



時間空間位相変調レーザービーム

宮永 憲明

大阪大学 レーザー核融合研究センター (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6)

Laser Beams with Spatio-Temporal Phase Modulation

Noriaki MIYANAGA

Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871

(Received October 15, 2003)

This paper reviews a method of the irradiance profile smoothing on the high-power laser system. In the multi-beam laser irradiation geometry, the coherence control of laser beam is necessary to reduce the irradiation nonuniformity in the wide spatial frequency region. The laser beam with spatio-temporal phase modulation (STPM) provides a unique feature that it is nearly coherent in propagating amplifiers through a frequency converter, while it becomes partially coherent in a focal spot. Such a unique beam can be generated by a multi-stage optical system consisting of series of phase modulators and diffraction gratings.

Key Words: Coherence control, Partially coherent light, Speckle smoothing, Random phase plate, Spatio-temporal phase modulation

1. はじめに

レーザーは種々の産業、科学計測、及び物理分野で利用されており、個々の応用において様々なレーザービーム制御が行われている。本論文では、主としてレーザーエネルギー応用における均一照射に着目して、コヒーレンス制御の一手法である時間空間位相変調(STPM: spatially-temporally phase modulated)レーザー光を取り上げて、その発生方法と特徴を解説する。本解説に関連するレーザー核融合における均一照射の研究では、1980年代初頭に端を発し多くの技術開発がなされた。レーザー核融合では多数のビームを、球状ターゲットに照射し、照射不均一性を1%以下に抑える必要がある。多ビームシステムにおける照射一様性の改善には、個々のビームの強度分布の一様性向上が不可欠である。しかし、核融合用レーザーのように大口径で多数の光学素子を用いるシステムでは、コスト低減のために光学素子の波面性能に過度の要求はできず、それを空間周波数フィルタリングだけで補うのは不十分である。

近年、能動光学素子の発達によって、比較的低い空間周波数においては均一な波面(良好なコヒーレンス)が得られるようになったが、多ビーム照射にはビーム間干渉という本質的な問題が存在する。すなわち、多ビームのランダム干渉によって、照射パターンにはランダムスペckルパターンが必ず発生する。このとき、隣接ビームのなす角度が大きいために、スペckルパターンの空間強度分布には、低周波から極めて高周波までの広範囲の空

間周波数スペckトルが存在する。そのために、必然的にスペckルの平滑化が不可欠となり、レーザービームの時間周波数領域での広帯域化(以下単に広帯域と記す)が必要となる。

ここで、コヒーレントと広帯域という2つのキーワードが出てきたが、これらは相反する概念である。本解説では、増幅・伝搬と高調波変換まではコヒーレントでありながら、集光点ではインコヒーレントに近くなるような理想的なレーザー均一照射の可能性について述べる。

2. 時間空間位相変調レーザービームの発生原理

高出力レーザーでは、増幅器口径を有効活用するためにはガウス型よりもスーパーガウス型ビームが適している。この場合、近視野における複素振幅分布の歪み(ビームパターン整形において発生する高次空間モードや増幅器開口エッジからの回折、あるいは増幅器の利得分布不均一や光学素子の損傷サイト)によって、遠視野パターン(FFP)は一般的にFig. 1に示すように一様性に乏しい。そこで考案されたのがランダム位相板(RPP)¹⁾である。RPPは、透明基板上に半波長分の位相差を生じさせる透明媒質をパターン化してコートしたものであり、コート厚み d は屈折率と波長を各々 n 、 λ とすると、 $d = \lambda/2(n - 1)$ である。RPPの位相パターンの設計では、空間的相関を避けるためにuniformly redundant arrays(URA)配列が適しており、筆者等は m -系列型²⁾を用いている。RPPはビームを多数(通常 $256 \times 256 \sim 512 \times 512$ 分割)のビーム束に分割するの

