

数サイクルパルスのフォトリフラクティブ記録

電子工学科 西岡研究室 太田 脩治

1. 序論

フェムト秒領域の時間幅のパルスは、光の周期にして数サイクルである。このように光の1周期に近い超短光パルスは群遅延分散の影響を受け易く、その系においてパルス幅を維持し続けることが重要である。[1][2]もし、超短パルスの光電場波形の計測が容易に行えるならば、複雑な群遅延分散の制御も可能であるが、超短パルス時間波形の計測法はそれ自体が研究対象となる程であり一般的に容易ではない。そこで、媒質に群遅延分散を受けた超短パルスのフーリエ位相を屈折率回折格子として記録し、フーリエ位相共役波を読み出すことで群遅延分散補償を全光学自動的に行う方法を研究している。[3]

記録用の非線形媒質は、これまでは半導体添加色ガラスフィルターやレーザー色素添加樹脂薄膜を用いていた。色ガラスは屈折率変化量が小さく、書き込みに数 mJ のエネルギーが必要となる。色素と同じような $\Delta n=0.02$ 程の大きな屈折率変化量を持ちながら、書き換え可能であるフォトリフラクティブ効果[4]を有する結晶の利用を考えた。フォトリフラクティブ結晶は、空間位相共役鏡やホログラフィック記録などに用いられている。本研究では、フォトリフラクティブ結晶に超短パルスの2光子干渉によって記録を行うことが目的である。

2. 2光子ゲート記録法による超短パルス位相情報の記録

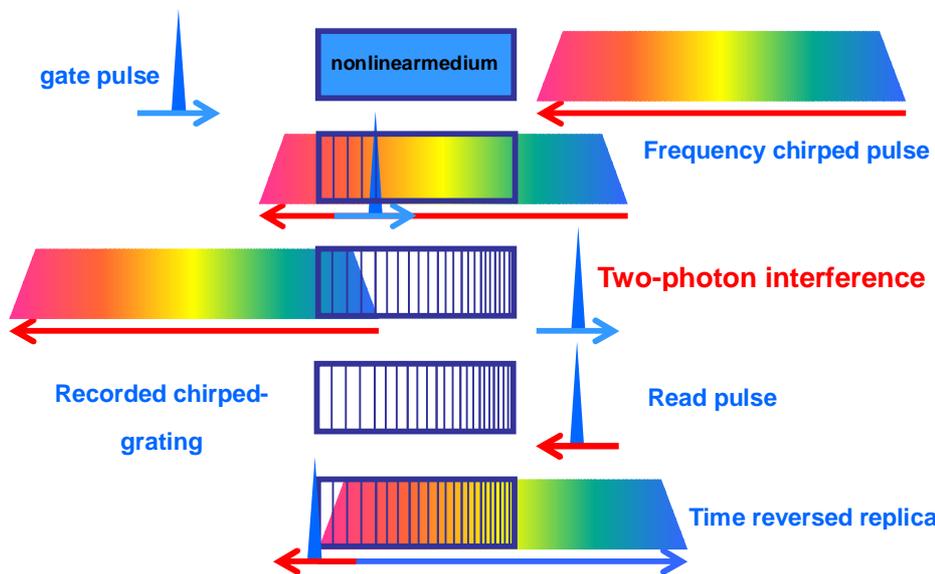


図1 2光子ゲート法によるパルス時間波形の記録と時間反転波の再生

記録は図1に示すような、2光子吸収によって時間的にゲートをかけて書き込む方法を用いている。[3]ゲートパルスと、信号波パルスを非線形媒質中で時間ごとに位置を変えて干渉させる。信号波パルスとゲートパルスは同等の帯域幅を持っている。信号波パルスは時間ごとに異なる瞬時周波数を持つので、形成される屈折率変化の周期は、信号波パルスのフーリエ位相を置き換えたものである。このとき、屈折率変化を起こす光吸収過程

は、線形吸収ではなく、光強度に依存した吸収量を持つ非線形多光子吸収過程である2光子吸収を利用する。線形吸収による屈折率変化はパルスが媒質中を伝播した距離で一様な屈折率変化量をもたらす、2光子吸収による屈折率変化をかき消すようにはたらく。従って、線形吸収の割合よりも2光子吸収の割合が大きくなるような材料を用いる必要がある。

