

超精密光学平面の平面度の測定

伊 藤 進 一*

Accurate Testing Methods of Optical Plates

Shin-ichi ITOH

Two types of testing methods of accurate optical plates are proposed and experimentally examined. They are developed in connection with Fabry-Perot etalons which are used as a monochrometer in Brillouin scattering experiment. Parallelism and relative flatness of etalons are defined so that they are independent quantities each other. The first method proposed is a photographic testing one with a multilens and it is shown that this system can determine the relative flatness to an accuracy of about $\lambda/1000$, here $\lambda=6328 \text{ \AA}$. The second method is a pressure scanning and photoelectric detection method using a multilens and a microcomputer. The accuracy obtained by this system is higher than the accuracy obtained by the photographic method.

1. はじめに

物質中の音波の速度と減衰定数の測定に用いられるブリルアン散乱法は、ファブリ・ペローチ渉計のマルチパス化により飛躍的にその測定可能な領域を拡大した¹⁾。それに伴って分光素子であるエタロンの平面性に対する要求も次第に高いものになってきているが、現状では $\lambda/100$ 程度の平面度を十分な精度で簡単に測定する手段は見当らない。ここで λ は光の波長である。

本報告では、この目的のために開発した $\lambda/1000$ の精度で平面度の測定が可能なマルチ・レンズを用いた写真計測法と圧力掃引光電計測法の要点について述べる。

2. 平行度と平面度の定義

エタロンは2枚の光学平面を向い合わせたものであり、その対向する面は $\lambda/100$ 以上の超精密平面になっている。この2枚の平面は、同様の精度で平行に保たれている。平行な状態にするには、例えば、長さが $\lambda/10$ 程度の精度でそろっている3本の円柱をスペーサーとして用い大体の平行度を出してから $\lambda/100$ の平行度まで持っていく。(スペーサーの材質は、熔融石英かインバーである)。このためエタロンの平行の状態は、調整毎にわずかに異なっている。そこでエタロンの平行度と平面度を独立な量として定義する。このような平面度は各エタロンに固有な量となるので評価量として採用することができる。

そのために、まず単一の光学平面上に基準点として3点を取り、そこを通る数学的平面を考え基準面とする。光学平面上の p 点における実際の面とこの基準面の偏差を $d(p)$ とし、多数の点につ

* 写真工学科助教授
昭和56年10月19日受理

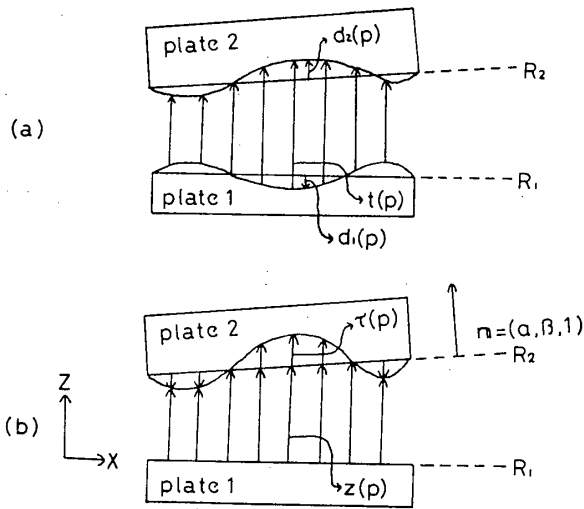


Fig. 1 Definitions of parallelism and relative flatness of an etalon.

いての偏差の組 $\{d(p)\}$ を単一の光学平面に対する絶対平面度と定義する。次にエタロンのように2枚の光学平面 1, 2 を向い合せた場合について考える (Fig. 1 (a)). このとき基準点を対向にする平面上の向い合った3点上にとり, それぞれの光学平面上に数学的平面を定義する。これらを基準面 R_1, R_2 と呼ぶことにする。もしエタロンのように相対的間隔だけが意味を持つときには簡単のために Fig. 1 (b) のように考えてもよい。平面 R_1 の上に x, y 軸を, それに垂直に z 軸をとり, その原点を光学平面 1 の中心にとる。そして R_2 平面の単位法線ベクトル $\mathbf{n}=(\alpha, \beta, 1)$ をとする。 $\alpha, \beta, 1$ は各方向余弦である。極めて平行性の良い場合を考えているから $r=1$ としてよい。 R_2 平面の方程式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} z(p) &= -\frac{\alpha}{r}x - \frac{\beta}{r}y + z(0) \\ &= -\alpha x - \beta y + z(0) \end{aligned} \quad (1)$$