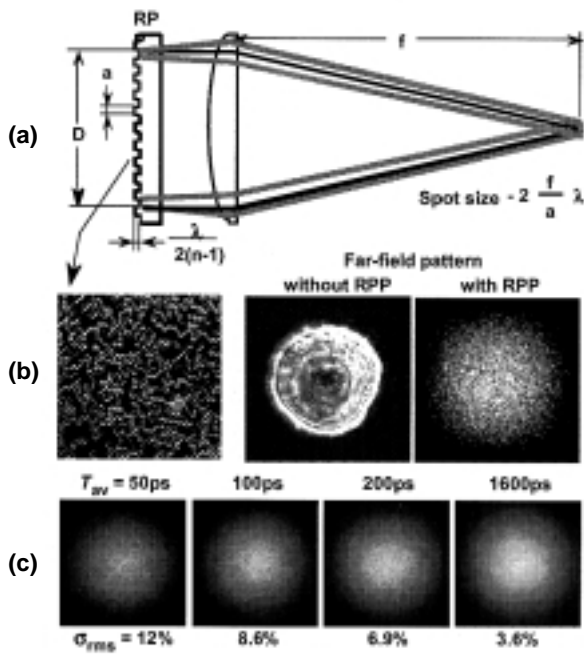


Fig. 1 Laser beam focusing with a random phase plate (RPP). (a): Optical arrangement. (b): Phase pattern of RPP and far-field patterns with and without RPP. (c): Temporal smoothing of speckle pattern of the partially coherent light.

で、近視野での不均一分布が遠視野ではランダム化され、Fig. 1 (b)に示すように包絡線の滑らかな集光パターンが得られる。しかし、入射ビームがコヒーレントである場合は、ランダム干渉は完全に発達したスペックルパターン³⁾を生成する。

スペックルのコントラスト比を低下させるには、部分的コヒーレント光(PCL: partially coherent light)⁴⁾による照明が有効である。RPPを通過したPCLの集光パターンはコヒーレンス時間 τ_c 程度の時間スケールで変化するために、時間積分パターンの強度分布の標準偏差は次式に従って減少する³⁾。

$$\sigma_{rms} = \sqrt{\tau_c / T_{av}} \quad (1)$$

ここで、 T_{av} は積分時間である。この時間的平滑化の測定例($\tau_c \approx 1$ ps, 波長527 nm, RPP分割数512×512)をFig. 1 (c)に示す。

PCLを利用した集光ビームパターンの平滑化⁵⁻⁸⁾につい

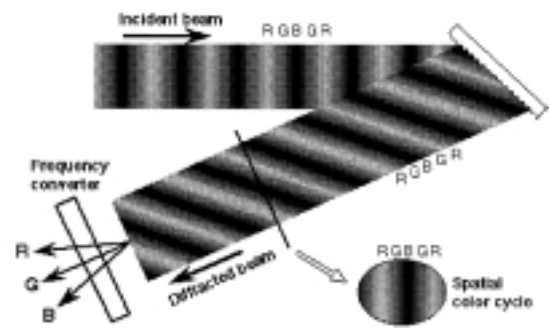


Fig. 2 Principle of laser beam with spatio-temporal phase modulation. “R”, “G” and “B” denote the wavelength components.

ては多くの研究があるが、近視野の瞬時パターンにもスペックルが存在するためにビームブレイクアップが生じやすいことや、波数ベクトルが不揃いであるために高調波変換効率が低下するなどの欠点がある。そこで考案されたのがSTPMレーザー光であり、これを用いたビーム平滑化はBeam Smoothing by Spectral Dispersion (SSD)⁹⁾とよばれる。STPMレーザー光の概念はFig. 2に示すようなものであり、数GHz~20 GHzで位相変調されたビームを回折格子で回折させることによって得られる。このとき、スペクトル分散方向に時間遅れ(ビーム断面の傾斜)が生じるので、回折ビーム断面には異なった波長の光が配列する。この色配列の空間周期は、位相変調の時間周期とスペクトル分散方向の時間遅れで決まる。また、STPMレーザー光のスペクトル角度分散をKDPなどの波長変換素子の位相整合条件に合わせることによって、広帯域でも高効率の波長変換が可能となる。

