

## 研究速報

## 光波干渉を用いる凹面格子の刻線精度の検査法

両角 修四郎

信州大学工学部生産システム工学科 〒380 長野市若里 500

(1992年3月2日受付, 1992年6月15日受理)

Interferometric Method for Examining Ruling Accuracy  
of Concave Gratings

Shushiro MOROZUMI

Department of Mechanical Systems Engineering, Faculty of Engineering,  
Shinshu University, 500 Wakasato, Nagano 380

(Received March 2, 1992; Accepted June 15, 1992)

A simple interferometric method for testing concave gratings is described. The method uses the technique of illuminating test gratings symmetrically with two coherent plane waves and of superposing the diffracted waves of symmetric orders, which correspond to the respective incident plane waves. By the use of the method ruling errors of concave gratings can be measured with twice sensitivity separately from their blank errors. The present method is verified experimentally in its practical applications to a conventional and aberration-corrected concave gratings.

## 1. はじめに

凹面格子の刻線精度の検査法に関する研究はほとんどない。光波干渉を用いる検査法として、シリンダリカル回折波面に横方向シャリング干渉を適用する方法<sup>1)</sup>やトーリック回折波面をレンズレスフーリエ変換型ホログラムの再生波面を基準にして検査する方法<sup>2)</sup>が報告されている。これらの方法では、検査精度が光学系の設定精度や被検波面の形状に大きく左右される。

一方、平面格子の検査では、周知のトワイマン・グリーン干渉計を用いる方法<sup>3)</sup>の他に、おもに粗い格子間隔の平面格子に対して、縦方向反転シャリング干渉法<sup>4)</sup>または共役波面干渉法<sup>5)</sup>と呼ばれる、格子線の変位量を高感度に測定する方法が知られている<sup>6)</sup>。これはコヒーレントな二つの平行光を格子に対称に入射させ、同一方向に生じる対称次数の回折光を干渉させる方法である。

以下では、上記の高感度干渉法が凹面格子に対しても成立することを示し、これを用いる凹面格子の新しい検査法について述べ、その検査の実験結果について報告する。この検査法では、光学系の設定が容易であり、被検

波面の形状を考慮する必要がないため、高精度の検査が可能となる。

## 2. 検査方法

凹面格子 (曲率半径  $R$ , 格子定数  $\sigma_0$ ) に座標系  $O-\xi\eta\zeta$  を次のように設ける: 原点は格子中心  $O$  に、 $\zeta$  軸は  $O$  における法線とし、 $\xi$  軸と  $\eta$  軸はそれぞれ刻線方向に垂直と平行にとる。Fig. 1 において、 $S$  は理想の格子面を、 $S'$  は実際の格子面を示す。  $S$  上の任意の点を  $P(\xi, \eta, \zeta)$ 、これを  $\zeta$  軸方向に投影した  $S'$  上の点を  $Q$ 、 $PQ = d(\xi, \eta)$  とする。また、 $S'$  上の点  $P'$  は、 $P$  を通る  $\xi-\zeta$  面に平行な面内にあり、 $S$  上の  $P$  に対応する点とし、変位  $PP'$  の  $\xi$  軸方向の成分を  $g(\xi, \eta)$  とする。ここで、 $d$  でブラッグ誤差、 $g$  を刻線誤差と呼ぶことにする。この凹面格子に平行光線が入射するものとし、格子面  $S'$  上の点  $Q$  における回折光の位相を考える。入射光線の方向余弦 (光線の進む向きと反対向きの単位ベクトルの座標成分) を  $(L, M, N)$ 、 $Q$  の対応点  $P$  における  $m$  次回折光線の方向余弦 (光線の進む向きの単位ベクトルの方向余弦) を  $(L', M', N')$ 、 $P$  での格子溝番号を  $n$ 、 $Q$  でのそれは

刻線誤差  $g$  のために  $\delta n$  だけ増加するものとする。このとき、Q における  $m$  次回折光の位相は、P における位相とそれの、P が Q に移動したことによる増分との和として次式で表される。

$$\phi(L, M, N; m) = k \{ (L\xi + M\eta + N\zeta - m\lambda n) + (N\Delta - m\lambda\delta n) \} \quad (1)$$

