

# Ti: Sapphire レーザ励起 SOPO の構築

## Construction of a Ti: Sapphire femtosecond pulse laser pumped synchronized optical parametric oscillator

廣澤賢一 (D1)

K. Hirose

### Abstract

Although we have used an EDFA laser to generate squeezed state using an optical fiber, it was not promising because the EDFA generates very large optical noise by ASE process. Therefore, we attempted to construct a Ti: Sapphire femtosecond pulse laser pumped synchronized optical parametric oscillator (SOPO) instead of the EDFA laser. We adopted  $\beta$ -barium borate (BBO) as a nonlinear crystal, and developed various techniques to align the SOPO.

### 1 はじめに

近年、量子情報通信や量子コンピューティングの研究が盛んに行われているが、その量子ビットや伝送路にはしばしば光子が使用される。光子と光ファイバが通信に向いているのは非常に自然なことであるが、光子はデコヒーレンスが小さいため、量子状態を誤差無く保つことが可能であることから、小規模の量子コンピューティングの実証にも適している。こうした背景から、我々も連続変数のもつれ合い光源を用いた量子テレポーテーションなどの量子情報処理の実現を目指し、光ファイバによるスクイズド光の発生を目指している<sup>1,2</sup>。光ファイバを非線形媒質として量子相関光発生に利用することのメリットは、一つにはロスが非常に少ないことである。量子相関光には単一光子やスクイズド光などが含まれるがいずれもロスに弱く、これが少ないことは大きなメリットといえる。二つ目は将来の量子情報を遠隔地に送ることを考えた際、どうしても光ファイバを利用することになるが、自由空間から光ファイバへのカップリング効率を 100% とすることは現在の技術ではほとんど不可能であり、一般にこの効率は低い。それであれば、光ファイバ中で量子相関光を発生させることは、自由空間で発生させるよりもメリットとなる。

しかしながら、光ファイバを量子相関光発生に応用するためにはいくつかの制限がある。その一つは Raman 散乱や Brillouin 散乱といった分子振動を介した散乱光を拾ってしまうことである。これらは分子振動がデコヒーレンスするにしたがってコヒーレンスを失い、量子相関光にとってノイズとなる。特に連続光を光ファイバに入射した場合は Brillouin 散乱の影響が顕著となり使用は困難となる。光ファイバの非線形係数が他の非線形結晶などに比べると格段に低いことを考えても、光ファイバを量子相関光発生に応用するためにはパルス光の利用が必須である。また、最もロスの少ない波長は  $1.5\mu\text{m}$  帯であり、光ファイバのメリットを最大限に生かすためにはこの波長帯が適している。実際に現在使用されている多くの光通信機器はこの帯域を想定して設計されており、既存の素子や技術を生かせるメリットもある。さらに、光ファイバで非線形効果を起こす際にキーワードとなる言葉として、ソリトンパルスがある。近年は、分散シフトファイバやフォトリソグラフィッククリスタルファイバなども存在するが、一般的な光ファイバのゼロ分散波長は  $1.3\text{-}1.35\mu\text{m}$  付近であり、ソリトン伝搬が可能な異常分散領域はこれより長波長側となる。この点でも  $1.5\mu\text{m}$  帯は優れているといえる。

したがって、我々は  $1.5\mu\text{m}$  帯のパルス光源が必要であり、ファイバレーザを使用してきた。しかしながら、ファイバレーザには ASE (Amplified Spontaneous Emission) ノイズが多く、量子相関光生成には不利な光源であった。この帯域のパルス光源としては LD (Laser Diode) を除けば、モードロック Cr: YAG レーザとパルスレーザをポンプ光とした SOPO (Synchronized Optical Parametric Oscillator) がある。そこで、我々は Spectral Physics 社の Ti: Sapphire モードロックレーザの Maitai (繰返し周波数 80 MHz, 平均出力 700-900 mW, パルス幅 100 fs 前後, スペクトル幅 15 nm 前後) をポンプ光に SOPO を構築することにした。