3. 多段時間空間位相変調レーザービーム

3.1 多段位相変調

Fig. 2に示した1方向のスペクトル分散を多方向へ拡張する方法について、2段変調を例にとり説明する。Fig. 3のように各段は1個の位相変調器と2枚の回折格子の組み合わせ(v_{m1} と G_1 , G_2 および v_{m2} と G_3 , G_4)から構成され、初段目と2段目のスペクトル分散方向を直交させる^{10,11)}。ここで、各位相変調器の前後に回折格子(初段目では G_1 , G_2)を配置するのは、分散をかける回折格子(G_2)によって生じるビーム断面の傾斜(パルス波形の空間的シフト)を G_1

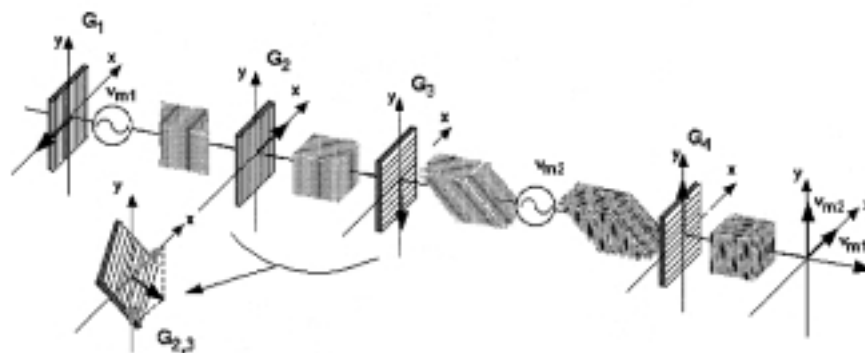


Fig. 3 Basic configuration of two-stage STPM laser system.

で予め補正するためである．多段位相変調システム内でビームパターンを保存し，なおかつ最初の回折格子面上でのビームパターンを後段の回折格子面上に次々と像転送させると， N 段変調の出力ビームの位相分布は次式で表される．

$$\varphi(x, y, t) = \sum_{m=1}^N \delta_m \sin\{2\pi v_m [t + S_m (x \cos \phi_m + y \sin \phi_m)]\} \quad (2)$$

ここで， v_m は m 番目の位相変調周波数， δ_m は変調度， ϕ_m はスペクトル分散方向の x 軸からの角度である． S_m は回折格子によって与えられる時間遅延率であり，回折格子によって与えられるスペクトル角度分散の大きさ $d\theta/d\lambda$ を用いて，

$$S_m = \left(\frac{d\theta}{d\lambda}\right) \frac{\lambda}{c} \quad (3)$$

で与えられる．ここで， c は光速である．また，正多角形のFFPを形成するには $\phi_m = \pi(m-1)/N$ (N は整数)とする．

式(2)で表されるビームの遠視野像は，Fig. 4に示す例のように正 $2N$ 角形の内部を多数のサイドバンドが埋める構造となる．これらを一見して分かるように，四角形の遠視野パターンを得たい場合は $N=2$ ，円形に近づけるには $N \geq 3$ とすればよい．また，レーザー照射一様性の観点からは N を大きくするほど良いが，位相変調システムの複雑さを避けるには3段変調程度が現実的である．

ここで，STPMレーザー光の欠点について述べておく必要がある． $N=2$ 以下の単純なSTPMレーザー光では異なる波長成分がビーム断面で規則的に配列する(Fig. 4 (a)参照)．このことは空間的な相関の存在を意味し，集光パターンに周期性(コヒーレントスパイク)が発生する¹²⁾． m 段目の変調とスペクトル角度分散に起因するコヒーレントスパイクの特性空間周波数は

$$f_m = \frac{1}{\lambda f S_m v_m} \quad (4)$$

であり， f は集光の焦点距離である．ここで，回折格子の出力ビームの直径を D ，ビーム断面での色配列のサイクル数を $N_{cc,m}$ とすると， $N_{cc,m} = S_m D v_m$ の関係があるので，式(4)は次のように書き表される．