ここで、 $\lambda$  は入射光の波長、 $k = 2\pi/\lambda$ 、 $\zeta = R - \{R^2 - (\xi^2 + \eta^2)\}^{1/2}$ 、 $n = \xi/\sigma_0$ 、 $\delta n = -g/\sigma_0$ 、 $\Delta$  と  $g$  は原点で 0 とする。なお、 $m$  次回折面は誤差  $\Delta$  と  $g$  のために、これらが 0 のときの波面に比べて、 $(N + N')\Delta + (m\lambda/\sigma_0)g$  だけ歪むことに注意する。

次に、凹面格子にコヒーレントな二つの平行光線が入射したときの、対応する対称次数の回折光間の干渉を考える。入射光線の方法は凹面格子の刻線方向 ( $\eta$  軸方向) にほぼ垂直であるとし、それぞれの入射光線の方法余弦を  $(L_1, M_1, N_1)$  と  $(L_2, M_2, N_2)$  とする。ここで、 $M_1 \approx 0$ 、 $M_2 \approx 0$  である。それぞれの入射光線に対応する  $m$  次、 $-m$  次回折光の、 $S'$  上の点 Q (Fig. 1) における位相  $\phi_1, \phi_2$  は (1) 式を用いて

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \phi(L_1, M_1, N_1; m), \\ \phi_2 &= \phi(L_2, M_2, N_2; -m) \end{aligned} \quad (2)$$

と書けるから、Q における、二つの回折光の干渉による強度は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} I &= |\exp i\phi_1 + \exp i(\phi_2 + \delta_0)|^2 \\ &= 2 + 2\cos \left[ k \left\{ \left( L_2 - L_1 + \frac{2m\lambda}{\sigma_0} \right) \xi + (M_2 - M_1) \eta \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (N_2 - N_1) \zeta + (N_2 - N_1) \Delta(\xi, \eta) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{2m\lambda}{\sigma_0} g(\xi, \eta) \right\} + \delta_0 \right] \end{aligned} \quad (3)$$

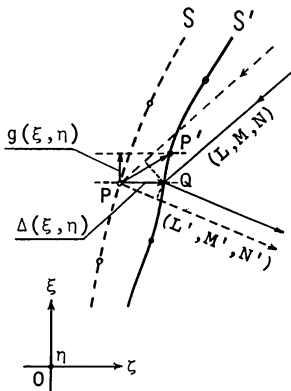


Fig. 1 Schematic diagram for calculating the phase change caused by grating defects. S and S' represent the ideal and real grating surfaces, respectively;  $g(\xi, \eta)$  is the ruling error, and  $\Delta(\xi, \eta)$  is the blank error.

ここで、簡単のため、それぞれの回折光の振幅は 1 とする;  $\delta_0$  は原点における二つの回折光の位相差である。

入射光線の方法余弦の間に、 $L_2 = -L_1 = -m\lambda/\sigma_0$ 、 $M_2 = M_1$ 、 $N_2 = N_1$  の関係が成立すれば (3) 式は次のようになる。

$$I = 2 + 2\cos \left\{ -k \frac{2m\lambda}{\sigma_0} g(\xi, \eta) + \delta_0 \right\} \quad (4)$$

このような対称入射では、格子に欠陥がなければ格子上の任意の点において、 $m$  次と  $-m$  次回折光線の方法余弦  $(L_1', M_1', N_1')$  と  $(L_2', M_2', N_2')$  は一致し (付録参照)、二つの回折面は正確に重なる; 格子に誤差  $\Delta$  と  $g$  が存在するとき、 $m$  次回折面は  $(N_1 + N_1')\Delta + (m\lambda/\sigma_0)g$  だけ、 $-m$  次回折面は  $(N_2 + N_2')\Delta - (m\lambda/\sigma_0)g$  だけ歪み、 $N_2 = N_1$ 、 $N_2' = N_1'$  であるから両波面間の収差は  $-2(m\lambda/\sigma_0)g$  となる。こうして、(4) 式は二つの回折面間にティルトのない干渉縞を示す。また、入射光線の方法余弦が  $N_2 = N_1$  を満しながら対称入射の方法からわずかに変化するとき、(3) 式は次のように表される。

$$I = 2 + 2\cos \left[ k \left\{ \delta L \cdot \xi + \delta M \cdot \eta - \frac{2m\lambda}{\sigma_0} g(\xi, \eta) \right\} + \delta_0 \right] \quad (5)$$

