

# レーザーキャンビームの空間コヒーレンス測定

久保田 重夫

東京大学生産技術研究所 〒153-8505 東京都目黒区駒場 4-6-1

## Spatial Coherence Measurement of a Scanning Laser Beam

Shigeo KUBOTA

University of Tokyo, Institute of Industrial Science, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8505

Spatial coherence of a scanning laser beam was tested on the Young's experiment setup using 200  $\mu\text{m}$ -separation, 50  $\mu\text{m}$ -wide, 600  $\mu\text{m}$ -long double air slits. The fringe visibility formed after the Fourier transform lens was measured on the CCD camera with 6.45  $\mu\text{m}$  square pixel. The fringe visibility is significantly reduced when the translation velocity of the laser beam on the double slits is as fast as nearly 3,000 m/s. The primary reason for the fringe visibility reduction is due to the double slit scan by finite and inhomogeneous intensity beam profile of the laser.

**Key words:** laser display, speckle, double slits, image sensor, Doppler effect

### 1. はじめに

マイクロレーザープロジェクターにはスキャンレーザービームが用いられている。その空間コヒーレンスを測定することは、投影画像のスペックル雑音の観点から、とくに興味深い<sup>1)</sup>。移動拡散板のような特別なコヒーレンス低減手段を有さないレーザー光源は例外なく高い空間コヒーレンスを有するから、その具体例であるマイクロレーザープロジェクターの拡散スクリーン投影画像は、高いスペックルコントラストを示すはずである。しかし、実際に観測されるスペックルコントラストは、それほど高くない。本論文では、レーザービームをスキャンすること自体が、レーザー光源を部分的空間コヒーレント化する手段になっていることを理論的、かつ実験的に示す。

### 2. 理 論

レーザービームも含めて、光源の空間コヒーレンスは、ダブルスリットを用いたヤングの実験で測定することができる<sup>2,3)</sup>。1/e<sup>2</sup> 直径で1 mm 程度の、レーザーの出力ビームに適したダブルスリットを Fig. 1 に示す。

Fig. 2 で、(a) は静止レーザービームに対するヤングの実験装置の光学配置図、(b) はスキャンレーザービームに対するその変形で、どちらも、フーリエ変換レンズの焦点

距離  $f_1$  は 18.4 mm に統一した。

静止レーザービームのとき、(a) 上記ダブルスリットはフーリエ変換レンズの前側焦点位置 ( $z_2 = d = f_1$ ) に、焦点距離  $f_2$  のコリメーターレンズないしはビームエクパンダーレンズから  $z_1 - d = f_2$  に配置した<sup>4,5)</sup>。静止レーザービーム光源は、半導体レーザーにコリメーターを付加したものである。

スキャンレーザービームのとき、(b) 上記ダブルスリットは、レーザープロジェクター内スキャンミラーの回転中心に前側焦点をおく  $f\theta$  レンズから、同様に  $z_1 - d = f_2$  におき、レーザービームがダブルスリット面に垂直にスキャンするように配置した (テレセントリック  $f\theta$  レンズスキャン)。スキャンレーザービームは、市販の MicroVision 社の ShowWX を用いて発生させた。このプロジェクターでは、コリメートされた赤緑青のレーザー光を 1 本に束ね、直交する 2 つの回転軸を有するマイクロミラーで二次元スキャンしていることが特徴である。

#### 2.1 静止レーザービームのヤング干渉縞

Fig. 1 に示す、レーザーのような単色完全コヒーレント光源で照明されたダブルスリット  $P_1$ ,  $P_2$  上の時刻  $t$  における波動場を  $V_1(t)$ ,  $V_2(t)$  とするとき、その強度を

$$I_1 = \langle V_1(t) V_1^*(t) \rangle, \quad I_2 = \langle V_2(t) V_2^*(t) \rangle$$

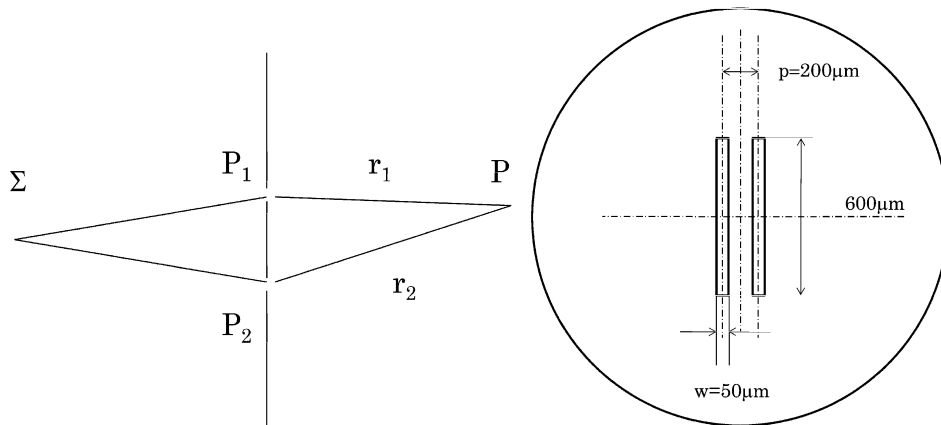


Fig. 1 The Young's experiment using double air slit photo-etched on the 30  $\mu\text{m}$ -thick stainless steel disk. The disk diameter is 10 mm.