$$f_m = \frac{Dl}{\lambda f N_{cc,m}} \quad (5)$$

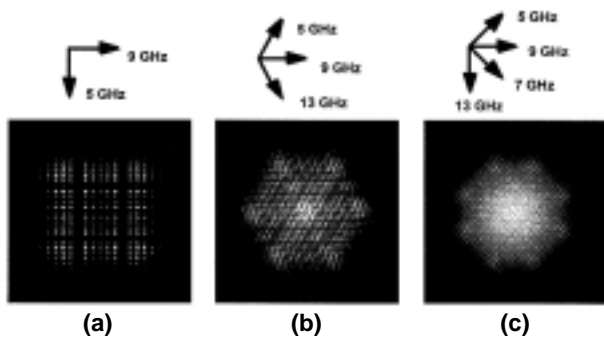


Fig. 4 Far-field patterns calculated for 2 (a), 3 (b) and 4-stage (c) STPM laser beams without RPP.

ここで， l (整数)はコヒーレントスパイクの高調波成分を表す．式(5)において $D/\lambda f$ は回折限界の空間周波数であるから，カラーサイクル数を大きくするとコヒーレントスパイクが多くなる懸念がある．一方，カラーサイクル数を小さくすると，RPPの近接エレメントが近い波長の光で照明されるために，低次空間周波数のスペクルの平滑化が遅くなる．3段以上の変調は，後述するように， $N_{cc,m} > 1$ の場合でも空間的相関関係の低減に有効であり，さらに変調周波数をチャープさせることによりFFPの一様性は一層向上する．

3.2 波長変換への考慮

スペクトル角度分散の大きさ($d\theta/d\lambda$)は回折格子の溝ピッチ，回折角及びビーム伝送光学系における拡大・縮小倍率に依存する．多段STPMレーザー光を増幅した後に波長変換することを想定すると， $d\theta/d\lambda$ は波長変換結晶上で位相整合条件を満足するように調整しなければならない．その概念図を $N=2$ を例にとってFig. 5に示す．図中の矢印は回折格子 $G_2 \sim G_4$ (Fig. 3と同じ)によるスペクトル角度分散の方向と大きさの相対値を表す．ここで， G_1 は単色光に対して分散を生じないので，Fig. 5では省略してある．Fig. 5 (a)は G_2 と G_3 のスペクトル角度分散($(d\theta/d\lambda)_2$ ， $(d\theta/d\lambda)_3$)およびその合成分散($(d\theta/d\lambda)_{2,3}$)を表し，同図(b)は $(d\theta/d\lambda)_{2,3}$ と $(d\theta/d\lambda)_4$ の相対関係とその合成分散($(d\theta/d\lambda)_{2,3,4}$)を示している．スペクトル角度分散の最終合成値を非線形結晶の位相整合角の波長依存性に一致させると，高い高調波変換効率が可能となる． $d\theta/d\lambda$ の値は，波長1053 nmのレーザー(Ndガラスレーザー)を例にとると，Type IIのKDPでは異常光線軸(e軸)に対して $(d\theta/d\lambda)_{2,3,4} = 239 \mu\text{rad}/\text{nm}$ である．ここで， G_2 と G_3 はFig. 3にも示すように，合成分散 $(d\theta/d\lambda)_{2,3}$ をもつ1枚の回折格子で置き換えることができ，2枚の回折格子の分散比は $(d\theta/d\lambda)_{2,3} : (d\theta/d\lambda)_4 = 2^{1/2} : 1$ であり，Fig. 5 (b)では縦方向に同じ波長成分が配列する．なお，3段以上の位相変調の場合，このような位相整合条件を完全に満足させることはできないが，ガラスレーザー光のType II KDPによる2倍高調波変換では角度許容幅が広いために殆ど問題なく，Type II/Type II KDPによる3倍高調波変換でも基本波のスペクトル幅が0.5 nm程度であれば変換効率の大きな低下は引き起こさない．

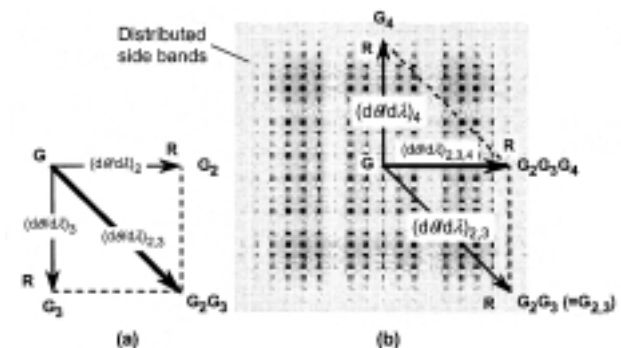


Fig. 5 Angular spectral dispersion of the first stage (a) and the second stage (b) of STPM.