ここで、 $\delta L = L_2 - L_1 + 2m\lambda/\sigma_0$ 、 $\delta M = M_2 - M_1$ 。(5) 式は二つの回折面間に  $\xi$  軸方向に  $\delta L$ 、 $\eta$  軸方向に  $\delta M$  のティルトの入った干渉縞を示す。対称入射の近傍において  $N_2 \neq N_1$  となる場合には、みかけの収差  $(N_2 - N_1)\zeta \approx \{(N_2 - N_1)/2R\}(\xi^2 + \eta^2)$  に注意する。以上のようにして、(4)、(5) 式が示すように、刻線誤差による波面の歪みが、ブランク誤差によるそれから分離され、2 倍の感度で検出される。

直線溝の収差補正型凹面格子<sup>7)</sup> (曲率半径  $R$ ) の場合には、点 P ( $\xi, \eta, \zeta$ ) における格子溝番号  $n$  を刻線パラメータ  $b_2, b_3, b_4$  を用いて次式で表す。

$$n = \frac{1}{\sigma_0} \left( \xi + \frac{b_2}{R} \xi^2 + \frac{b_3}{R^2} \xi^3 + \frac{b_4}{R^3} \xi^4 \right) \quad (6)$$

ここで、 $\sigma_0$  は原点における格子定数である。二つの平行光線の対称入射  $L_2 = -L_1 = -m\lambda/\sigma_0$ 、 $M_2 = M_1$ 、 $N_2 = N_1$  に対して、(3) 式の干渉縞の位相項は (6) 式を用いると次のように表される。

$$k \left( \frac{2m\lambda}{\sigma_0} \right) \left\{ \left( \frac{b_2}{R} \xi^2 + \frac{b_3}{R^2} \xi^3 + \frac{b_4}{R^3} \xi^4 \right) - g(\xi, \eta) \right\} + \delta_0 \quad (7)$$

ここで、 $\xi^2, \xi^3, \xi^4$  項は従来型凹面格子から見ると刻線誤差に相当し、低収差結像を実現するために故意に与えられたもので、これらの係数は比較的大きな値をもつ。

### 3. 実験結果

Fig. 2 は実験に用いた光学系を示す。凹面格子  $G$  は所定の角をなす二つの平行光線で照明し、その刻線方向がこれら光線の方に垂直になるようにし、それぞれの入射光線に対応する  $+1$  次と  $-1$  次の回折光が重なるように調整する。干渉縞はレンズ  $L_p$  のピントを  $G$  の格子面に合わせ、フィルム面  $F$  上に撮影する。光源には

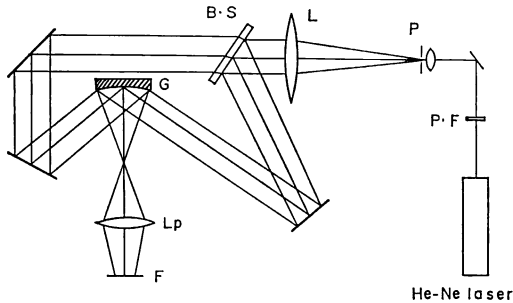


Fig. 2 Experimental setup.  $G$ : concave grating under test,  $L_p$  and  $F$ : photographic lens and film,  $B.S.$ : beam splitter,  $L$ : collimator lens,  $P$ : spatial filter,  $P.F.$ : polarization filter. The He-Ne laser used is of an internal mirror type.