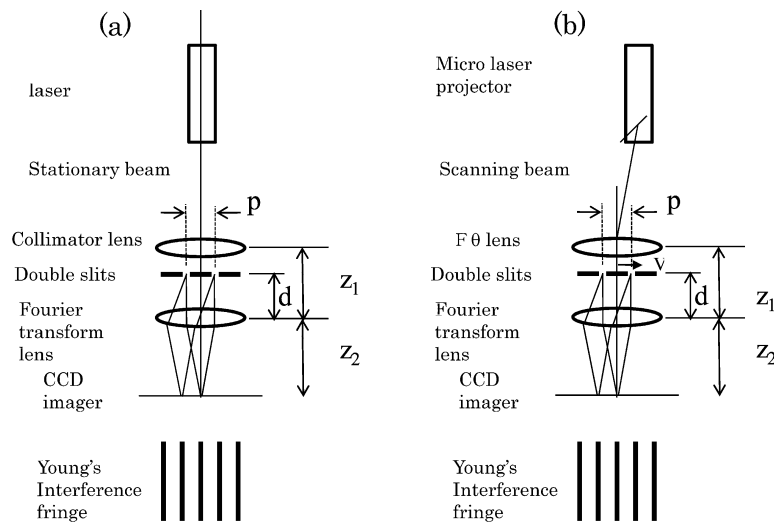


Fig. 2 Optical geometries in the Young's experiment for (a) a stationary laser beam and for (b) a scanning laser beam. In (b), the fringe should be broaden as a result of Doppler effect.

とおく.  $V_1(t), V_2(t)$  の干渉によって, ダブルスリット面から有限距離  $r_1, r_2$  にある点 P での波動場の強度は, 伝搬遅延を  $\tau = (r_2 - r_1)/c$ , ここで,  $c$  は真空中での光速, 相互強度を

$$J_{12}(\tau) = \langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle \quad (1)$$

を定義するとき,

$$I_p = |K_1|^2 I_1 + |K_2|^2 I_2 + 2|K_1 K_2| \text{Re} J_{12}(\tau) \quad (2)$$

のように書ける. ここで,  $K_1, K_2$  を開口サイズや  $P_1$  や  $P_2$  からみた観測点 P の相対位置で決まる因子とすると,  $|K_1|^2 I_1 = I_p^{(1)}$  は開口  $P_1$  だけが開いているときの P 上の光強度,  $|K_2|^2 I_2 = I_p^{(2)}$  は開口  $P_2$  だけが開いているときの P 上の光強度である.  $I_1 = J_{11}(0), I_2 = J_{22}(0)$  を知って, 複素コヒーレンス度

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{J_{12}(\tau)}{\sqrt{J_{11}(0)J_{22}(0)}} \quad (3)$$

を定義すると, 式 (1) は部分的コヒーレントな二光束の干渉の式で表すことができる.

$$I_p = I_p^{(1)} + I_p^{(2)} + 2\sqrt{I_p^{(1)}I_p^{(2)}} \text{Re} \gamma_{12}(\tau) \quad (4)$$

ここで

$$0 \leq |\gamma_{12}(\tau)| \leq 1$$

いま,  $\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| \exp\{-i[\omega\tau - \alpha_{12}(\tau)]\}$  と表すとき, とくに準単色光の場合, そのビーム伝搬長がコヒーレンス長  $l_c = c/\Delta\omega$  以内のとき  $\tau$  依存性は無視できて,

$$g_{12} = |\gamma_{12}(0)|, \quad \beta_{12} = \alpha_{12}(0), \quad \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1)$$

とおくと,

$$I_p = I_p^{(1)} + I_p^{(2)} + 2\sqrt{I_p^{(1)}I_p^{(2)}} g_{12} \cos(\beta_{12} - \delta) \quad (5)$$

式 (5) で  $g_{12} \rightarrow 1$  のとき, 二光束干渉は完全コヒーレン

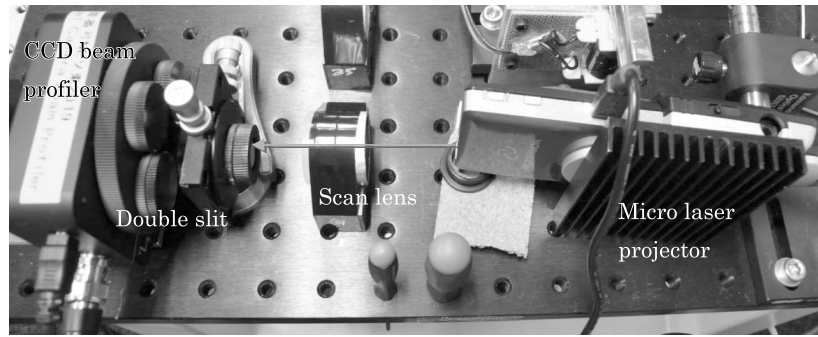


Fig. 3 Experimental set up prepared for the Young's experiment on the scanning laser beam.