3.3 光ファイバー位相変調器

STPMレーザー光ではビーム断面内での空間的位相分布情報を保存する必要があるため、2段目以降の位相変調器としてはバルク型電気光学変調器を用いる必要がある。一方初段の変調器は導波路型でもよいが、偏波保存単一モード光ファイバーにおける直交2偏光間の相互位相変調(cross phase modulation: XPM)¹³⁾を用いる方が、より簡便であり機能性が高い。

相互位相変調には波長の異なるレーザービーム間のビートをを用いる。筆者等の研究では、2台のモード同期発振器の発振波長を調整するか¹⁴⁾、あるいは多モードシリカ光ファイバー中での誘導ブリュアン散乱位相共役波(周波数シフト = 16 GHz)¹⁵⁾を用いて2波長を得ている。Fig. 6に半値全幅1 nsのパルスを位相変調した場合について2つの例を示す。同図(a)は変調周波数を20 GHzに固定した場合であり、(b)は1 nsの間に変調周波数を15 GHzから25 GHzにチャープさせた場合であり、ともに波長分解能を高くした分光ストリーク像である。同図(c)は、(b)の条件で波長分解能を下げて、逆に時間分解能を上げた測定結果である。このような変調周波数のチャープは、相互位相変調を駆動するパルスを光ファイバー中での自己位相変調を利用して予め周波数チャープさせておくことによって得られる。変調周波数をチャープさせることによって、個々のサイドバンドに周波数拡がりが発生し、サイドバンド間の相関の低下は均一照射につながる。

3.4 バルク型擬似速度整合位相変調器

2段目以降の変調器としては、Fig. 7に示すような周期分極反転型の電気光学変調器(electro-optic modulator: EOM)を用いる。マイクロ波はSMAコネクタを介してストリップラインに供給する形であり、マイクロ波とレーザー光の間の擬似速度整合(quasi velocity matching: QVM)をとるために、LiTaO₃結晶(厚さ1 mm程度)には周期的なドメイン反転処理を施してある¹⁶⁾。Fig. 7 (a)は変調周波数が9.4 GHzの場合であり、ネットワークアナライザーで測定した

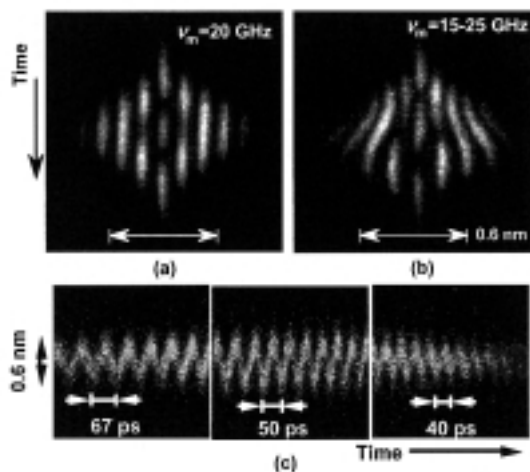


Fig. 6 Time resolved spectra of STPM laser beam with a fixed modulation frequency (a) and a chirped modulation frequency ((b) and (c)).