このようにして記録された媒質は、信号波のフーリエ位相を反映した格子周期、スペクトル強度を反映した屈折率変化量を持った、チャープ屈折率回折格子となる。これを反対側からゲートパルスで読み出せば、信号波パルスの時間反転波が得られ、信号波パルスで読み出せば、パルス圧縮が可能である。

3.2 光子誘起フォトリフラクティブ材料の選定

2光子書き込みを行うために、線形吸収の割合が十分に小さく、2光子吸収の割合が十分に大きな材料を選ぶ必要がある。また、超短パルスの書き込みの場合、形成される格子本数が少なく、回折効率が得られないため、屈折率変化量を大きくすることで回折効率を稼がなければならない。実験に用いた、モード同期Ti:Sapphire超短パルスレーザー光源は、パルス幅が10 fs、中心波長が800 nm、帯域幅は半値全幅で100 nmである。

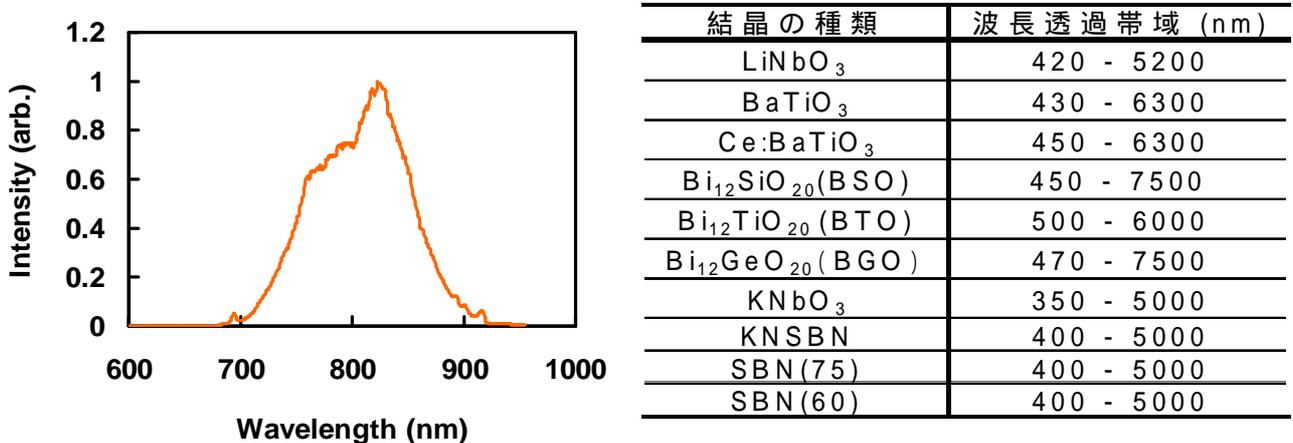


図2 光源のスペクトルとフォトリフラクティブ結晶の透過スペクトル

図2に光源のスペクトルを示した。700 nm から900 nmの帯域幅にわたって全く吸収がなく、その1/2の波長の帯域で吸収が十分に大きい材料が2光子書き込みを行うための理想的な条件となる。図2に、代表的なフォトリフラクティブ結晶の透過スペクトルのカタログデータを示した。これより、強誘電体であるLiNbO₃、BaTiO₃と、BSO、BTO、BGOが適合する材料であると予想できる。

LiNbO₃に増感剤として鉄を添加したFe:LiNbO₃は、屈折率変化量が特に大きく、取り扱いや保管が比較的容易であり入手しやすい。図3に、実験に用いた厚さ10 mmのもの、1 mmのFe:LiNbO₃についての透過スペクトルを測定し、1 cmあたりの吸収係数を計算した結果を示す。比較のため、光源の基本波のスペクトルと第2高調波のスペクトルを載せた。測定結果から、Fe:LiNbO₃は光源の帯域において、1光子吸収に対して2光子吸収の比率が大きく取れるといえる。