## 2 実験準備：結晶選定

MHz クラスの繰り返し周波数を持つモードロックレーザの SOPO の論文は主に Nd: YLF を用いたものと Ti: Sapphire を用いたもの、あるいはこれらの二次高調波を利用したものが主である。Ti: Sapphire の二次高調波は紫外領域となるため、この帯域で透過率の良い BBO 結晶が良く使われるが、それ以外では KTP や LBO を使ったものが多い。特に、Nd: YLF の二次高調波である 523 nm から 1.3  $\mu\text{m}$  帯の光を出す場合は、位相整合角が  $\theta = 0^\circ$ ,  $\phi = 26^\circ$  となり、ウォークオフ角が非常に低くなるため、結果として長い結晶の利用が可能となり、良く使用される<sup>3</sup>。一方、Ti: Sapphire の基本波をポンプ光に使用する場合は、1.1  $\mu\text{m}$  から 1.2  $\mu\text{m}$  を出すときに位相整合角が  $0^\circ$  になる KTP が有利となる<sup>4</sup>が、他の波長帯では KTP を使用することに大きなメリットがあるわけではない。しかし、古くから研究されていた非線形媒質であり、比較的高い非線形性を持つことから多くの文献で採用されている<sup>5-7</sup>。LBO 結晶も良く使われる結晶であるが<sup>8</sup>、その理由は温度を調整することでさまざまな波長と位相整合を取ることができるためである。一般に OPO で出力される波長を変えるためにはポンプ光の波長を変えるか、非線形結晶を回転し位相整合角を合わせる必要がある。しかしながら、非線形結晶を回転させると光の屈折により光路がずれ、MHz オーダーの繰り返しを持つ大きな共振器の場合、発振しなくなってしまう。その点、LBO の場合は温度を変えることでミラーの調節をすることなく様々な波長でシグナル光を発振させることができるため、チューナブルな光源として有用である。ただし、LBO は BBO, KTP の 3 種のなかで最も非線形係数が低いいため、ポンプ光には強度が要求される。

まず、我々はこれら 3 種の中から使用する結晶を選ぶことにした。他にも  $\text{KNbO}_3$  など、新しい有用な結晶も存在するが、生産が困難なためか性能が安定しないとも聞き、今回は選択肢から除外した。まず、我々が最も不安であった点はポンプ光のパワー不足である。文献で使用しているレーザ光はいずれも数 W 級のものであり、我々のレーザ光よりもかなり強度の強いものであった。閾値では我々のレーザ光でも上回る実験も多かったが、これは全てがきちりとアライメントされた共振器での閾値である。この閾値ぎりぎりのパワーでは発振していない状態で共振器を完璧にアライメントする必要があり、これはほとんど不可能に近い。そのため、まず LBO を選択肢から外すことにした。残るは BBO

と KTP であるが、非線形係数の点からは KTP の方が有利と言える。BBO を用いて 780nm のポンプ光を 1550nm に変換する際の位相整合角は  $\theta = 19.8^\circ$  であるが、このときの有効非線形係数は  $d_{eff} = 1.48\text{pm/V}$  である。対して、KTP で同様の変換を行う場合、位相整合角は  $\theta = 53.4^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$  であり、このときの非線形係数は  $d_{eff} = 2.82\text{pm/V}$  である。しかしながら、相互作用長を長く取れる結晶であれば、多少の非線形係数の低さはカバーすることが可能である。この相互作用長を制限する要素は超短パルスの SOPO においては以下の三つである。一つは空間的なウォークオフ効果である。一般に type I の位相整合ではポンプ光の偏光とシグナル、アイドラ光の偏光は異なる。また、type II でもポンプ光と同じ偏光の光を共振させることがその他の要因により、有利になるとは限らない。このように、共振させたい光とポンプ光の偏光が異なると、どちらかが異常光線となるわけであるが、異常光線は一般的な Snell の法則に従わないという特徴があり、常光線と平行に入射しても結晶中では異なる方向に伝搬してしまう。これを空間的なウォークオフ効果という。このウォークオフ効果はポンプ光とシグナル光を角度をつけて入射することで補償することが可能である。ただし、これをきっちり 0 にすることは至難の業であり、空間ウォークオフは小さいに越したことは無い。上記の位相整合角の場合、BBO のウォークオフ角は  $2.8^\circ$ 、KTP は  $2.7^\circ$  とほぼ差は無い。二つ目は時間的なウォークオフ効果である。位相整合角はポンプ光とシグナル光の屈折率が合う角度であるが、その微係数(傾き)まで一致するわけでは一般に無い。屈折率の微係数は群速度の違いであり、連続光の場合は問題にならないが、パルス光の場合はポンプ光とシグナル光が時間的に一致なくなると、もはや増幅されなくなってしまう。この値は上記の位相整合角の場合、BBO だとわずか  $2.7\text{ fs/mm}$  である。KTP では  $54.6\text{ fs/mm}$  であった。ポンプ光のパルス幅がおよそ  $100\text{ fs}$  であることを考えれば、BBO の場合このファクターはほとんど問題にならないが、KTP の場合は結晶長が  $2\text{ mm}$  程度に制限されることが分かる。三つ目は許容幅である。パルス光の OPO では中心波長で位相整合があっても、その周辺の周波数では次第に位相整合角が合わなくなってくる。そうすると、ポンプとシグナルやアイドラの位相が徐々にずれてくるわけであるが、ある長さの結晶を伝搬したときにポンプとの位相差が  $90^\circ$  ずれるとゲインが無くなり、シグナル光は