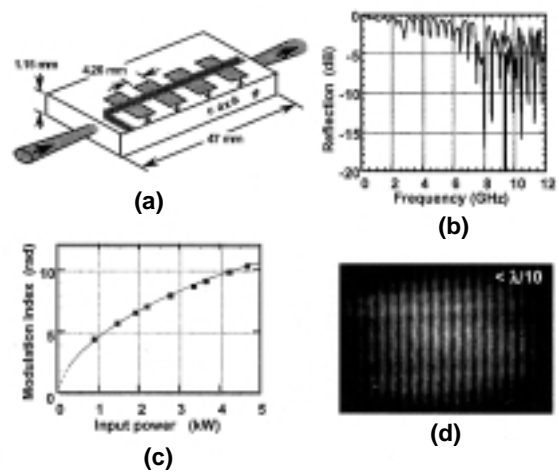


Fig. 7 Quasi-velocity matched electro-optic phase modulator operating at 9.4 GHz (a) and a resonance property of micro-strip line (b). Modulation index depending on the input RF power (c) and a result of wave front measurement (d) of 5.5-GHz modulator.

ストリップライン(20 Ω, 終端開放)の共振特性を同図(b)に示す。同様の手法で製作した5.5 GHz用の変調器(ストリップラインインピーダンスは12.4 Ω)の変調特性と出射波面特性を同図(c),(d)に示す。

3.5 3段階位相変調システム

筆者等が開発した3段階変調システムの概略構成¹⁷⁾をFig. 8 (a)に示す。単一縦モードQスイッチYLF発振器の出力を種として、所望のスペクトル分散と最適なFFP形状を得るには、ビーム像転送(各変調段における拡大・縮小率 $M_1 \sim M_3$ およびダブプリズムによる像回転と偏光方向の保持)光学系、回折格子の溝ピッチ(同図では1200本/mm)の選択等、かなり煩雑な設計が必要であるが、その詳細につい

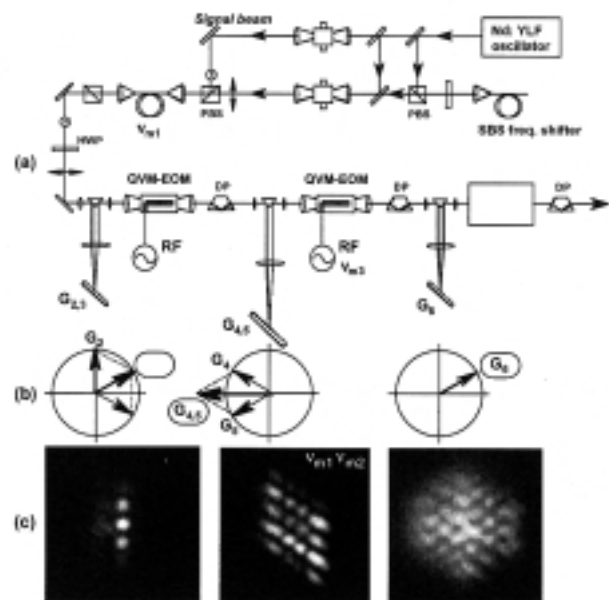


Fig. 8 Three-stage STPM system. (a): Optical arrangement. (b): Vector representation of angular spectral dispersions of three gratings. (c): FFPs observed without RPP.

ては紙面の都合上省く。基本的には偏波保存単一モード光ファイバーによる16 GHz変調器(XPM)と、周期的分極反転LiTaO₃結晶による5.5 GHzおよび9.4 GHz変調器(QVM-EOM)を直列に配置し、各々が単独では0.15 nmのスペクトル幅(3段合計で0.45 nm)が得られるように変調度を調整した。6枚構成の回折格子の内最初ものは省略し、2枚目以降は出力ビームのFFPが正六角形となるようにスペクトル角度分散の方向と大きさを調整した。回折格子は、Fig. 8 (b)に示すように3枚(G_{2,3}, G_{4,5}, G₆)で代用し、Fig. 5(b)の正方形サイドバンド配置を六角形配置の場合に拡張したものである。また、Fig. 8 (c)は増幅後のFFP(パルス幅2.5 ns)を観測した結果であり、3段の変調器を順次駆動することによって、直線、平行4辺形、六角形へと変化することが分かる。なお、スペクトル幅0.6 nmを仮定した計算結果であるFig. 4 (b)に比べて、サイドバンドの密度は2/5程度になっている。