ト,  $g_{12} \rightarrow 0$  のとき, 二光束干渉は完全インコヒーレント,  $0 < g_{12} < 1$  のとき, 二光束干渉は部分的コヒーレントであるという. かくして, ダブルスリットを用いて, ヤングの実験を行うと, その干渉縞の可視度  $v = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$  から, 光源の空間コヒーレンスを測定することができる<sup>2)</sup>.

いま, 半径  $\rho_1$  の一様円形光源からの出射光を焦点距離の  $f_2$  コリメートレンズで間隔  $p$  のダブルスリットをケーラー照明しているときの式 (5) のコヒーレンス度  $g_{12}$  は, 光源がダブルスリットを見込む角の正弦が  $\sin 2\theta = p/f_2 \ll 1$  のとき, 変数  $u = 2\pi\rho_1 p/\lambda f_2$  を定義すると, よい近似で半径  $\rho_1$  の円形開口のフラウンホーファー回折像に一致する.

$$g_{12} = \frac{2J_1(u)}{u} \quad (6)$$

ここに  $J_1(\ )$  は 1 次のベッセル関数である<sup>2)</sup>.

レーザーの場合, よい近似で点光源とみなせるから,  $\rho_1 \rightarrow 0$  の下に  $u \rightarrow 0$  より,  $g_{12} \rightarrow 1$  になる. また, 点  $P_1$  と点  $P_2$  で光量が等しいとき,  $I_p^{(1)} = I_p^{(2)} = I_p^{(0)} = \text{sinc}(v)^2$ , ここに  $w$  をスリット幅とすると,  $v = (2\pi/\lambda)wp/f_1$  より, 式 (5) は

$$I_p(v) = \text{sinc}(v)^2 (1 + \cos[\beta_{12} - \delta]) \quad (7)$$

に帰着する. いま,  $\xi$  をフーリエ面実座標とすると,  $\delta = (2\pi/\lambda)(r_2 - r_1) = (2\pi/\lambda)p\xi/f_1$  より, 干渉縞間隔  $s$  は

$$s = \frac{\lambda f_1}{p} \quad (8)$$

と書けるから, レーザー波長  $\lambda = 0.658 \mu\text{m}$ , スリット間隔  $p = 200 \mu\text{m}$ , 焦点距離  $f_1 = 18.4 \text{ mm}$  のとき, 干渉縞間隔は  $s = 60 \mu\text{m}$  になる. 一方, スリット幅を  $w = 50 \mu\text{m}$  とするとき,  $\text{sinc}(v)^2$ , ここに  $v = (2\pi/\lambda)wp/f_1$  で決まる干渉縞の包絡線の零点位置までの半幅は

$$x = \frac{\lambda f_1}{w} \quad (8')$$

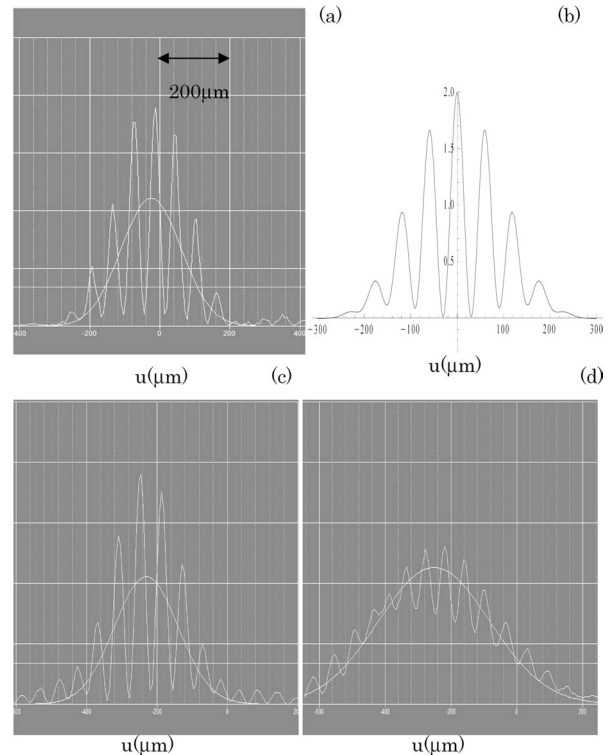


Fig. 4 The Young's fringe of the double slit illuminated by a stationary laser beam at 658 nm. (a) Experimental and (b) simulation based upon Ref. 2), while (c) experimental with a diffuser, and (d) with a moving diffuser. In (a) and (c), fringe visibility is nearly 1 as predicted by (b). Much reduced in (d) at vibration frequency 68 Hz. Horizontal axes of figures are positions on the CCD imager in unit of micron.

と書け, 零点間隔は  $484 \mu\text{m}$  に相当する. Fig. 4a は  $\lambda = 0.658 \mu\text{m}$  の赤色半導体レーザーの静止ビームを用いた実験で, 干渉縞間隔, 干渉縞包絡線の零点間隔は, 計算 (Fig. 4b) にほぼ一致している.

