、増幅後の光スペクトラム

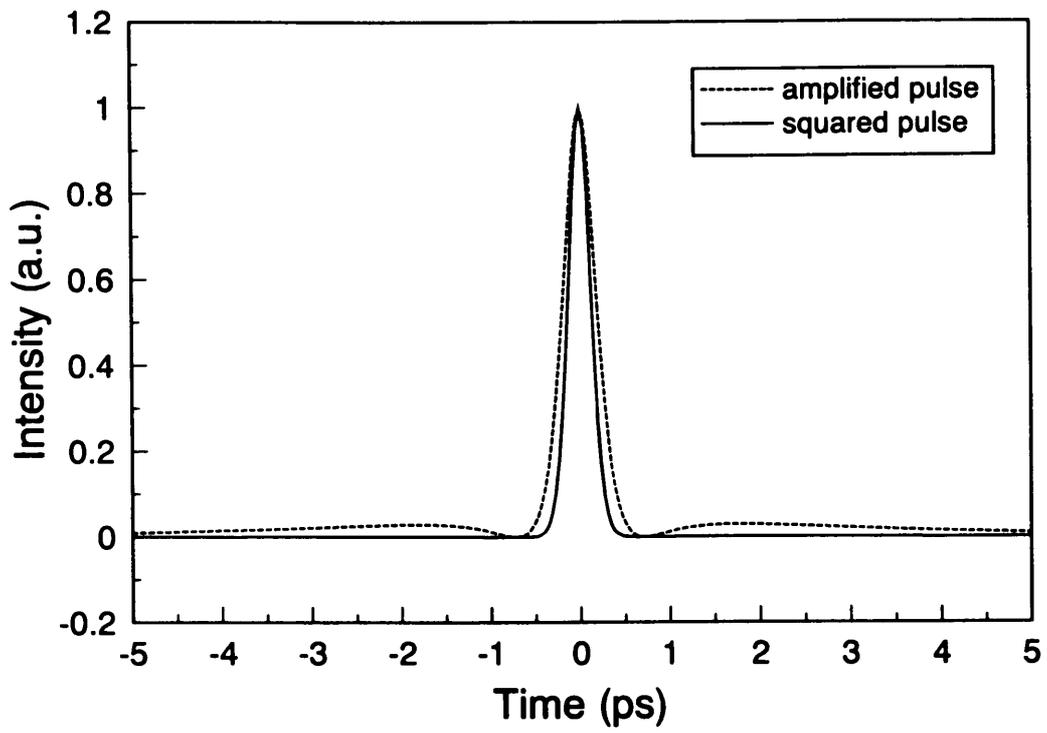


図7.5 光増幅後の光パルス波形とその二乗波形の計算値

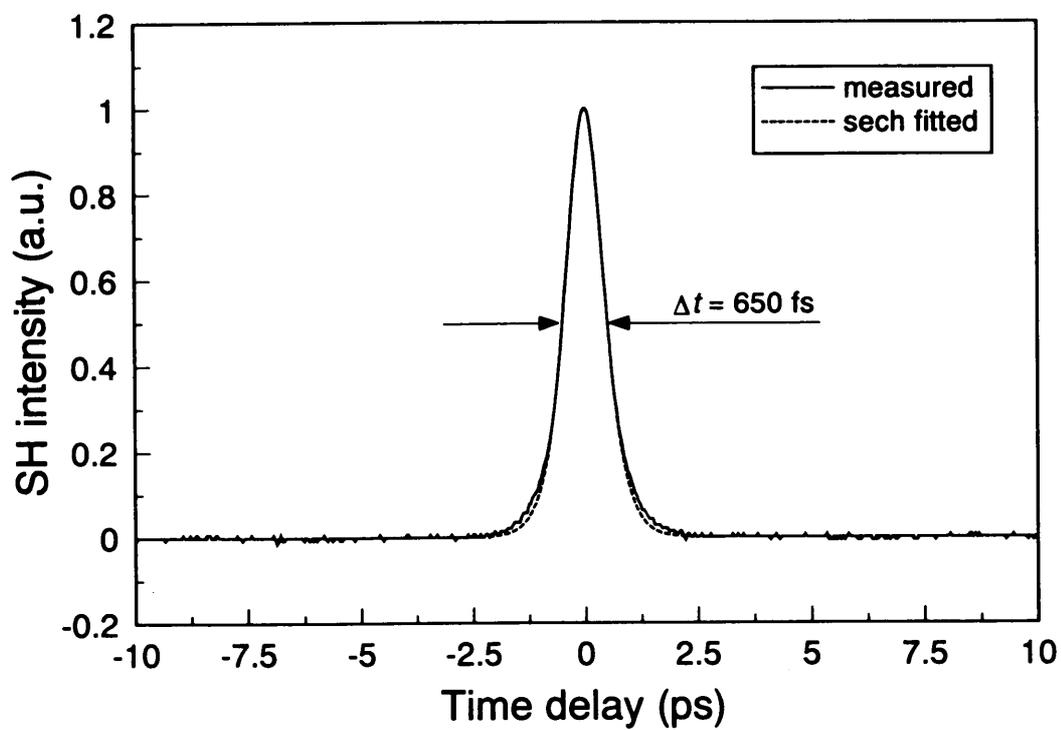


図7.6 第二高調波光の自己相関波形

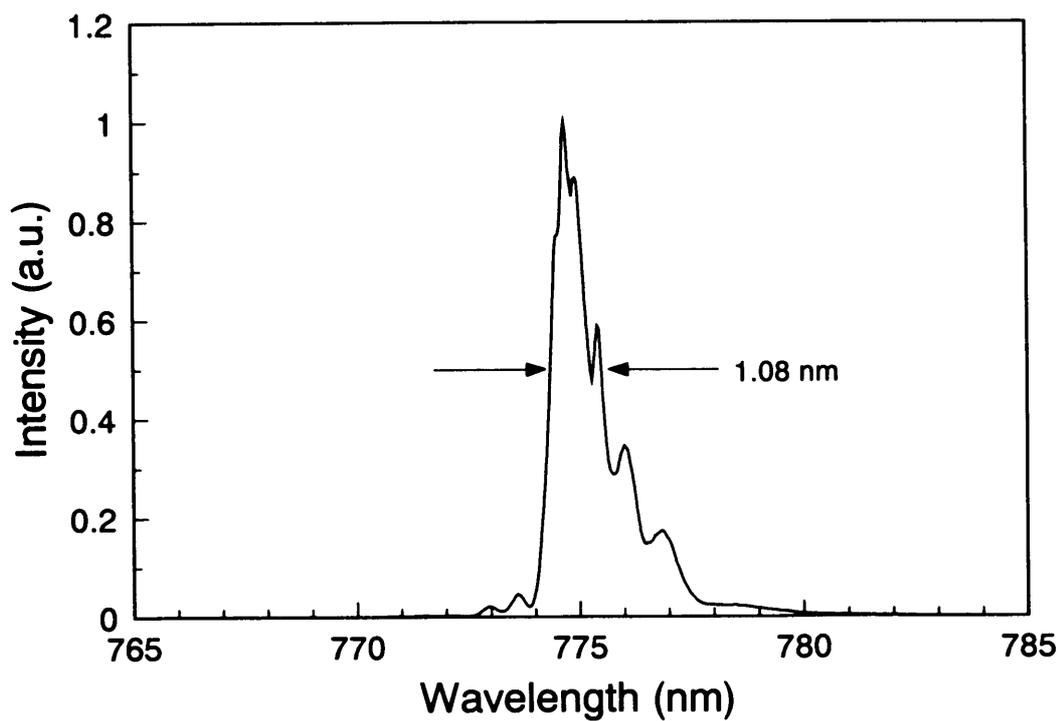


図7.7 第二高調波光の光スペクトラム

7.4 結言

PPLN 利用方法として最も一般的なのが第二高調波光発生である。第二高調波光発生を利用することによって、1550nm の長波長帯から 775nm の短波長帯の光を発生することができる。

第二高調波光の発生光パワーは入力光パワーの二乗に比例する。さらに、光パルスが光増幅する際に、光パルス波形はカー効果によって光増幅とともにパルス幅が狭窄化されていく。これらのことを用いて、半導体レーザを利得スイッチング法で駆動することによって発生した光パルスから中心波長 775nm のサブピコ秒光パルスを発生することができた。また、時間帯域幅積は 0.35 を得ることができたので、非常に良質の光パルスであることがわかる。