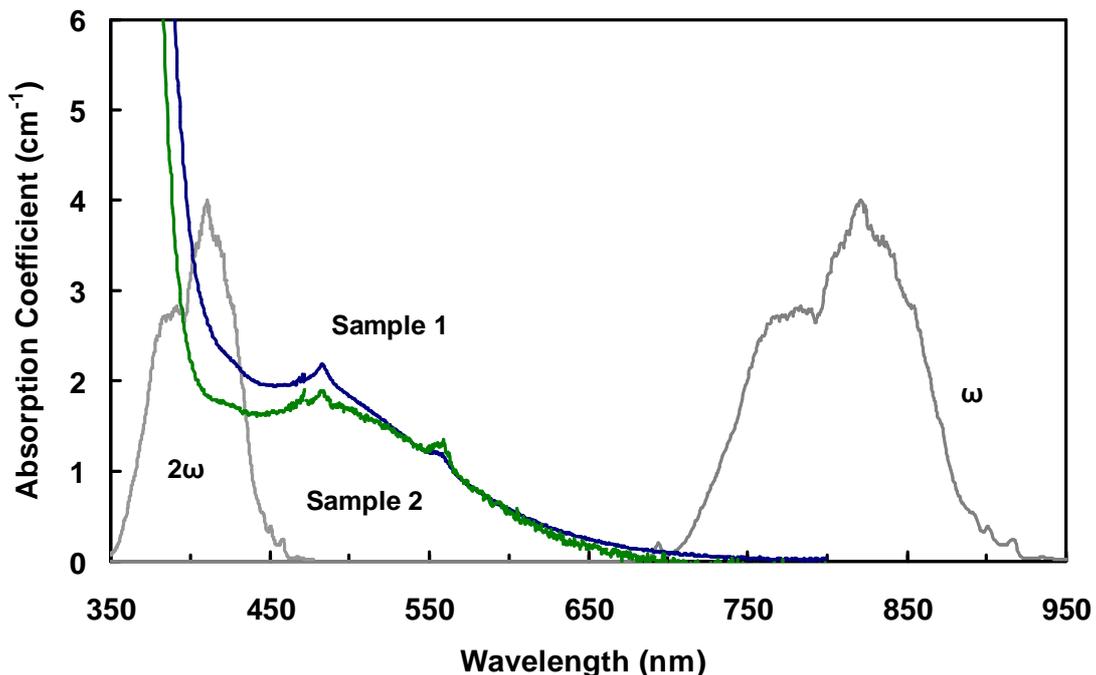
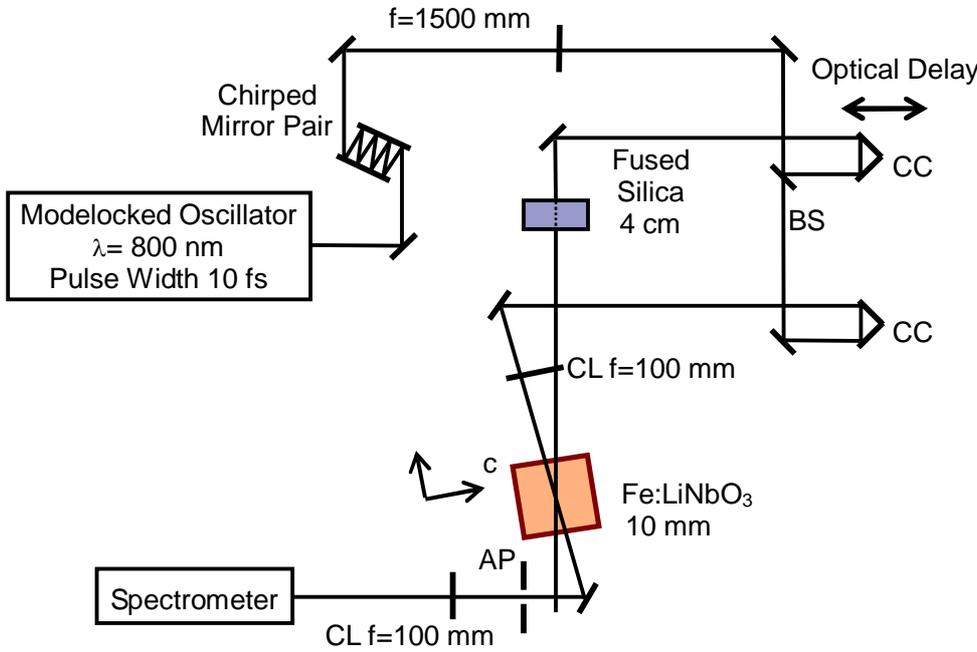