完全な空間コヒーレンスを有する静止レーザービームの場合, 干渉縞の可視度は 1 になることが確認された. 実際に Fig. 2a の配置で, バルク SHG グリーンレーザー, 赤色半導体レーザー (Fig. 4a), He-Ne レーザーの静止ビームの

干渉縞のコントラストを測定すると、1に近い値が得られた。そのうちのひとつ半導体レーザーの直後に拡散板を挿入したとき、この拡散板が静止している場合は、干渉縞のコントラストは1であった (Fig. 4c)。つぎに拡散板を70 Hz程度の低周波数で振動させたとき、干渉縞のコントラストの著しい低下が認められた (Fig. 4d)。これらの事実は、移動拡散板によるスペックルコントラスト低減に対応すると考えられる<sup>6-8)</sup>。

## 2.2 スキャンレーザービームの干渉縞

### 2.2.1 スキャンレーザービームとダブルスリットの相互作用

まず、スキャンレーザービームとダブルスリットの相対速度を見積もる。典型的なマイクロレーザープロジェクターのスキャン角は全角で $2\theta = 53^\circ$ で、スキャン周波数は二次元スキャンの場合、水平方向で $f_s = 21$  kHzになり<sup>1)</sup>、この方向がダブルスリット横断方向になるように配置する。焦点距離 $f_2 = 50$  mmの $f$ - $\theta$ レンズによる角度変換後には、レーザービームの移動振幅は

$$x = f_2 \theta \sin(2\pi f_s t) \quad (9)$$

になる。式(9)を時間微分すると、ダブルスリット上移動速度は

$$v \approx f_2 \theta \cos(2\pi f_s t) 2\pi f_s = v_0 \cos(2\pi f_s t) \quad (10)$$

上記パラメーターのもとに、移動速度は $v_0 = 2f_2 \pi f_s \theta = 2943$  (m/s)になり、例えば空気中の音速340 m/sよりはるかに速い。

ところで、Fig. 5に示すように、ダブルスリットに入射するレーザービームは速度 $v$ で移動するとき、ドップラー効果により入射角 $\theta_1$ は $\sin \theta_1 = v/c = 10 \mu\text{rad}$ 程度、ダブルスリット面法線より傾いている。ここに真空中の光速 $c = 3 \times 10^8$  m/s。よって回折格子の式より、その回折角は

$$\sin \theta_q = \sin \theta_1 \pm \frac{q\lambda}{p} = \frac{v}{c} \pm \frac{q\lambda}{p} \quad (11)$$

で与えられる。ここに、 $p$ はダブルスリット間隔、 $\lambda$ は真空中のレーザー波長、 $q$ は回折の次数を表す整数である。 $q$ 次の回折波の光学周波数は、光学周波数 $\nu_0$ より、 $f_c = v/p$ とすると、 $qf_c$ だけドップラーシフトすることになる<sup>5)</sup>。

$$\nu_q = \nu_0 \left( 1 + \frac{v}{c} \sin \theta_q \right) \approx \nu_0 + qf_c \quad (12)$$

ここで、 $v$ の最大値 $v_0 = 2943$  m/sと $p = 200 \mu\text{m}$ より、ドップラー周波数シフトは $f_c = 14.7$  MHzの整数倍である。また、 $(v/c)^2$ の項の寄与は無視した。

ところで、これまでの議論には、レーザービーム幅が含まれていない。いま、有限なビーム幅 $\sigma$ を有するビームがスキャン速度 $v$ でダブルスリットを横断するとき、 $\sigma$ を

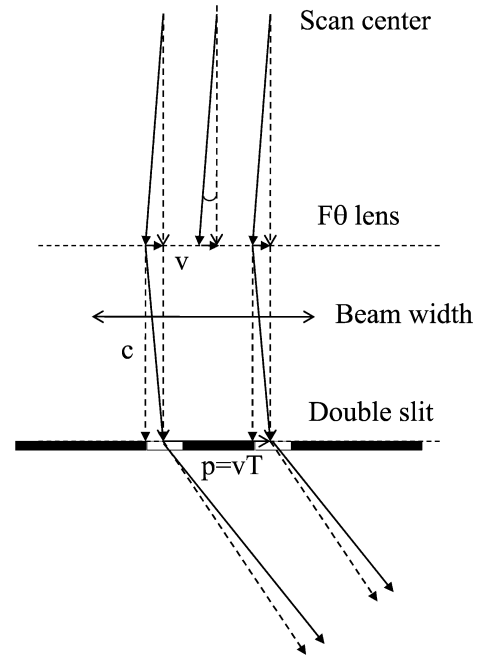


Fig. 5 Optical Doppler effect and diffraction by the double slit.