この光パルスは、チタンサファイアレーザほど狭パルス幅、高出力ではないが、波長 775nm において光パルス幅 650fs、平均光パワー 4.9mW を小型、安価な装置で発生することができる。なによりの特徴として、半導体レーザの利得スイッチング駆動法を用いているため、繰り返し周波数 100MHz は電気信号源と同期が可能であり、また広い繰り返し周波数可変幅をもつ。さらに、タイミングジッタとして 180fs、10Hz からの積分範囲としても 320fs であり、非常に低ジッタである。

また、第二高調波光パルスの光サンプリングシステムへの応用として、この第二高調波光をサンプリングパルスとして用いる手法も考えられる。このサンプリングパルスによって時間分解能向上の期待ができる。さらに、前述のような和周波光発生による光サンプリング以外にも、差周波光発生による光サンプリングシステムへ応用することができる。差周波光発生を利用することにより、サンプリングによって打ち抜かれて波長変換された光の波長は 1550nm 帯に変換され、なおかつ長波長帯での結晶の屈折率波長依存性は短波長帯に比べて変化量が少ないため、差周波光発生の際の位相整合条件は和周波光発生に比べて緩やかになり、結果として光サンプリングシステムの波長感度帯域幅は 100nm 以上が期待できる。

以上のことより、PPLN を用いて 1550nm から 775nm へ変換された第二高調波光パルスは光サンプリング、EO サンプリングなど、各種装置の光源として、またはそれほどの光パワーが必要ではない場合のチタンサファイアレーザのリプレースが期待される。

参考文献

- (1) M. Hofer, M. E. Fermann, A. Galvanauskas, and D. Harter, 'High-power 100-fs pulse generation by frequency doubling of an erbium-ytterbium-fiber maser oscillator power amplifier', *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 1840-1842, 1998.
- (2) Y. A. Lu, L. Nao, and N. Ming, 'Blue-light generation by frequency doubling of an 810-nm cw GaAlAs diode laser in a quasi-phase-matched LiNbO₃ crystal', *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 1037-1039, 1994.
- (3) M. A. Arbore, O. Marco, and M. M. Fejer, 'Pulse compression during second-harmonic generation in aperiodic quasi-phase-matching gratings', *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 865-867, 1997.
- (4) G. W. Ross, M. Pollnau, P. G. R. Smith, W. A. Clarkson, P. E. Britton, and D. C. Hanna, 'Generation of high-power blue light in periodically poled LiNbO₃', *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 171-173, 1998.
- (5) C. Q. Xu, H. Okayama, and M. Kawahara, 'Wavelength conversions between the two silica fibre loss windows at 1.31 and 1.55 μm using difference frequency generation', *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 2168-2169, 1994.
- (6) H. Kanbara, H. Ito, M. Asobe, K. Noguchi, H. Miyazawa, T. Yanagawa, and I. Yokohama, 'All-optical switching based on cascading of second-order nonlinearities in a periodically poled titanium-diffused lithium niobate waveguide', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 328-330, 1999.

第8章 結論

今日のインターネットの普及により、種々の情報が容易に得られるようになっている。しかしながらインターネットのコンテンツにはまだ大幅なる改良、革新の必要性があり、そのために情報伝送量は今後ともさらに増大していくものと思われる。そのためには基幹伝送系の超高速、大容量化が求められ、伝送路、伝送装置の評価手法の一つとしての超高速波形観測装置の必要性が高まっていくものと思われる。本論文は、これらの要求に応えるべく、将来の超高速伝送の160Gb/s以上の光波形観測を行うことができる光サンプリング技術に関し、筆者が行った研究成果をまとめたものである。

第一章では、基幹伝送網の状況、研究動向について述べ、本研究の必要性、意義を明らかにした。伝送容量の大容量化、低コスト化のためには短期的には波長多重伝送は有効であるが、長期的な観点からは伝送速度を向上させることが最も有効である。現在の伝送速度の主流は2.5Gb/s伝送から10Gb/s伝送に移行しつつあり、さらに40Gb/s伝送も視野に入りつつある。将来的に考えられている、さらに超高速伝送の80Gb/s、160Gb/s伝送の研究も活発になりつつある。これらの研究を推進する上で、さらに将来においては超高速伝送を運用する上で、伝送装置および伝送線路の評価、調整、運用に必要不可欠な超高速光波形観測装置の研究、開発が求められている。本研究の目的は、次世代の計測器としての光サンプリング技術を提供することを目的としている。

