

18. FP形光変調器を用いたピコ秒光パルスの発生

Generation of Picosecond Light Pulses Using an FP Modulator

小林 哲郎
Tetsuro KOBAYASHI

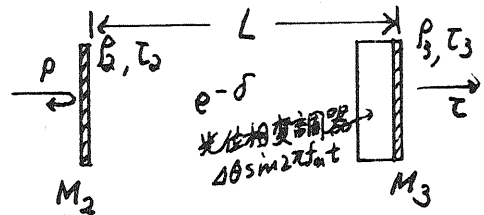
末田 正
Tadasi SUETA

大阪大学基礎工学部

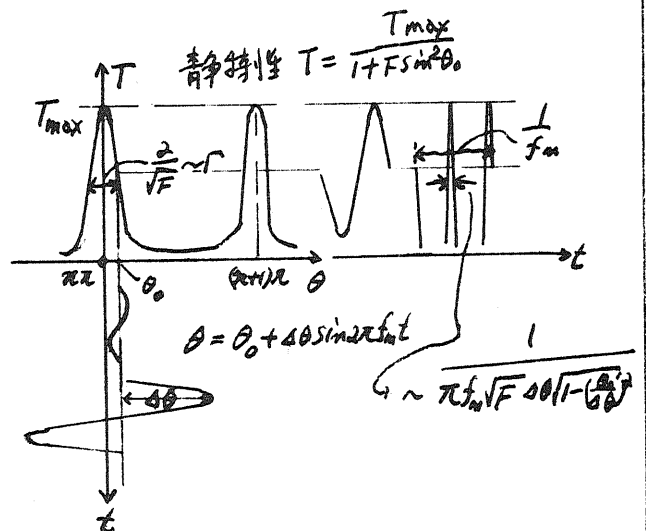
Faculty of Engineering Science, Osaka University

FP形光変調器をレーザ共振器の出力結晶部に用いることにより、高速繰り返しの光パルス発生器が構成できる。He-Ne 6328Å レーザにこの方法を適用し、繰り返しが約3GHz、パルス幅が約5psecの超短光パルスが安定に得られた。この方式では、出力パルスの幅はレーザ媒質の利得線幅による制限を受けずに細くでき、モード同期とは細いパルスを得ることができない狭利得幅レーザでもピコ秒光パルス発生が可能となる。したがってこの方式とモード同期を併用することにより、ほとんどすべてのレーザでピコ秒パルス発生が可能となり、レーザ通信、レーザパルスの応用に寄与するところ大と考えられる。

これに対し、我々がこれから述べるFP形光変調器を用いる方法は、出力パルスの幅は何らレーザ媒質の利得線幅による制限を受けず細くでき、しかも出力パワーはそれによらず何ら犠牲とならざるにわたる最適状態を取り出すこと可能である。FP形光変調器 (Fabry-Perot electro-optic modulator) は高効率光変調器として Gordon により提案されたもので、FP干渉計の内部に



(a)



(b)

高速繰り返しの光パルスを得るには通常、レーザのモード同期が利用される。しかしこの方法は出力パルスの幅はレーザの利得帯域による制限を受け、たかだかこの逆教程度にしか細くならない。これよりもさらに細いパルスを得ようとすると不可避的に出力パワーが減少する。

注、これは不均質な利得広がりをもつレーザ (inhomogeneous laser) についていえることで、均質な広がりをもつレーザ (homogeneous laser) ではパルス幅はもう少し広く $\Delta \nu \sim f_m$ のオーダー (レーザの利得線幅, f_m : 同期周波数) となる。

図1 FP形光変調器

この干渉計の軸モード間隔 c/L に等しいかその整数倍の周波数で駆動される位相変調器を挿入したものである。(図1(a)参照) 図のようにミラー M_2, M_3 の複素反射係数、透過係数をそれぞれ $r_2, r_3; t_2, t_3$ とし、位相変調器 $\Delta\theta \sin 2\pi f_m t$ とすると、入射光 $e^{i2\pi\nu t}$ に対するFP形変調器の透過係数 T は次のようになる。(*)

$$T = \frac{t_2 t_3 e^{-\delta - i(\frac{2\pi\nu L}{c} + \Delta\theta \sin 2\pi f_m t)}}{1 - r_2 r_3 e^{-2\delta - 2i(\frac{2\pi\nu L}{c} + \Delta\theta \sin 2\pi f_m t)}} \quad (1)$$