$v$ で除した時間 $\sigma/v$ で近似される相互作用時間 $T$ を考慮して、ダブルスリットを通過した光の振幅の周波数変調を導く。ここで、透過光の振幅の位相に表れる周波数変調指数 $m$ は、ドップラー効果による周波数変移 $f_c$ をスキャン周波数 $f_s$ で除した $m = f_c/f_s = v/pf_s = 2\pi f_2 \theta/p = 700 \gg 1$ である。また、光周波数成分はあらかじめ複素振幅 $u_0$ に含めてある。

$$u(t) = u_0 \exp \left[ i \frac{m}{2} \sin(2\pi f_s t) \right] \text{rect} \left[ \frac{t}{T} \right]$$

$$\mathcal{F}[u(t)] = u_0 \text{sinc}(Tf) \otimes \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J_q \left( \frac{m}{2} \right) \delta(f - qf_s) \quad (13)$$

$$S(f) = |\mathcal{F}[u(t)]|^2 = |u_0|^2 \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J_q^2 \left( \frac{m}{2} \right) \text{sinc}^2 [T(f - qf_s)]$$

ここで、その周波数応答をみると、変調周波数 $f_s$ の $q$ 倍ごとに表れるFMサイドバンド幅は相互作用時間 $T$ の逆数になっているため、相互作用時間が長いほど狭くなることが予想される。

Fig. 6aは、この相互作用時間 $T$ が、ダブルスリット通過時間 $p/v_0 = 68$  nsと同程度のときと、それより長い $2.5 p/v_0 = 170$  nsのとき、式(13)より計算される周波数応答を500 MHzまでの帯域で比較したものである。

Fig. 6bは、マイクロレーザープロジェクターでダブルスリットを照射したときの、PINフォトダイオードによる確認である。

このドップラーシフト15 MHzに対応するコヒーレント

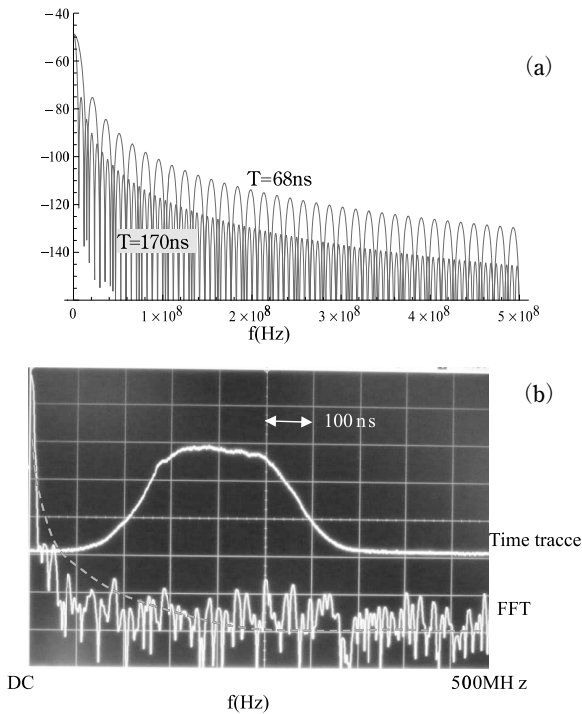


Fig. 6 Scan frequency modulated, diffracted light after the double slits, where  $T$  is interaction time between the scanning laser beam and the double slits. (a) simulation and (b) experimental results.

長は、 $lc = c/\Delta\omega$  より 3.1 m と長いことから、準単色近似が十分なりたち、その干渉縞の可視度への影響は無視できる。

### 2.2.2 干渉縞の幾何学的構造とその時間変化

いま、レーザーのスキャン方向を  $x$  軸にとるとき、その振幅分布を標準偏差  $\sigma/\sqrt{\pi}$  のガウス型関数で近似しよう。

$$f(x) = \exp\left[-\pi\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2\right] \quad (14)$$

一方、幅と間隔を  $w$  と  $p$  とするダブルスリットの振幅透過率関数は

$$\tau(x) = \text{rect}\left[\frac{x+p/2}{w}\right] + \text{rect}\left[\frac{x-p/2}{w}\right] \quad (15)$$

と書ける。この振幅透過率関数がかかった光振幅分布のフーリエ変換は、ダブルスリット透過光のフラウンホーファー回折像の空間周波数  $u$  軸上振幅分布を与える。

$$\begin{aligned} a(u) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x-x')\tau(x')\exp[-i2\pi ux']dx' \\ &= F(u)\exp[-i2\pi ux] \otimes T(u) \end{aligned} \quad (16)$$

ここで、 $F(u)$  は  $F(x)$  と、 $T(u)$  は  $\tau(x)$  とフーリエ共役であるから

$$\begin{aligned} F(u) &= \sigma \exp[-\pi(\sigma u)^2] \\ T(u) &= w \sin c(wu) 2 \cos(\pi pu) \end{aligned} \quad (17)$$