第二章では、超高速光波形観測手法のいくつかを比較し、光サンプリングシステムが超高速光信号波形観測装置として最適であることを述べた。さらに、光サンプリング法の原理について述べ、被測定信号光とサンプリング光の繰り返し周波数の関係、サンプリング掃引の相対時間との関係を明らかにした。

非線形光学結晶を用いた光サンプリングの特徴として、ダイナミックレンジが広い、応答特性が線形である、時間応答特性が非常に高速である、高出力のサンプリングパルス光を用いれば観測感度が向上することを述べた。また、時間分解能は主にサンプリング光のパルス幅に支配されていることも述べた。しかしながら、非線形光学結晶の位相整合、サンプリング光のタイミングジッタがシステムジッタとして影響する問題点もあるため、変換効率の高い非線形光学結晶の検討、高出力、低タイミングジッタ、狭パルス幅のサンプリング光の検討が

重要であることを明らかにした。

第三章では、光サンプリングに用いられる非線形光学結晶内で発生する非線形分極の詳細について述べ、和周波光発生 の原理、変換効率を求めた。非線形分極は結晶構造によって支配され、結晶の非対称性が非線形分極を生み出していることを述べた。結晶の非対称性は非線形分極テンソルとして表すことができる。

また、和周波光発生の変換効率の理論式を導出した。変換効率は非線形光学定数が重要であることを示した。さらに、発生した和周波光の位相整合を取る必要があることも示した。本論文では非線形光学結晶として、それぞれ特徴的な長所がある KTP と PPLN を用いて比較を行っているので、それぞれの位相整合条件について理論値、実験値との比較、検討を行った。

KTP においては、第二種位相整合条件下で和周波光発生を行い、複屈折の補正を行うことによって光サンプリングシステムとして十分な測定感度が得られることを示した。さらに、KTP を用いた場合の光サンプリングの時間分解能、結晶長、サンプリング光パルス幅の関係を明らかにした。

PPLN においては、疑似位相整合を行うことによって大きな和周波光変換効率 が得られることを示した。そのため KTP に比べ、測定感度を 27 倍以上高感度化できる可能性があることを明らかにした。しかしながら、サンプリング光による第二高調波光の発生という大きな問題点があることも示した。

第四章では、光サンプリング用サンプリング光源に求められる特徴を示し、利得スイッチング法、CW 光注入によるタイミングジッタの抑圧、正常分散光ファイバを利用した光パルス増幅、光パルス圧縮を用いて発生した光パルスがサンプリング光源として最適であることを示した。

光サンプリング用サンプリング光源に要求される特徴として、狭いサンプリングパルス幅、サンプリング光のパルス幅よりも十分に少ないタイミングジッタ、電気信号源への同期、瞬時繰り返し周波数可変性、広い繰り返し周波数可変幅、100MHz 以下のサンプリング光繰り返し周波数、高い光パワーが求められる。これらの要求に対し、上述した手法によって発生した光パルスは、光パルス幅 0.98ps、光波形 sech^2 、平均光パワー 40mW、タイミングジッタ 180fs 以下であり、サンプリング光源として最適であることが明らかになった。また、このサンプリング光を用いることによって、160Gb/s 以上の光信号の観測が可能となる。

第五章では、第二章から第四章までに述べた光サンプリングの原理、光サンプリングに必要な非線形光学結晶、サンプリング光としての超短パルス光発生技術を用いて KTP による光サンプリングシステムを構成した。

10Gb/s 光信号波形を観測した結果、精度良く光波形を観測することができ、時間分解能 1.25ps、周波数応答特性として 310GHz、システムジッタ 160fs、波長感度帯域幅として 35nm が得られた。最低受光感度は 3mW と、高感度であった。

さらに、10Gb/s 光信号を断熱圧縮、多重化することによって、200Gb/s 光信号のアイ波形観測を行った。その結果、十分なアイ開口が得られ、200Gb/s 光信号の波形観測が可能であることを示した。

第六章では、将来の超高速光信号波形観測装置としてさらなる高感度化、高時間分解能化のニーズが予想され、PPLN を用いた光サンプリングシステムが一つの解としてなり得る可能性を示した。