$z(0)$ は原点における基準平面 R_1, R_2 間の距離である。ここでベクトル $\mathbf{h}=(\alpha, \beta)$ を組み合わせ平面またはエタロンの平行度と定義しよう。あるいは単にその大きさ $h=\sqrt{\alpha^2+\beta^2}$ で定義する。

次に基準面間の距離 $z(p)$ と実際の面間隔 $t(p)$ との偏差 $\tau(p)$ の組 $\{\tau(p)\}$ を相対平面度と定義する。これは各平面の絶対平面度 $\{d_1(p)\}, \{d_2(p)\}$

の和でもある。

$$\begin{aligned} \tau(p) &= z(p) - t(p) \\ &= d_1(p) + d_2(p) \end{aligned} \quad (2)$$

このように定義された相対的平面度は, 平行度とは独立な量であることは明らかであり, その意味で基準化された相対的平面度と呼ぶことができる。実際にこれらの量をどのようにして高い精度で測定するかを次に述べよう。

3. マルチレンズによる写真計測法²⁾

拡散したレーザー光を, 高反射率を持つ膜をつけたエタロンに入射すると多重干渉の結果エタロン背後に置かれた凸レンズの焦平面上に干渉縞が同心円状に生ずる。この干渉リングの直径を測定することにより平行度と平面度を定めることができることを次に示そう。

エタロンに入射した光波が, 点 p を中心とする微小領域で繰り返し反射をおこし, その度毎にその一部の光が透過し, 一連の次第に振幅の減少する光波がエタロンの背後にあらわれる。これらが干渉してリングを形成する。この一連の光波のうち隣り合う振幅を持つ光波間の光路差は

$$\Delta l(p, \theta) = 2t(p) \cos \theta(p) \quad (3)$$

である³⁾。ここで $\theta(p)$ はエタロンの法線と光線のなす角度である。強め合って明るい干渉縞の生ずる条件は, 干渉の次数 M を用いて次式であらわされる。

$$\Delta l(p, \theta) = M\lambda \quad (4)$$

M 次の干渉の結果射出した光の方向を $\theta(p) = \theta_M(\theta)$ とすると, (4), (5) 式より面間隔は

$$t(p) = \frac{M\lambda}{2 \cos \theta_M(p)} \quad (5)$$

であらわされる。 $\theta_M(p) \ll 1$ が成立していると

$$\begin{aligned} t(p) &\doteq \frac{M\lambda}{2 \left(1 - \frac{\theta_M^2(p)}{2}\right)} \\ &\doteq \frac{M\lambda}{2} + \frac{M\lambda}{4} \theta_M^2(p) \\ &= t_M + \frac{t_M}{2} \theta_M^2(p), \quad t_M = \frac{M\lambda}{2} \end{aligned} \quad (6)$$

である. 干渉次数が1増すと, $\lambda/2$ だけ第1項は増加し第2項は減少する. したがって第2項の最小値は

$$\Delta t(p) \equiv \frac{t_M}{2} \theta_M^2(p) \quad (7)$$

$$t(p) = t_M + \Delta(p)$$

とおくと, 次の範囲にある.

$$0 \leq \Delta t(p) < \frac{\lambda}{2} \quad (8)$$

これに対応する $\theta_M(p)$ は, 凸レンズの焦点平面上に最小径の干渉リングを与える. このリングの直径 $D_M(p)$ とレンズの焦点距離 f の間には次の関係式が成立する.

$$D_M(p) = 2f\theta_M(p) \quad (9)$$

これと(9)式より, 次の式を得る.

$$\Delta t(p) = \frac{t_M}{8f^2} D_M^2(p) \quad (10)$$

ところで2節で定義された平行度と平面度を決定するには, $\{t(p)\}$ の代りに $\{\Delta t(p)\}$ を用いてもよく, これはエタロン上の多数の領域における干渉縞の直径を測定することによって(10)式を用いて求められる. ここで最小径のリングに着目した理由のひとつは, 測定感度が最大だからである.