He-Ne レーザー (内部鏡型,  $\lambda=0.6328 \mu\text{m}$ ) を用いた。

Fig. 3 はボシュロム製凹面格子 (被検面=40 (W)×30 (H) mm<sup>2</sup>,  $R=498.1 \text{ mm}$ ,  $\sigma_0=1/1200 \text{ mm}$ ) の検査の実験結果を示す。Fig. 3 (a) はティルトのない場合の干渉縞で、輪帯状のターゲットパターンや明暗が交互に並んだ、刻線方向のストライプが観察される。Fig. 3 (b) は  $\eta$  軸方向にティルトの入った、刻線に垂直な干渉縞であり、直線状の縞上にターゲットパターンやストライプに対応する歪みが重なり、微細な周期誤差の存在が認められる。

実験ではビームスプリッター  $B.S$  および反射ミラーは高精度のものを使用した。コリメーターレンズ  $L$  は有合せのものを用いたため、得られる平面波面の精度はあまり良くない。レンズ  $L$  の収差の影響をできるだけ少なくするために、二つのビームの光路差を小さくし、レンズに張った十字線の影が格子面で一致するようにした。Fig. 4 はこうして得た干渉縞であり、Fig. 4 (a) は  $\eta$  軸方向にティルトの入った干渉縞を、Fig. 4 (b) は  $\xi$  軸方向にティルトの入った干渉縞を示す。Fig. 4 (b) に見られる大局的な縞の曲りは、調整誤差  $N_2 \neq N_1$  によるみかけの収差を含めたデフォーカス状の収差に起因す

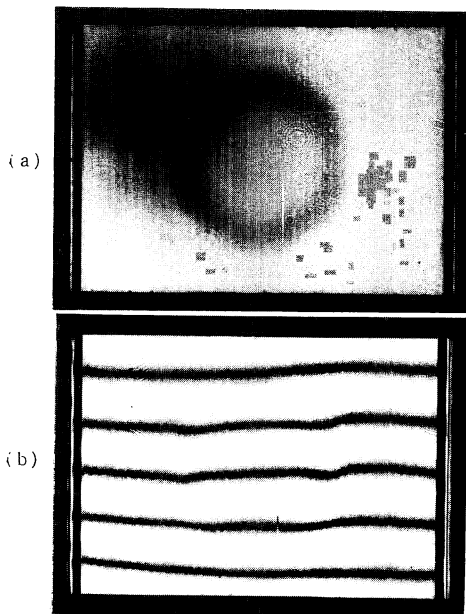


Fig. 3 Interferograms of a conventional concave grating. (a) without tilt; target patterns and stripes are found. (b) with tilt given so that fringes are perpendicular to rulings; small periodic errors appear as ripply fringes corresponding to the stripes in (a).

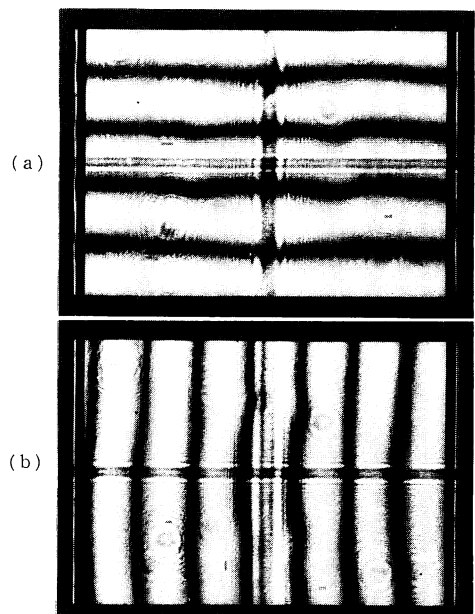


Fig. 4 Interferograms of the same grating as in Fig. 3. (a) fringes perpendicular to rulings. (b) fringes parallel to rulings. To reduce the effect of aberrations of the collimator lens, adjustment was made in which the shadows of a cross string on the lens, projected on the grating surface through each beam, coincided.