ここで δ は内部損失に対応する項である。さらに

$$e^{-\Gamma} = |r_2 r_3| e^{-2\delta} \quad (2)$$

$$\theta_0 = \frac{2\pi\nu L}{c} - \frac{1}{2} \arg r_2 r_3 \quad (3)$$

$$T_{max} = |t_2 t_3|^2 e^{-2\delta} / (1 - e^{-\Gamma})^2 \quad (4)$$

$$F = 4e^{-\Gamma} / (1 - e^{-\Gamma})^2 \quad (5)$$

とあくとパワー透過係数 T ($T T^*$) は

$$T = \frac{T_{max}}{1 + F \sin^2(\theta_0 + \Delta\theta \sin 2\pi f_m t)} \quad (6)$$

となる。この特性は図1(b)に示されている。これからこの変調器は大振幅動作時には光シャッターとして働くことが理解できる。シャッターの開き時間 Δt はバイアス θ_0 (入射光の周

波数 ν に対応) に強く依存し、おもしろい。次のようになる。

$$\Delta t \sim \frac{1}{\pi f_m \sqrt{F} \Delta\theta \sqrt{1 - (\theta_0/\Delta\theta)^2}} \quad (7)$$

$$|\theta_0| (= \theta_0 - n\pi) \leq \frac{\pi}{2}$$

また(1)の T の位相分を考えると、 $\Gamma \ll 1$ ($F \gg 1$) の場合この短い開き時間の間に約 $\pi/2$ 変化する。したがって通過光は

$$\nu_{shift} \sim \pm \frac{\pi/2}{\Delta t \cdot 2\pi} \sim \pm \frac{1}{4\Delta t} \quad (8)$$

だけ周波数シフトを受ける。以下数値例を示す。

$$R_2 = |r_2|^2 = 0.97, \quad R_3 = |r_3|^2 = 0.90$$

$$\delta = 0.01 \text{ (片道1.07-ロス2%に相当)}$$

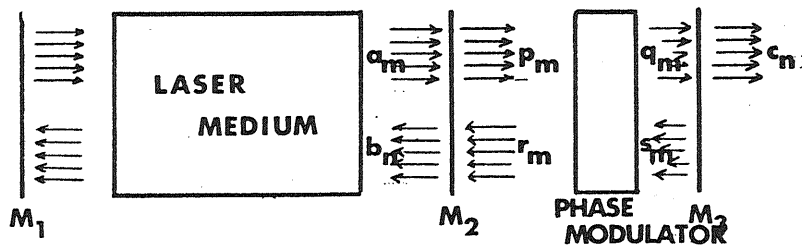
$$L = 6 \text{ cm}, \quad f_m = 2 \frac{c}{2L} = 5 \text{ GHz}, \quad \Delta\theta = \frac{\pi}{8}, \quad \theta_0 = 0$$

↓

$$\Gamma = 0.088 \text{ (} F = 5.1 \times 10^2 \text{)}$$

パルスの繰返し周波数 10 GHz
パルス幅 $\Delta t \sim 1.1 \text{ psec}$
平均透過率 $T_{av} \sim 0.44\%$, $T_{max} = 4\%$

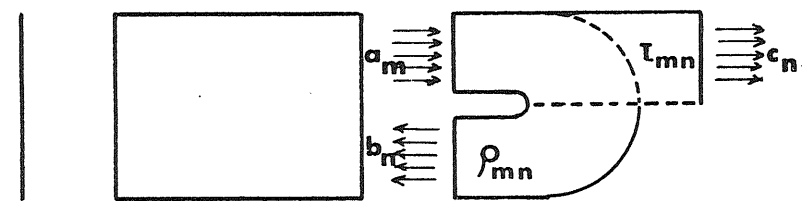
十分な入射パワーがある場合はこのシャッターだけ十分なパワーのパルスが得られるが、He-Ne 6328 Å 等の小出力レーザーでは、 T_{av} だけパワーが減少するのは不利である。そこで