Fig. 9は3段STPMレーザー光の一様性の計測結果である。同図(a)はFig. 8 (c)の条件でRPPを付加して観測したFFPであり、位相変調の段数が増えるに従って均一性が向上することが分かる。同図(b)は、これらの強度分布を2次元フーリエ変換し、16 GHz変調の分散方向(Fig. 8 (c), Fig. 9 (a)の上下方向)のフーリエ成分のパワーをプロットしたものである。1段変調の場合は明らかに規格化空間周波数0.26(=1/N_{cc}, この場合N_{cc}=3.8)に強い不均一性があり、若干の2倍高調波も見られる。これらのコヒーレントスパイク成分は、位相変調を2段、3段と増やすにつれて急速に減衰している。Fig. 9(c)は、3段変調の場合について、ビームパターン全体の不均一性(ガウシアンフィッティングからのズレの標準偏差)をパルス幅を変えて測定した結果であり、シミュレーション予測(実線、 $\tau_c = 5$ ps)

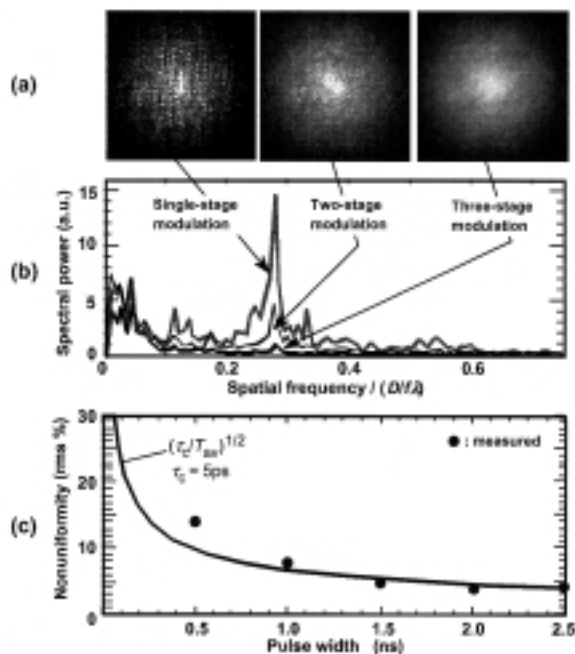


Fig. 9 Smoothing characteristics of STPM laser beams. (a): FFPs observed with RPP. (b): Fourier power spectra of FFPs. (c): Temporal smoothing feature of 3-stage STPM laser beam.

とよく一致しており、数100 psの時間スケールで集光パターンが一様化されることが分かる。

4. まとめ

レーザーの応用ではコヒーレンスを利用する 경우가多いが、スペckルや回折フリッジなどコヒーレンスが災いする場合も少なくない。本解説では、高出力レーザーの代表である核融合用ガラスレーザーを例にして、均一レーザー照射を目的としたコヒーレンス制御を取り上げた。高出力レーザーでは増幅と高調波変換過程においてはコヒーレントであることが望ましく、一方、均一照射には部分的コヒーレント光が適している。この矛盾を解決する手法として、時間空間位相変調レーザー光は極めて有効である。このレーザーでは、多段位相変調器と回折格子により時間及び空間領域においてカラーサイクルを発生させる。このとき、カラーサイクル内での波長配列が複雑であるほど波長配列の相関が抑えられ、集光パターンの一様性が向上する。

ここで述べた均一照射の手法は、パルスレーザー照明や加工などにそのまま適用するには複雑すぎる。しかし、光ファイバー伝送が可能なレーザー応用の分野では、近年のパワーファイバー技術を利用して、よりコンパクトなシステムの構築が可能である。すなわち、ビームの伝送、増幅、波長変換は1段位相変調レーザー光で行い、部分コヒーレント化は光ファイバーのモード分散⁷⁾(本解説ではランダム位相板と集光レンズの組合せ)で行うことができる。また、スペckル低減のためには、直交2偏光の利用に関して2つの方法があることを付記する。一方は2枚の異なる集光パターンを足し合わせる(強度分布の標準偏差が $2^{1/2}$ に減少)ものであり^{18,19)}、他方は強弱が逆転したスペckルパターンを足し合わせる(zero correlation mask²⁰⁾とよばれるものを用いる)ものである。