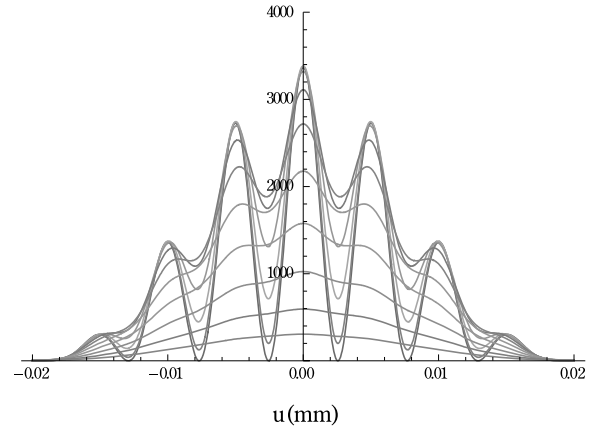


Fig. 7 Calculated fringe pattern at  $x = vt = 0, 0.18p, 0.36p, 0.54p, 0.72p, 0.9p, 1.08p, 1.26p, 1.44p, 1.62p, 1.8p$  in Eq. (18) with  $\sigma/p = 1.2$ , where the horizontal axis is the position on CCD corresponding to the spatial frequency denoted by  $u$  in mm.

式 (17) を式 (16) に代入すると

$$\begin{aligned} a(u) &= \int_{-\infty}^{\infty} w \text{sinc}[w(u-u')] 2 \cos[\pi p(u-u')] \\ &\quad \sigma \exp[-\pi(\sigma u')^2] \exp[-i2\pi u'x] du' \end{aligned} \quad (18)$$

ここで、 $p = 200 \mu\text{m}$ 、 $w = 50 \mu\text{m}$ 、 $\sigma = 1.2p$  を仮定し、パラメータ  $x = vt = 0, 0.18p, 0.36p, 0.54p, 0.72p, 0.9p, 1.08p, 1.26p, 1.44p, 1.62p, 1.8p$  に対して式 (18) の数値積分を実行すると、Fig. 7 に示すような時間変動する干渉縞光強度分布が得られる。とくに、ビーム中心  $x$  が 2 つのスリット  $P_1, P_2$  の中点にあるとき、つまり  $x = vt = 0$  のとき、 $P_1, P_2$  上の光量がバランスするから、干渉縞光強度分布は、静止ビームに対する等光量の場合、文献 2) にもとづき式 (7) より計算される干渉縞光強度分布 (Fig. 4) に一致し、ピーク強度が最大になる。ビーム中心  $x$  が、2 つのスリット  $P_1, P_2$  の中点から変位するにつれ、 $P_1, P_2$  上の光量が不均衡になって、その結果干渉縞の暗線が浮き上がり、可視度が低下するとともにピーク強度が下がる。見方を変えると、スキャンビームの等価光源は、実際のビーム幅の外側に一定のひろがりをもつ、部分的コヒーレント光源であるということができる。

Fig. 7 で求められた干渉縞光強度分布を、 $-2p < x = vt < 2p$  の範囲で可算して、Fig. 8 に示す時間積分された干渉縞光強度分布を近似した。ここで、 $\sigma = 1.1p$  を仮定した。この時間平均された干渉縞光強度分布は、上記、ひろがった部分的コヒーレント光源に、ファンシッター・ツェルニケ (VCZ) 定理を適用して計算される干渉縞光強度分布に一致するはずである。

Table 1 に、時間平均可視度  $\bar{v}$  のスキャンビーム幅  $\sigma$  (単位:  $p = 200 \mu\text{m}$ ) 依存性を、とくに興味がある  $p < \sigma$

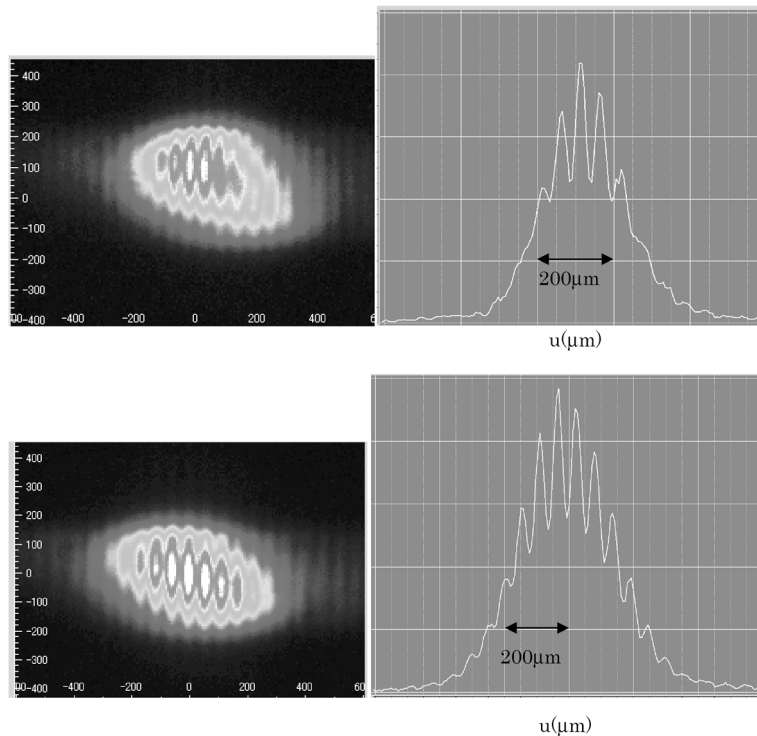


Fig. 9 Externally triggered time-dependent Young's fringe of the double slit illuminated by a scanning laser beam at 530 nm (upper) and 630 nm (lower), where horizontal axes of figures are positions on the CCD imager in unit of micron. Fringe visibilities of 0.4 are observed.