減少に転じてしまう．これを含めて中心波長に比べゲインが半分になる波長の幅を許容幅という．この値は結晶の長さに反比例し，BBO では 1 mm のとき 150 nm の許容幅があった．つまり，ポンプ光が 20 nm の幅を持っていた場合 7.5 mm 前後が上限となる．対して KTP の場合，2 mm 以下の結晶では 20 nm 程度の幅は問題とならないことが分かった．これらから，2 mm の KTP と 7.5 mm の BBO を比較し最終的に 7.5 mm の BBO を我々は選択することにした．

### 3 OPO 構築

我々が完成を目指す OPO の概念図を図 1 に示す．光源は Spectral Physics 社の Ti: Sapphire モードロックレーザの Maitai であり，結晶直前ではレーザ直後に比べ 1 割程度減じている．共振器に使われる 4 枚のミラーはいずれも Lattice Electro Optics 社の誘電体ミラーであり，1.5  $\mu\text{m}$  帯に対応している．そのうち 2 枚は  $r = 100$  mm の凹面ミラーであり，ポンプ光の波長では容透過となっている．結晶は Castech 社製で両面に AR コートが施されており，カット角  $\theta = 19.8^\circ$  の 7.5 mm の結晶である．この共振器のアライメント

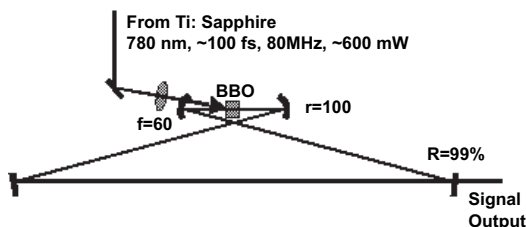


Fig. 1: Our concept of a Ti: Sapphire pumped SOPO. We adopted four-element ring cavity and  $R = 99\%$  output coupler to suppress the threshold.

方法であるが，まず共振器長をだまかに 80MHz，つまり 3.75 m にあわせるため，出力方向からポンプ光を入射した．すると，共振器内に入ったポンプ光は，ミラーがこの波長帯に対応していないために，減衰しながらも内部を通して  $R = 99\%$ ミラーから出射される．このとき， $R = 99\%$ ミラーで反射した成分と干渉することになるが，パルス光であるため，共振器長がパルスの間隔，つまり 3.75 m にあっていないとこの干渉は起こらない．したがって，我々はこの 2 つの光パルスを Advantest 社製光スペクトラム・アナライザを用

いて SI(Spectral Interference) を測定した．この実験結果の一例を図 2 に示す．図 2 に見られる干渉縞の間隔は 2 つのパルス間の距離に対応しており，間隔が広くなればなるほど 2 つのパルスは接近していることを表している．パルスがほぼ一致すれば，一般的なきれいな干渉となり，位相差に応じて全体的にパワーが上下するようになる．これを用いることで共振器長はほぼ決まるわけであるが，ポンプ光とシグナル光を異なる偏光にするとウォークオフ効果により光路がかなりずれてしまい，同じ偏光にすると今度は群速度差が大きくなってしまいう問題があった．そこで，我々は同じ常光線にして SI 測定を行い，群速度差によって生じる 110  $\mu\text{m}$  を後に調節することにした．