図3 Fe:LiNbO₃の吸収係数。Sample1:10 mm、Sample2:1 mm

4. チャープ屈折率回折格子の書き込み

回折格子の書き込み実験にあたっては、光源にモード同期 Ti:Sapphire レーザーを用いた。パルス幅 10 fs、中心波長 800 nm、繰返し周期 75 MHz、p 偏光である。図 4 に実験装置の概要図を示す。実験系のレンズとビームスプリッターの正の群遅延分散 490 fs^2 は、1 往復反射で -70 fs^2 の負の群遅延分散を与えるチャープ鏡対を 4 往復させて補償した。ビームを 2 つに分け、一方を石英 4 cm に通してパルス幅を 400 fs まで拡大した。



電気光学効果を効率よく利用して大きな屈折率変化を得るために、結晶は c 軸が書き込まれる格子の波数ベクトルに対して平行になるように配置した。そのままの強度では、2 光子書き込みに必要な強度に至らないため、調節のために結晶内でのビーム径を絞った。横方向にビーム径が減ると、書き込み可能なパルスの時間幅も減るため、シリンドリカルレンズを用いて縦方向にのみ集光した。チャープパルスの強度は 4.9 MW/cm^2 、ゲートパルス側の強度は 220 MW/cm^2 である。

図 4 回折格子書き込み実験装置図。BS:beam splitter CC:retro reflector CL:cylindrical lens AP:aperture SM:spectrometer.

ートパルス側の強度は 220 MW/cm^2 である。

書き込み時間の異なる回折格子の回折光スペクトルの変化の様子を図 5 に示す。30 秒から 420 秒まで書き込み時間を増やしながらか回折光スペクトルを測定した結果、スペクトルは次第に大きくなり、帯域幅は最大で 63 nm になった。中心波長で計算した回折効率は 27 % となった。