謝辞

本解説は、大阪大学レーザー核融合研究センターにおいて、筆者を含め中塚 正大氏、中野 人志氏(現近畿大学)、椿本 孝治氏、松岡 伸一氏(現浜松ホトニクス)、高橋 健一氏(現国土交通省)、末田 敬一氏(現福井県産業支援センター)、宮地 悟代氏、漆原 新治氏、鈴木 和浩氏等により行われた均一照射技術開発研究の一部をまとめたものである。また、電気光学変調器の製作は、小林 哲郎氏(大阪大学基礎工学研究科)と森本 朗裕氏(立命館大学)のご協力の賜である。これらの多くの方々に感謝の意を表す。

参考文献

- 1) Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka: Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1057.
- 2) F. J. MacWilliams and N. J. A. Sloane: Proc. IEEE **64** (1976) 1715.
- 3) J. W. Goodman著, 武田 光夫訳: 統計光学 (丸善) (1992) 第6章.
- 4) Q. Lin: 本特集号解説論文参照.

- 5) R. H. Lehmberg and S. P. Obenschain: *Opt. Commun.* **46** (1983) 27.
- 6) H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, H. Azechi, T. Jitsuno, and S. Nakai: *J Appl. Phys.* **73** (1993) 2122.
- 7) H. Nakano, N. Miyanaga, K. Yagi, K. Tsubakimoto, T. Kanabe, M. Nakatsuka, and S. Nakai: *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) 580.
- 8) K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, N. Miyanaga, and T. Jitsuno: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 5560.
- 9) S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J. M. Sores: *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 3456.
- 10) N. Miyanaga, S. Matsuoka, J.-H. Park, K. Tsubakimoto, and M. Nakatsuka: *SPIE* **3047** (1997) 746.
- 11) S. Regan, J. Marozas, J. Kelly, T. Boehly, W. Donaldson, P. Jaanimagi, R. Keck, T. Kessler, D. Meyerhofer, W. Seka, S. Skupsky, and V. Smalyuk: *J. Opt. Soc. Am. B* **17** (2000) 1483.
- 12) J. E. Rothenberg: *J. Opt. Soc. Am. B* **14** (1997) 1664.
- 13) G. P. Agrawal: *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd ed. (Academic Press) (1995).
- 14) S. Matsuoka, N. Miyanaga, S. Amano, and M. Nakatsuka: *Opt. Lett.* **22** (1997) 25.
- 15) 漆原 新治, 吉井 健裕, 山本 洋一, 鈴木 和浩, 宮永 憲明: *レーザー研究* **29** (2001) 184.
- 16) A. Morimoto and T. Kobayashi: *SPIE* **2633** (1995) 622.
- 17) G. Miyaji, N. Miyanaga, S. Urushihara, K. Suzuki, S. Matsuoka, M. Nakatsuka, A. Morimoto, and T. Kobayashi: *Opt. Lett.* **27** (2002) 725.
- 18) K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, H. Nakano, T. Kanabe, T. Jitsuno, and S. Nakai: *Opt. Commun.* **91** (1992) 9.
- 19) K. Sueda, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, and M. Nakatsuka: *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) 5111.
- 20) S. Skupsky and T. J. Kessler: *J. Appl. Phys.* **74** (1993) 1.

レーザーワード

部分的コヒーレント光 (partially coherent light)

完全なコヒーレント光は純粋に単色な点光源から発生する。一般には、光源のサイズは有限の大きさを持ち、波長広がりも存在するので部分的なコヒーレンスを有することになる。このような光源から発した光波でYoungの干渉実験を行うと、2つのピンホール間隔を広げるに従って干渉縞の可視度は減少する。干渉縞の可視度が0となる距離では2つの光束はインコヒーレントである。さらにピ

ンホール間隔を広げる位相が逆転した可視度の非常に低い干渉縞が再び現れる。レーザー装置からの部分的コヒーレント光の発生としては、広帯域レーザー媒質からの蛍光が増幅されたもの(ASE)が代表例である。部分的コヒーレント光による照明では、コヒーレンス時間に比べて十分に長い観測時間であればスペckルを低減することができる。(宮永 憲明)