(a)

$$E_d(t) = \sum a_n e^{i2\pi\nu_n t} + c.c.$$

$$(\nu_n = \nu_0 + n f_m)$$



(b)

$$T_{mn} = T^{(n-m)}(\nu_m)$$

$$P_{mn} = P^{(n-m)}(\nu_m)$$

図2 FP形光変調器を結合部に用いたレーザー共振器

図2(a)のようにこのFP形光変調器をレーザー共振器の一方のミラーの代わりに用いることにより、レーザー共振器内の内部パワーをそのままFP形光変調器の入力とする方法が考えられる。この場合FP形光変調器は図2(b)のような一種の同波数軸における散乱物体(モード結合器とも考えられる)と考える。ここで $\rho^{(n)} T^{(n)}$ はFP形光変調器の複素反射係数 ρ 、および透過係数 T の (nfm) フーリエ成分である。

$$\rho = \rho_1 \left[1 - \frac{T^2}{\rho^2} \frac{e^{-\alpha - 2i(\theta_0 + \theta_0 \sin 2\pi f_m t)} - e^{-\alpha - 2i(\theta_0 - \theta_0 \sin 2\pi f_m t)}}{1 - e^{-\alpha - 2i(\theta_0 + \theta_0 \sin 2\pi f_m t)}} \right] \dots (9)$$

同波数 ν の光が発振するには

$$|\rho|_{av}^2 = \sum_n |\rho^{(n)}|^2 \sim 1 \dots (10)$$

でなければならず、さらにミラー M_1

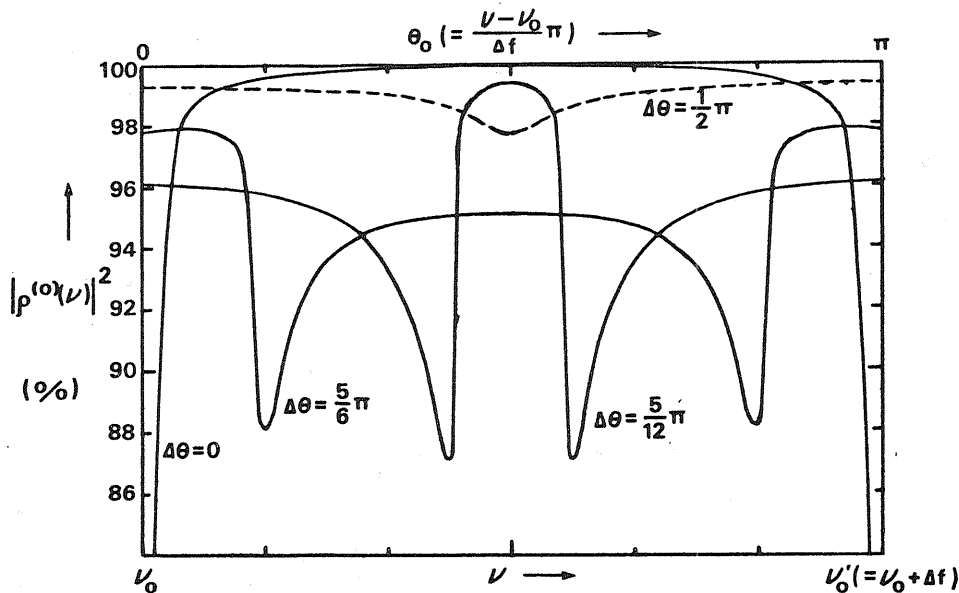


図3. FP形光変調器の反射特性, $|\rho^{(n)}(\nu)|^2$, ($R_2 = 0.95$, $e^{-\alpha} = 0.95$)