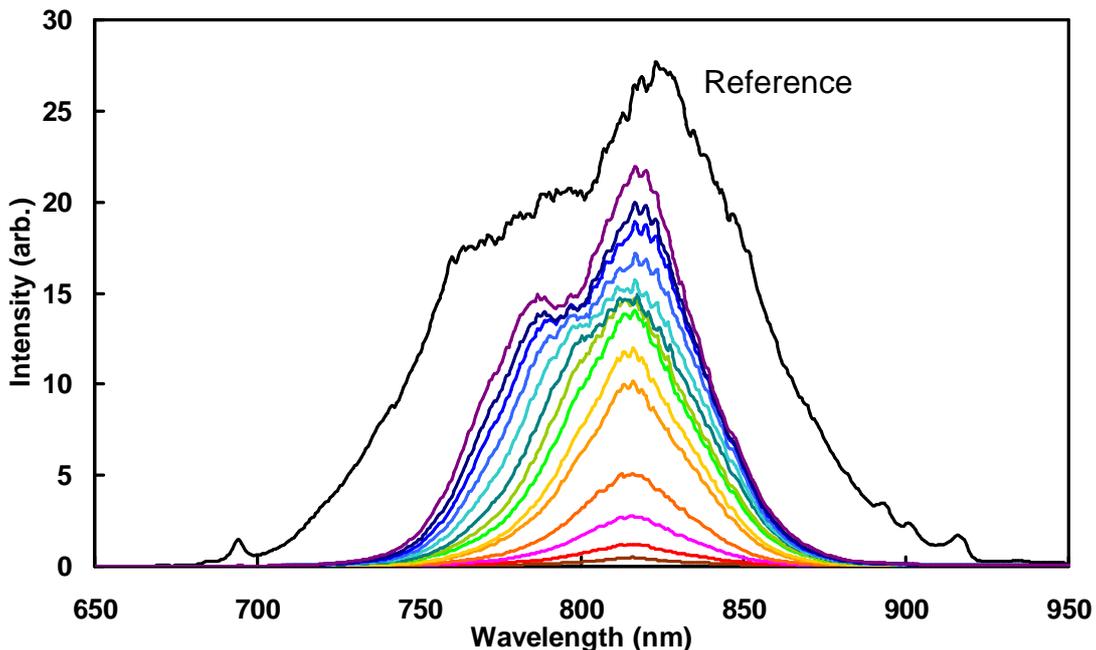


図 5 回折格子書き込み時間による回折光スペクトルの変化

次に、遅延光路によってチャープパルスに与える遅延時間 τ を変化させて書き込んだ回折格子の回折光スペクトルの変化の様子を図5に示す。回折光のスペクトルが参照光の中心波長に最も近いものを遅延時間 $\tau=0$ とした。図のように、回折光スペクトルの中心波長は遅延時間に比例して短波長側にシフトしていることが分かる。また、 $\tau=0$ のところから等しい間隔で正負の遅延時間を与えたにも関わらず、長波長側の回折光スペクトルが弱く短波長側に偏って記録されている。また、参照光の強度が中心波長より弱いにも関わらず、短波長側で回折光が強くなっている。これらの原因は、光源の帯域において材料の2光子吸収率に大きな差があるためであると考えられる。2光子吸収は1/2波長での線形吸収に比例しているとし、図4に2光子吸収の曲線を示した。

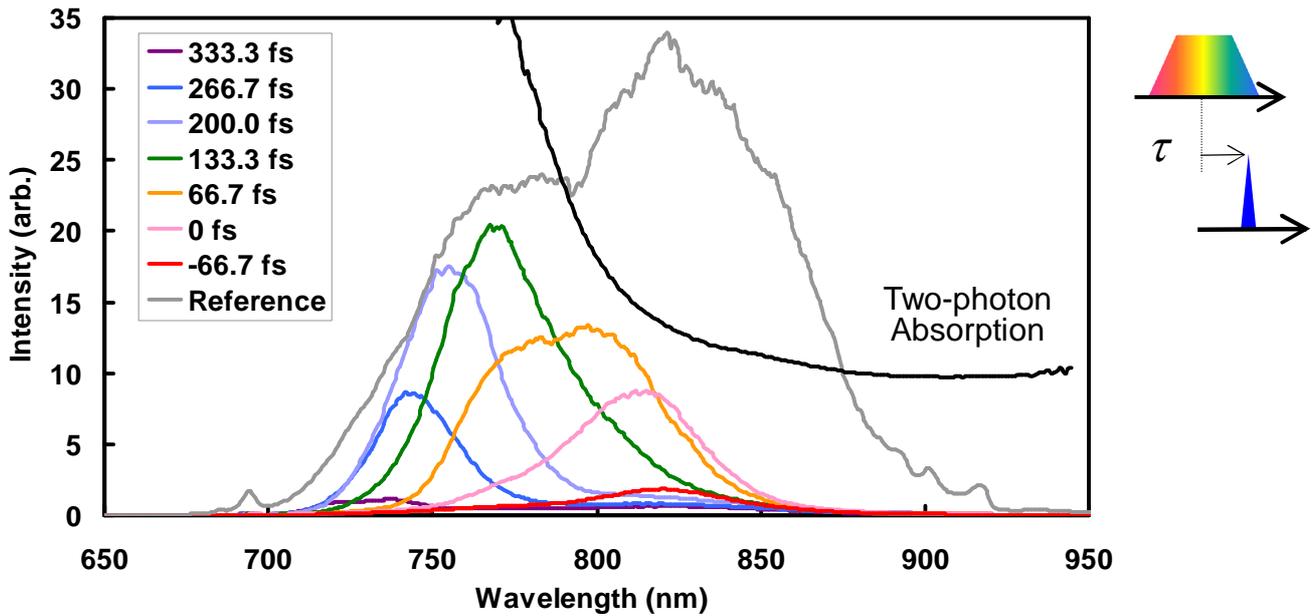


図6 遅延時間による回折光スペクトルの変化

5. 結論

10 fs の超短パルスの2光子干渉によって結晶にフォトリフラクティブ効果を誘起し、チャープ屈折率回折格子を書き込んだ。回折光の帯域幅は63 nm となり、 sech^2 型のフーリエ変換限界パルスにして11 fs に相当する。回折効率は27%になった。

今後は結晶自身の群遅延分散を補償し、回折光のパルス波形を計測する。また、更に適した材料を検索し、同様な書き込み実験によって材料の特性評価を行っていく。

6. 参考文献

- [1] Sigman, LASERS (University Science Books, 1981)
- [2] Jean-Claude Diels, Wolfgang Rudolph, Ultrashort Laser Pulse Phenomena, Academic Pr (1996/04)
- [3] Hajime Nishioka, Hitoshi Tomita, Keisuke Hayasaka, and Ken-ichi Ueda, Opt. Exp.14, 7447(2006).
- [4] Pochi Yeh, Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics (John Wiley & Sons, Inc., 1993).