Table 1 Time averaged fringe visibility as a function of scan beam width (unit:  $p=200 \mu\text{m}$ ).

Scan beam width ( $\sigma$ )	$1.0p$	$1.1p$	$1.2p$	$1.3p$	$1.4p$	$1.5p$
Time averaged visibility ( $\bar{v}$ )	0.27	0.34	0.40	0.46	0.51	0.56

<  $1.5p$  の範囲で与える。ビーム幅が狭いほど、時間平均可視度が低くなる傾向がみてとれる。

### 3. ヤングの実験結果

2章2.1節のヤングの実験におけるフォトダイオードの位置に CCD カメラを配置して、ダブルスリットによる回折光の干渉縞を直接観測する。

実験に使用した CCD カメラは、Thorlabs のビームプロファイラ BC106-VIS で、これは Sony の 2/3" CCD ICX285 AL を搭載しており、最小露光時間は  $20 \mu\text{s}$  である<sup>9)</sup>。その ND フィルターキャップのかわりにおいた同厚金属材料に M9 ピッチ 0.5 mm のタップ貫通穴を開け、LightPath の焦点距離 18.4 mm 非球面レンズ (Edmund コード # 64793) を搭載するとよい。このとき、非球面レンズと CCD 間隔は、ND フィルター厚の不確定因子を除き非球面レンズの作動距離 16.7 mm に近似する。ND フィルターについて、Hoya ガラス ND-0.3 を用いたものを仮定すると、 $-20 \text{ dB}$

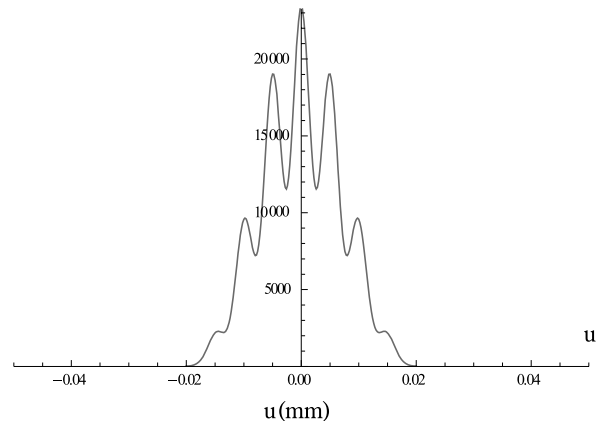


Fig. 8 Simulation of time integrated fringe pattern over the CCD when  $\sigma = 1.1p$ , where the horizontal axis is the position on CCD corresponding to the spatial frequency denoted by  $u$  in mm.

の ND フィルターで 2 mm 厚 (屈折率 1.514) であるから、浮き上がり量は上記 M9 タップピッチ程度になる。

静止ビームに対しては、Fig. 2a の説明で述べたように、ダブルスリットと CCD 撮像面をフーリエ共役にしたうえで、ダブルスリット入射光量が等しくなるようにスリット位置を微調整する必要がある。Fig. 2b におけるスキャンビームによるダブルスリット干渉縞強度は激しく時間変動

するが、ダブルスリットと CCD 撮像面がフーリエ共役であれば、干渉縞の位置の一定性が保たれることを用いて、 $f\theta$  レンズを精密に位置ぎめすることができる。

この時間変動する干渉縞強度は、 $f\theta$  レンズの焦点距離  $f_2 = 50$  mm の場合、BC106-VIS 用ソフトウェア Beam ver. 4.0 を用いて、3 Hz TTL レベル矩形波信号の外部トリガーをかけることにより測定することができた<sup>9)</sup>。このとき露光時間は、ND フィルターを通した干渉縞強度がトリガレベルを十分上回り、かつピーク強度が飽和しないように設定する。このようにして PC に取り込んだ、スキャンレーザービーム ( $\lambda = 0.530$   $\mu\text{m}$  および  $0.63$   $\mu\text{m}$ ) のヤングの干渉縞を Fig. 9 に示す。シミュレーション結果 (Fig. 7 と Fig. 8) が実験 (Fig. 9) と対比されるが、干渉縞の可視度は実験のほうが若干高めで、どちらも約 0.4 である。これは、波長差は干渉縞間隔に表れるが、平均可視度を定めるビーム幅は両者に共通するためと考える。青色レーザーに関しては、CCD の分光感度差が大きいため比較しないが、ヤングの干渉縞そのものは観測できる。

#### 4. 考 察

ここで、Table 1 の物理的意味を確認しておくことは有意義である。インコヒーレント光源の場合、ビーム幅が狭いと、相対的にスリット間隔がひろがり、干渉縞の可視度が下がり、その反対にビーム幅が広いと、干渉縞の可視度が上がることは、ファンシッター・ツェルニケ定理より明らかである<sup>2)</sup>。