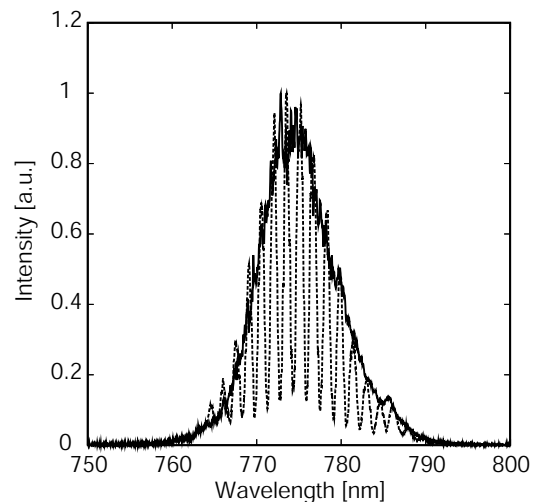


Fig. 2: Example of SI measurement. When two pulses doesn't superpose, an interference fringe is observed (dashed line). The interference fringe vanishes by tuning the distance of two pulses (solid line).

次に，共振器のアライメントであるが，ある程度であればアイリスなどを用いて可能である．しかし，強度もぎりぎりであり， $Q$  値の高い共振器を組む必要があるため，アイリスなどでは不完全である．そこで我々は，2 枚のミラーをともに  $R=99\%$  ミラーに変更し，外部から 1.5  $\mu\text{m}$  帯の LD 光を入射し，外部共振器としてのアライメントを行った．光源と逆側では LD 光は  $R=99\%$  ミラーを 2 回通ることになるので，共振器がアライメントされていないと LD 光の強度は 10,000 分の 1 になってしまう．しかし，共振器がしっかりアライメントされれば共振器内の LD 光は入射端の  $R=99\%$

ミラーで入力される LD 光と干渉し、位相差に応じて強めあったり弱めあったりすることになり、結果として、共振器長がちょうど波長の  $N$  倍になったときにスパイク状のピークが光源と逆側で観測できる。このスパイクが大きくなるようにアライメントしていけば、 $Q$  値の高い共振器を組むことができる。共振器内にはアイリスが設置されているので、アイリスを通るモードに関しては高い  $Q$  値がこの方法で保証できる。この様子を図 3 に示す。

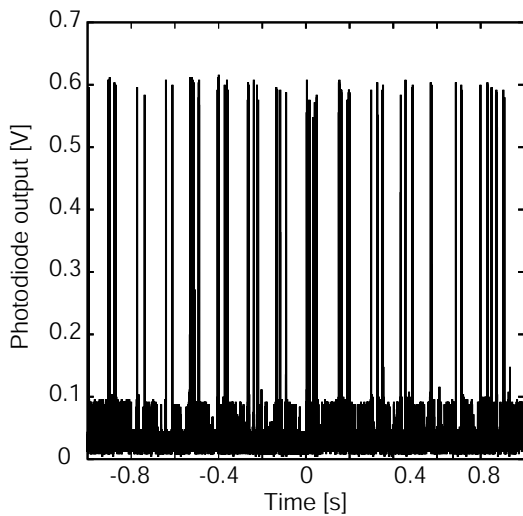


Fig. 3: Example of spikes from an external oscillator.