PPLN を用いた場合、最低受光感度として KTP を用いた場合の約四倍の 800 μ W を達成し、1mW の光ピークパワーでも光波形観測が可能であることを示した。また、この時の波長感度帯域幅は 22.5nm であったので、KTP に比べて若干狭いが実用上、問題がないことを確認した。

時間分解能はサンプリング光パルス幅とほぼ同じ 1ps を達成することができた。PPLN の群速度遅延差が非常に小さいため、さらなる高時間分解能化にも有利であることを示した。しかしながら問題点としてサンプリング光の第二高調波光の発生があり、第二高調波光の漏れ光が光サンプリングの S/N を劣化させており、この課題の解決が実用化のポイントとなる。

第七章では、PPLN 応用の一つとして最も一般的な第二高調波光発生について述べた。1550nm の半導体レーザから利得スイッチング法によって発生した光パルスを用いることによって、波長 775nm、平均光パワー 4.9mW が得られた。なによりの特徴として、半導体レーザの利得スイッチング駆動法を用いているため、繰り返し周波数 100MHz は電気信号源と同期が可能であり、また広い繰り返し周波数可変幅を得ることができ、小型、安価、低ジッタな光源であるため、光サンプリング、EO サンプリングなど、各種装置の光源として、またはそれほど光パワーが必要ではない場合のチタンサファイアレーザのリプレースが期待される。

以上、本論文では将来の超高速光信号伝送の研究、開発、製造、運用に必要な超高速光波形観測装置としての光サンプリング技術の原理、構成、性能について、基礎資料、設計指針を与えた。これにより、将来の超高速光信号伝送の一助になるものと期待している。また、光サンプリングシステムに用いられる非線形光学結晶の応用としての第二高調波光の発生によって、各種計測技術の発展に期待したい。

今後、光計測技術にはさらなる超高速化、高感度化のニーズが高まるものと思われる。光計測技術向上のため、超短パルス光技術、非線形光学技術等のさらなる研究が重要である。

謝 辞

本研究は、1992年4月～2001年3月を研究期間とし、基盤技術研究促進センター、(株)アドバンテスト、安藤電気(株)、アンリツ(株)、アジレント・テクノロジー(株)、岩崎通信機(株)、横河電機(株)からの出資を受け、超高速電子計測技術の開発を目的として設立された(株)テラテックの第三研究部において行われたものです。研究のご援助と激励をいただきました関係各位のみなさまに厚くお礼申し上げます。

本論文をまとめるに当たり、ご多忙にもかかわらず有益なご指導をいただきました、静岡大学電子工学研究所教授 渡辺健藏博士に深く感謝いたします。また、論文を御査読いただきました同大学工学部 大坪順次教授、岡本尚道教授、同大学電子工学研究所 坂口浩司助教授、長村利彦教授に厚くお礼申し上げます。

本論文をまとめるきっかけを与えていただきました、(株)テラテック研究所長 中村久夫博士に深く感謝いたします。

本研究の機会を与えていただくとともに、御指導・御鞭撻いただきました九州安藤電気(株) 沖十九康取締役(元(株)テラテック第三研究部長)ならびに安藤電気(株)通信事業本部通信開発本部開発推進部 千葉晴男部長(同)に感謝いたします。

本研究の成果は、(株)テラテック第三研究部において共同で研究していただいた、同僚の野極誠二研究主任、川口禎一研究員と遠藤善雄第三研究部長のご協力無くしては得られなかったものです。ここで、みなさまに深く感謝いたします。