M_2 の間隔を旨く進んで $\nu + nfm$ ($n \neq 0$) がレーザー共振器内で共振しないようにする。なる $\rho^{(n)}$ のうち $\rho^{(0)}$ がレーザー発振を支配するようになり、FP形光変調器を $\rho^{(0)}$ の反射係数を持つ一枚のミラーと見なせるようになる。図3に $|\rho^{(0)}|^2$ の同波数選択性を示してみた。これにより、レーザーの単一周波数発振も可能となる。 $\pi > \Delta\theta > \frac{\pi}{2}$ の場合レーザー発振は、 $\theta_0 \sim n\pi$ 近傍に可能となり、FP形光変調器からの出力は内部レーザーフィールド(単一周波数発振)に透過係数 T を乗した

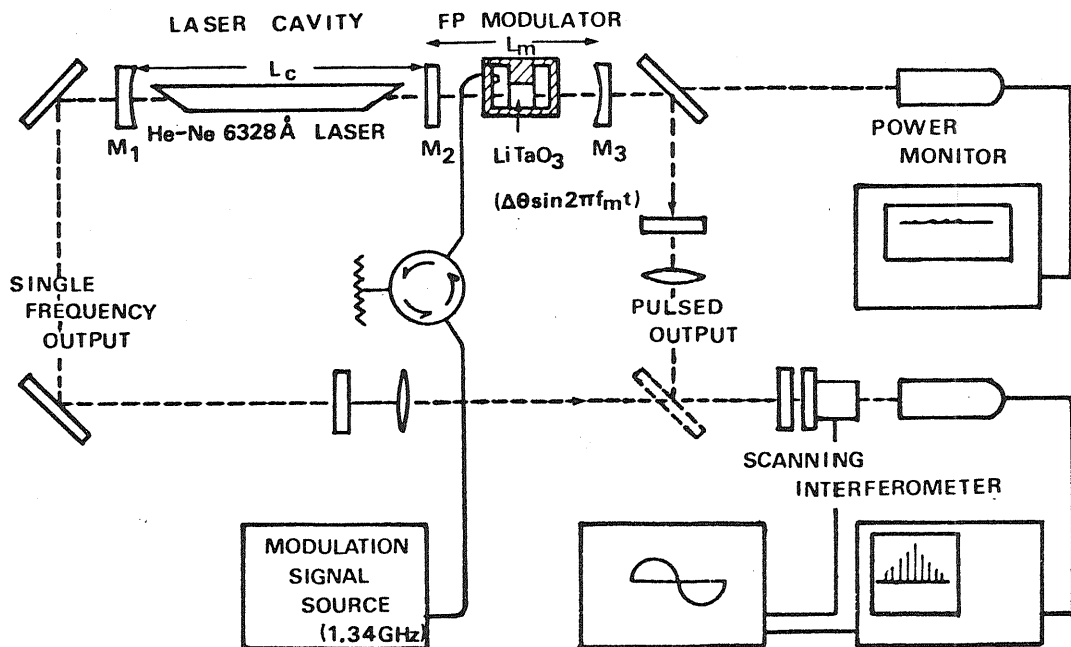
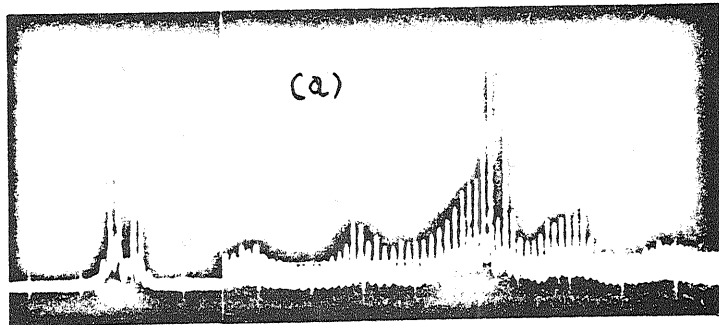
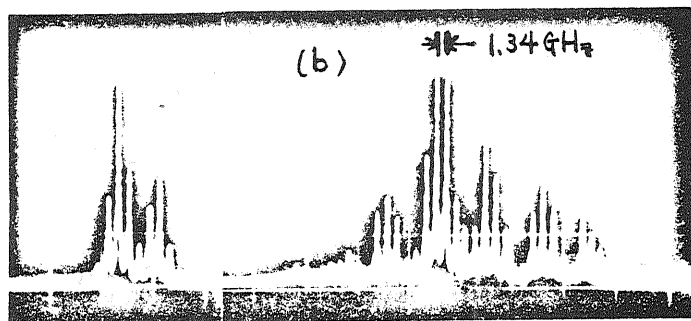