最後に、こうして作った共振器モードとポンプ光を一致させる必要がある。これには OPA の技術を用いた。まず、出射端の  $R=99\%$  ミラーを取り外し、 $1.5\mu\text{m}$  帯の LD 光を直接結晶に当て、目視でポンプ光を LD 光と同じ位置に当てた。ポンプ光と LD 光にはウォークオフ角を補正するために角度がついており、アイドラ光はこれと対称の位置に放出されると考えられる。このアイドラ光が通るであろう位置にアライメント用のビームを通し、これを PD(フォトダイオード)で受けた。これは CW 光をパルス光で増幅することになるため、増幅される時間が増幅されない時間に比べ極端に小さく、LD 光が増幅されているかどうか判断がつかないためである。しかし、増幅されている場合は同量のアイドラ光が出射されるため、これを観測する

ことで確認が取れるというわけである。また、このアイドラ光でさえも微弱光であるためポンプ光をチョッパで切り、ロックインアンプを使用して観測を行った。結果が図 4 である。-50 秒から -30 秒付近までは、ポンプ光と LD 光の両方が入射しており、OPA が見れていると考えられる領域である。その後、LD 光を OFF にしたためアイドラ光は大きく減少し、0 秒から 20 秒付近はポンプ光のパラメトリック蛍光が見れていると思われる。その後、LD もポンプ光も切ったため、40 秒以降は零点と考えてよい。ポンプ光と LD 光の両方が必要であることから、-50 秒から -30 秒付近の結果は OPA によるものと考えられる。これはすでにアライメント後の結果であるが、我々はレンズの位置を 3 軸のステージにより微調整し、共振器モードとポンプ光を一致を図った。LD 光は共振器内のアイリスを通るため共振器モードと一致していると考えられ、これがもっとも増幅するようにすれば、共振器の増幅率が向上するためである。

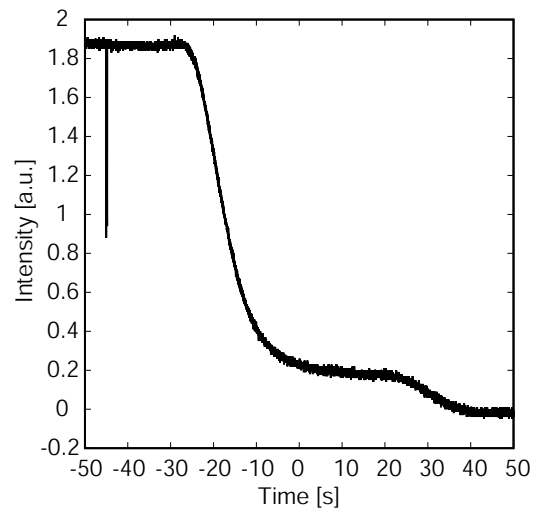


Fig. 4: Experimental result of idler power. We shuttered LD lay at about -30 second and pump lay at about 20 second. Higher idler power needed both LD lay and pump lay, this result indicates the high idler power generated by OPA process.

## 4 まとめ

このようにして共振器モードとポンプ光を一致を図り，出射端の  $R=99\%$  ミラーを戻して，再度図3のようなスパイクを確認して，最後に共振器長を微調整するという方法で OPO の発振を試みたが，現在のところ発振に成功していない．原因として考えられるのは共振器内のロスが大きいことで，特に結晶と2枚の凹面鏡の周辺はオプティクスが混みあっており，ビーム径が大きなモードでは発振しない可能性が高い．したがって，我々はこの付近のジオメトリーを改善し，より厳密にアライメントを行うことで発振を試みることを考えている．また，PPLN(Periodically Poled Lithium Niobate) などの非線形性の高い結晶を使うことで発振閾値を下げることも検討中である．

## References

1. 田口修平, 神成研究室 Annual Report 2005-2006, 57. あるいは今年のもの．
2. K. Hirosawa, H. Furumochi, A. Tada, F. Kannari, M. Takeoka, and M. Sasaki, Phys. Rev. Lett. **94**, 203601 (2005).
3. M. J. McCarthy and D. C. Hanna, Opt. Lett. **17**, 402 (1992).
4. A. Nebel, C. Fallnich, R. Beigang, and R. Wallenstein, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 2195 (1993).
5. Q. Fu, G. Mak, and H. M. van Driel, Opt. Lett. **17**, 1006 (1992).
6. W. S. Pelouch, P. E. Powers, and C. L. Tang, Opt. Lett. **17**, 1070 (1992).
7. P. E. Powers, R. J. Ellingson, W. S. Pelouch, and C. L. Tang, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 2162 (1993).
8. J. D. Kafka, M. L. Watts, and J. W. Pieterse, J. Opt. Soc. Am. B **12**, 2147 (1995).