るものである。

Fig. 5 は瀬谷-波岡型モノクロメーター用の日立製作所製収差補正型レプリカ凹面格子(被検面=38(W)×27(H) mm<sup>2</sup>, R=400 mm,  $\sigma_0=1/600$  mm,  $b_2=0.947122 \times 10^{-2}$ ,  $b_3=0.20925$ ,  $b_4=-0.2184$ )の検査の実験結果を示す。Fig. 5 (a)の干渉縞は、縞方向が刻線に平行になるように調整して得たものであり、Fig. 5 (b)の干渉縞は、さらに $\eta$ 軸方向にティルトを加えて得たものである。これらの干渉縞には、この凹面格子の刻線機構から予想されるように<sup>7)</sup>、ターゲットパターンや周期誤差による歪みは観察されない。Fig. 5 (a)の下端における干渉縞の曲りは、格子溝の直線性の誤差を示している。

ここで、Fig. 5の干渉縞を用いて刻線パラメータの値を推定してみる。Fig. 5 (a)の干渉縞の位相項は、縞が刻線に平行であることから、(7)式に $\xi$ 軸方向のティルト $\delta L$ による位相項 $k\delta L \cdot \xi$ を加えたもので表される。簡単のため、(7)式において、 $g$ は $\xi$ だけに依存し、刻線パラメータの誤差に起因するものとし、実際の刻線パラメータの値を $b_i'$ とする。こうして、Fig. 5 (a)の干渉縞の位相項は次式で表される。

$$\delta_0 + k \left\{ \delta L \cdot \xi + \frac{2m\lambda}{\sigma_0} \left( \frac{b_2'}{R} \xi^2 + \frac{b_3'}{R^2} \xi^3 + \frac{b_4'}{R^3} \xi^4 \right) \right\} = 2\pi p \quad (8)$$

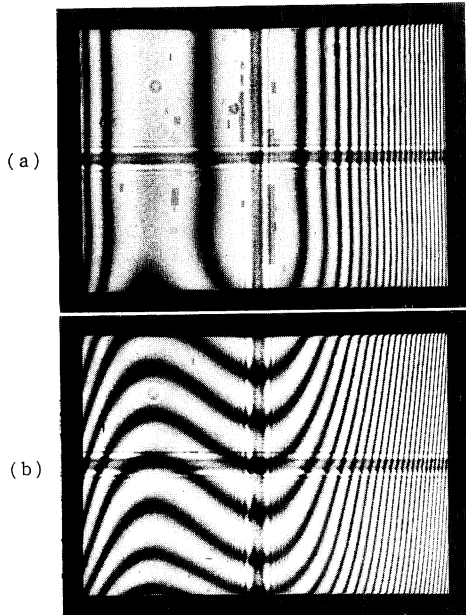


Fig. 5 Interferograms of an aberration-corrected concave grating. (a) fringes parallel to rulings. (b) fringes when tilt was added in the direction of the  $\eta$  axis.

ここで、 $m=+1$ ,  $p$ は縞次数である。(8)式の $b_2'$ ,  $b_3'$ ,  $b_4'$ の値を求めるには、 $\xi$ 軸近傍における縞位置と縞次数を与え、これらを最小二乗法を用いてあてはめればよい。その結果、 $\delta L = -0.5136 \times 10^{-6}$ ,  $b_2' = 0.972440 \times 10^{-2}$ ,  $b_3' = 0.20860$ ,  $b_4' = -0.2814$ となり、これらの刻線パラメータの値は設定値 $b_i$ とよく一致していることがわかる。ここで、Fig. 5 (a)の中央における3本の粗い縞の中間点(Fig. 5 (b)で極値を示す位置)での縞次数も考慮し、それをFig. 5 (b)を用い補間によって求めた。

#### 4. おわりに

平面変形格子測定用の高感度干渉法が、凹面格子に対しても成立することを示し、それを利用する凹面格子の新しい検査法について述べ、従来型および収差補正型凹面格子に対して検査の実験を行い、この方法が刻線精度の検査法として有効であることを確かめた。この検査法の利点は、刻線誤差がブランク誤差から分離され、2倍の感度で検出されること、また、光学系の設定が容易であり、被検波面の形状が関係しないために、高精度の検査が行えることである。

今後、さらに曲線溝凹面格子への適用や縞解析法の導入なども検討したい。

最後に、ご鞭撻をいただいた、波岡武東北大学名誉教授と本学の後藤克也教授に謹んで感謝いたします。また、収差補正型凹面格子を提供して下さった、日立製作所の原田達男、喜多敏昭両博士に厚くお礼申し上げます。