図4 FP形光変調器を用いた超短光パルス発生器の実験

ものとなる。この方式ではレーザーの内部フィールドを利用して、出力パルスのパワーは大きく、平均パワーとして、通常の二枚ミラー形レーザーのCW最適出力程度を取出すことも $I_p^{(0)}$ 、 T_{av} の適当な設定により可能となる。我々はこの方式をHe-Ne 6328Åレーザーに適用し実験を行ったがその実験装置の概観と、得られた超短パルスのスペクトルを図4、図5に示す。用いたF形光変調器のFは262、共振器長Lを22cmとし $f_m = 2 \times \frac{c}{L} \sim 1.34$ GHzとした。内部位相変調素子はLiTaO₃を用い、駆動電力密度で $\Delta\theta = \pi$ 程度が得られた。出力のスペクトルは掃引形F形干渉計で観察したが、M₁からのスペクトルには変調成分は全く観測されず、レーザー共振器内での単一周波数発振が確認できた。F形光変調器を通った出力のスペクトルは図5に示される。これは(1)式の ω のフーリエ成分、 $\omega^{(n)}$ の計算値とよく一致した。位相だけを計算によるものに合わせ ω フーリエ逆変換し、パルス波形を再現するとパルス幅は $\Delta\theta = 0.7\pi, 0.9\pi$ に対し、約7psec, 5psec.となり(7)式による計算結果とよく一致した。ただLiTaO₃の挿入損失が大きかったのでパルスの平均パワーは通常の二枚ミラーの場合の20%と減少したがこれは改良の余地がある。(Fをもう少し小さくした実験では約70%の平均パワーで20psec.のパルスを得た。)結局、繰返し約2.7GHz、パルス幅5~20psec.の高速繰返し超短光パルスが通常のCWの場合の20~70%の平均出力で得られたのであるがもう少し改善すれば現在のテクニックでHe-Ne 6328Åレーザーに対し繰返しが10GHz、パルス幅がサブピコ秒のものも可能と思われる。従来のモード同期ではHe-Ne 6328Åレーザーにおいては、最高のものでもパルス繰返しが600MHz、パルス幅が300psec.にすぎなかつたのでこの新しい方法によりいかに高速化が達成できたかがわかる。



$\Delta\theta \approx 0.7\pi$ $\Delta\tau \sim 6.7$ psec.



$\Delta\theta \approx 0.9\pi$ $\Delta\tau \sim 5.2$ psec.

図5. 超短光パルスの周波数スペクトル

左のスペクトルは位相変調の深さを見つめるための測定したものである。右のスペクトルは超短パルス出力の周波数スペクトル

である。この方式による高速繰返し超短光パルス発生は他のレーザーラインにも適用可能であり、とくに利得線幅が狭く低利得のレーザー(モード同期が細いパルスを得にくいもの)に適している。モード同期との併用によりほとんどあらゆるレーザーラインよりピコ秒光パルス発生が可能となるであろう。

参考文献

- 1) P.W. Smith, Proc. IEEE, 58, 13+2 (1970).
- 2) D.J. Kuizenga et al, IEEE J.Q.E., QE-6, 964 (1970).
- 3) E.I. Gordon et al, Bell Sys. Tech. J., XLII, 155 (1963).
- 4) 小林他, 信学会量工研資 QE 70-53 (1971-2).
- 5) 末田他, 画像技術, No. 5, 21 (1972).
- 6) 小林他, 昭44電気四連大量工, 1709 (1969).
- 7) T. Kobayashi et al, Appl. Phys. Letters, 16, 217 (1970).
- 8) 小林他, 信学会量工研資 QE 71-54 (1972).
- 9) T. Kobayashi et al, Appl. Phys. Letters, 21, 341 (1972).