最後に、これまで協力し、力を与えてくれた妻佳香、子供たち鈴菜、毬菜、悠斗に感謝したい。

研究業績目録

投稿論文

- (1) H. Ohta and T. Oki, '310-femtosecond optical pulse generation from a gain-switched laser diode using soliton compression', *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 33, pp. L1604-L1606, 1994.
- (2) H. Ohta, S. Nogiwa, N. Oda, and H. Chiba, 'Highly sensitive optical sampling system using timing-jitter-reduced gain-switched optical pulse', *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 2142-2143, 1997.
- (3) H. Ohta, S. Nogiwa, and H. Chiba, 'Generation of low timing jitter, sub-picosecond optical pulses using a gain-switched DFB-LD with CW light injection and a nonlinear optical loop mirror', *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, pp. 166-168, 1998.
- (4) H. Ohta, S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, and Y. Endo, 'Generation of 650-femtosecond optical pulses from a gain-switched laser diode using second-harmonic generation', *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, pp. 5905-5909, 1999.
- (5) S. Nogiwa, H. Ohta, Y. Kawaguchi, and Y. Endo, 'Improvement of sensitivity in optical sampling system', *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 917-918, 1999.
- (6) S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, H. Ohta, and Y. Endo, 'Generation of gain-switched optical pulses with very low timing jitter by using external CW-light injection seeding', *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 235-236, 2000.
- (7) H. Ohta, S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, and Y. Endo, 'Measurement of 200 Gbit/s optical eye diagram by optical sampling with gain-switched optical pulse', *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 737-738, 2000.
- (8) S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, H. Ohta, and Y. Endo, 'Highly sensitive and time-resolving optical-sampling system using a thin PPLN crystal', *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1727-1728, 2000.

国際会議発表

- (1) H. Ohta and T. Oki, 'Generation of a 310-Femtosecond optical pulse with soliton compression', 20th European Conference on Optical Communication, Tu.P.5, 1994.
- (2) H. Ohta and T. Oki, '290-femtosecond optical pulse generation using gain-switched laser diode with nonlinear optical loop mirror', Nonlinear Guided Waves and Their Applications, NSaA4, 1995.
- (3) S. Nogiwa, H. Ohta, and H. Chiba, 'Reducing timing jitter during optical pulse generation by using a gain-switched laser diode with CW light injection and nonlinear optical loop mirror', Ultrafast optics, TP-1, 1997.
- (4) H. Ohta, S. Nogiwa, and H. Chiba, 'Highly sensitive optical sampling system with 100-GHz bandwidth', 24th European Conference on Optical Communication, WdB25, 1998.
- (5) S. Nogiwa, H. Ohta, and H. Chiba, 'Highly sensitive optical-sampling system using a periodically poled lithium niobate crystal', Conference on Lasers and Electro-Optics, CThR6, 1999.

学会発表

- (1) 太田裕之、市川昭夫、沖十九康、'ソリトン圧縮による超短パルス光の発生'、電子情報通信学会 1994 年春季大会、C-404.
- (2) 太田裕之、沖十九康、'ソリトン圧縮における直線偏光励起効果'、第 55 回応用物理学会学術講演会、19a-F-4、1994.
- (3) 川口禎一、太田裕之、本多芳三、市川昭夫、沖十九康、'光サンプリングシステムにおける低ジッタクロック発生'、第 55 回応用物理学会学術講演会、20a-A-8、1994.
- (4) 太田裕之、沖十九康、'非線形ループミラーを用いた超短パルス光の発生'、電子情報通信学会 1995 年総合大会、C-398.

- (5) 市川昭夫、太田裕之、沖十九康、‘光サンプリングによる光アイパターンの測定’、電子情報通信学会 1996 年総合大会、B-1123.
- (6) 野極誠二、太田裕之、千葉晴男、‘CW 光注入による非線形ループミラーを用いた超短パルス光のジッタ低減’、第 58 回応用物理学会学術講演会、2a-Z-4、1997.
- (7) 小田徳光、野極誠二、太田裕之、千葉晴男、‘利得スイッチング法を用いた光・光サンプリングシステムにおけるシステムジッタの低減’、第 58 回応用物理学会学術講演会、2a-L-10、1997.
- (8) 野極誠二、太田裕之、川口禎一、千葉晴男、‘PPLN 結晶を用いた光サンプリングシステムの高感度化’、電子情報通信学会 1999 年総合大会、B-10-167.
- (9) 野極誠二、川口禎一、太田裕之、遠藤善雄、‘CW 光注入された利得スイッチ DFB-LD 光の位相雑音測定’、第 60 回応用物理学会学術講演会、4a-K-9、1999.
- (10) 川口禎一、野極誠二、太田裕之、遠藤善雄、‘310GHz 光サンプリングシステムの開発’、電子情報通信学会 2000 年総合大会、B-10-170.
- (11) 野極誠二、川口禎一、太田裕之、遠藤善雄、‘PPLN 結晶を用いた高感度光サンプリングシステムの開発’、電子情報通信学会 2000 年ソサイエティ大会、B-10-149.