前述のように、完全コヒーレント光源をスキャンする場合、たとえ 15 MHz のドップラーシフトがあったとしても、干渉縞の可視度への影響が無視できるほど、準単色性は保たれている。むしろ、スキャンビーム幅が有限でかつ不均一なガウス分布をとることによる、ダブルスリット上の光強度の非対称性に起因した可視度への影響のほうが支配的で、この変動周波数が、ドップラーシフト周波数に一致しているに過ぎない。スキャンにわたって時間平均をとると、干渉縞の可視度は明らかに減少している。いま、スキャンビームのスキャン幅をサイズとする、ひろがった部分コヒーレント光源を考えると、これにファンシッター・ツェルニケ定理を適用して計算される干渉縞が、この時間平均された干渉縞に相当する<sup>10,11)</sup>。この視点の正当性は、干渉縞の可視度が  $f\theta$  レンズのテレセントリシティーに依存することからも検証される。このようにして、インコヒーレント光源のときとのアナロジーで、ビーム幅と可視度の関係を、スキャンレーザー光源にも適用することができる。

#### 5. 結 論

レーザースキャンビームの空間コヒーレンスを、200  $\mu\text{m}$  間隔、50  $\mu\text{m}$  幅、600  $\mu\text{m}$  長のダブルエアースリットを用いたヤングの実験装置上で測定した。焦点距離 18.4 mm のフーリエ変換レンズを通して形成される干渉縞の可視度を、6.45  $\mu\text{m}$  の正方形画素をもつ CCD カメラで測定したところ、固体レーザー、気体レーザー、半導体レーザーを問わず、静止レーザーによる干渉縞の可視度は実質的に 1 で、その空間コヒーレンスは完全コヒーレントといつてよい。

一方、スキャンビームでは、レーザーがダブルスリットを横断するにつれ、スキャン型レーザープロジェクターで照明されるスクリーン上の一点をみるときのように、静止座標系からみた移動レーザービームの空間コヒーレンスは時間変動し、目や光検出器の有限な応答時間内で時間積分されて 1 より低下してみえる。水平周波数 21 kHz でスキャンされるマイクロレーザープロジェクターからのレーザービームの場合、これを焦点距離 50 mm の  $f\theta$  レンズで角度変換するとき、ダブルスリット横断速度  $v$  は 2493 m/s に達し、その結果光学周波数がスキャン周波数で周波数変調をうけて、スリット間隔  $p = 200$   $\mu\text{m}$  の横断時間の逆数  $f_c = v/p = 14.7$  MHz だけドップラーシフトする。このとき、空間コヒーレンスを表すヤングの干渉縞の可視度は時間変動し、露光時間内で時間平均されて 0.4 まで低下することを実験で確認した。この可視度はドップラーシフト周波数で時間変動するが、ドップラーシフトがあつたとしても、光源の準単色性は十分保たれており、可視度の変化量そのものに影響しない。可視度の時間変化の原因は、スキャンビームのビーム幅の有限性、ガウスビームの光強度分布の不均一性に起因するダブルスリット上の光強度の非対称性にあり、時間平均された干渉縞に対応する、実際のビーム幅の外側にひろがった部分的コヒーレント等価光源を考えることができる。このとき、もとのビーム幅が広いほど時間平均された可視度は高くなる。

このスキャンビームに関するヤングの干渉縞実験は、マイクロレーザープロジェクターでスクリーンを照射したとき発生するスペックルコントラストが、レーザー側にはとくに移動拡散板等の有力なスペックル低減手段がないにもかかわらず、低下する実験事実を考える有力な手がかりになると考える。

## 文 献

- 1) 黒田和男, 山本和久, 栗村 直編: 解説レーザーディスプレイ(オプトロニクス社, 2010) p. 130.
- 2) B. J. Thomson and E. Wolf: "Two-beam interference with partially coherent light," J. Opt. Soc. Am., **47** (1957) 895-902.
- 3) J. W. Goodman: *Statistical Optics* (Wiley, New York, 1985).
- 4) M. Nazarathy and J. Shamir: "Fourier optics described by operator algebra," J. Opt. Soc. Am., **70** (1980) 150-159.
- 5) J. W. Goodman: *Introduction to Fourier Optics*, 3rd ed. (Roberts & Company, Englewood, CO, 2005).
- 6) 久保田重夫: "スペックル測定とその低減デバイス", 光学, **39** (2010) 149-158.
- 7) S. Kubota and J. W. Goodman: "Very efficient speckle contrast reduction realized by moving diffuser device," Appl. Opt., **49** (2010) 4385-4391.
- 8) J. W. Goodman: *Speckle Phenomena in Optics* (Roberts & Company, Englewood, CO, 2007).
- 9) ソーラボジヤパン総合カタログ, Vol. 21, p. 1616.
- 10) M. Mansuripur: *Classical Optics and Its Applications*, 2nd ed. (Cambridge, University Press, New York, 2009).
- 11) エミール・ウォルフ: 光のコヒーレンスと偏光理論 (白井智宏訳, 京都大学学術出版会, 2009).