#### 文 献

- 1) K.G. Birch: "Interferometric examination of the ruling errors of a concave grating," J. Sci. Instrum., **43** (1966) 243-245.
- 2) S. Morozumi: "Toric-wavefront testing holographic interferometry for concave gratings," Appl. Opt., **23** (1984) 3082-3090.
- 3) G.W. Stroke: "Interferometric measurement of wave-front aberrations in gratings and echelles," J. Opt. Soc. Am., **45** (1955) 30-35.
- 4) O. Bryngdahl: "Longitudinally reversed shearing interferometry," J. Opt. Soc. Am., **59** (1969) 142-146.
- 5) K. Matsumoto and M. Takashima: "Phase-difference amplification by nonlinear holograms," J. Opt. Soc. Am., **60** (1970) 30-33.
- 6) たとえば、J.C. Wyant, P.K. O'Neill, and A.J. MacGovern: "Interferometric method of measuring plotter distortion," Appl. Opt., **13** (1974) 1549-1551.
- 7) T. Harada and T. Kita: "Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings," Appl. Opt., **19** (1980) 3987-3993.

8) W. T. Welford: "Tracing skew rays through concave diffraction gratings," Opt. Acta, 9 (1962) 389-394.

## 付 録

Fig. 1 に示す座標系で, 凹面格子 (曲率半径  $R$ , 格子定数  $\sigma_0$ ) 上の点  $P(\xi, \eta, \zeta)$  における, 入射光線 (波長  $\lambda$ ) の方向余弦  $(L, M, N)$  と  $m$  次回折光線の方向余弦  $(L', M', N')$  との関係は, Welford の光線追跡の方法<sup>8)</sup>から次式で与えられる.

$$\begin{aligned} L' &= -L + K\xi + \frac{m\lambda}{\sigma_0}, & M' &= -M + K\eta, \\ N' &= -N - K(R - \zeta) \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

ここで,  $K$  は  $L, M, N; m$  の関数として次式で表される.

$$\begin{aligned} K(L, M, N; m) &= \frac{1}{R^2} \{-a - (a^2 - R^2 b)^{1/2}\} \quad (\text{A2}) \\ a &= \left(-L + \frac{m\lambda}{\sigma_0}\right)\xi - M\eta + N(R - \zeta) \end{aligned}$$

$$b = -2L\left(\frac{m\lambda}{\sigma_0}\right) + \left(\frac{m\lambda}{\sigma_0}\right)^2$$

点  $P$  において, それぞれ方向余弦  $(L_1, M_1, N_1)$  と  $(L_2, M_2, N_2)$  をもつ二つの入射平行光線に対応する  $m$  次と  $-m$  次回折光線の方向余弦  $(L_1', M_1', N_1')$  と  $(L_2', M_2', N_2')$  は (A1) 式を用いて次式で与えられる.

$$\begin{aligned} L_1' &= -L_1 + K_1\xi + \frac{m\lambda}{\sigma_0}, & M_1' &= -M_1 + K_1\eta, \\ N_1' &= -N_1 - K_1(R - \zeta) \\ L_2' &= -L_2 + K_2\xi - \frac{m\lambda}{\sigma_0}, & M_2' &= -M_2 + K_2\eta, \\ N_2' &= -N_2 - K_2(R - \zeta) \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

ここで, (A2) 式を用いて,  $K_1 = K(L_1, M_1, N_1; m)$ ,  $K_2 = K(L_2, M_2, N_2; -m)$  とおく. 二つの平行光線の方向余弦の間には,  $L_2 = -L_1 = -(m\lambda/\sigma_0)$ ,  $M_2 = M_1$ ,  $N_2 = N_1$  の関係があるとき, 格子上的任意の点  $P$  において, (A2) 式から  $K_1 = K_2$ , したがって, (A3) 式から明らかに  $L_2' = L_1'$ ,  $M_2' = M_1'$ ,  $N_2' = N_1'$  が成立する.