多数の領域における干渉縞を瞬間的に記録するためにマルチレンズを用いた写真システムを製作した. これにより1点ずつ多数の領域を長時間かけて測定する場合に生ずるエタロンの平行, 平面

の状態の変化と, レーザー光波長の変動の影響を取り除くことが出来, 高い信頼性が期待できる. このシステムは Fig. 2 に示すような構成をしている. マルチレンズは 61 個の単レンズを蜂の巣状に配列してある. 焦点距離は 148 mm, レンズの直径は約 6.5 mm である. レンズは平面ガラス上に貼り付けてある. この平面ガラスとフィルム面は十分な精度で平行になっていることによって, 各単レンズの焦点距離に多少の相異があっても干渉リング直径に与える影響は無視できる. 拡散板は, レーザー光にわずかな拡散を与えて, 最小径リングへ十分な光量が集中すると同時に, 干渉リングが非対称にならないだけの拡散率になるように適当な2枚の拡散板を組み合わせ用いている. スペクトラムアナライザーは, レーザースペクトルの監視用である. 出力が約 0.5 mW の He-Ne レーザーを用い, 露光時間は1秒以下である.

高い精度で干渉縞の直径を測定するためには, スペーサーの長さ, エタロンの反射率, レーザーの共振器長, $\Delta t(p)$ の値の範囲等を適当な値に選ぶ必要があるが, その議論はここでは行なわない. 今回の実験の各パラメーターの値は, 11.00 mm, 反射率=約 95%, 共振器長=約 30 cm, $\Delta t(p) = 0.01 \sim 0.06 \lambda$ である. フィルムに記録した干渉縞の直径 $D(p)$ は, コンパレーターにより測定した. $D(p)$ は, 約 0.3 mm から 0.8 mm に分布している. 測定の再現性を調べるために, まず同

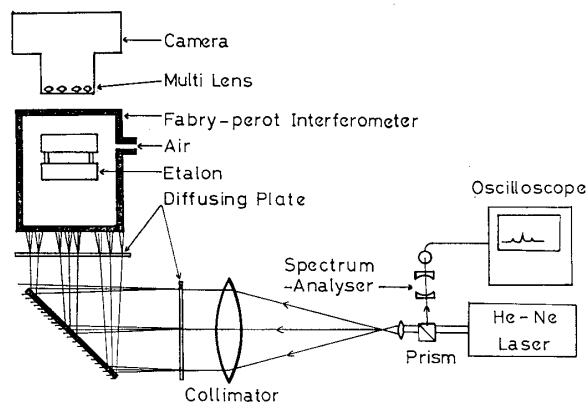


Fig. 2 Experimental setup of the photographic method.

Table 1 Relative flatness of an etalon with different parallelisms measured by the photographic method.

	parallelism ($\frac{0.001\lambda}{\text{cm}}$)			flatness $\tau(p) (\frac{\lambda}{1000})$				
	α	β	$ \alpha, \beta $	1	2	3	4	5
1	16.5	1.1	16.54	1.4	-2.3	-4.0	-3.6	-2.8
2	16.3	1.2	16.34	1.1	-2.5	-3.7	-3.0	-2.3
3	16.7	1.3	16.75	0.9	-2.7	-3.7	-3.2	-2.8
4	18.0	1.6	18.01	0.9	-3.2	-3.8	-2.3	-2.8
5	17.9	1.6	17.97	1.1	-3.2	-3.6	-2.6	-2.6
6	17.8	1.6	17.87	0.8	-3.2	-4.1	-2.6	-2.7
7	17.5	1.6	17.57	0.9	-3.2	-4.0	-2.5	-2.7
$\tau(p)$				1.01	-2.90	-3.84	-2.74	-2.67
σ				0.20	0.37	0.20	0.56	0.17

一の干渉リング像の直径を繰り返し測定し、その値のばらつきを求めたところ、 $\Delta t(p)$ に換算して約 $\lambda/2000$ であった。ここで $\lambda=6328 \text{ \AA}$ である。次にエタロンの平行度を変化させて撮影を行ない、基準点及び他の4点について干渉縞の直径の測定をして得た平面度の値を Table 1 に示す。平面度の値のばらつきは、各点において標準偏差で約 $\lambda/1000$ である。このように平行度に関係なあるエタロンに固有な量としての平面度を高い精度で決定することができた。エタロン上の 61 ケ所の領域について決定された相対的平面度の例を Fig. 3 に示す。

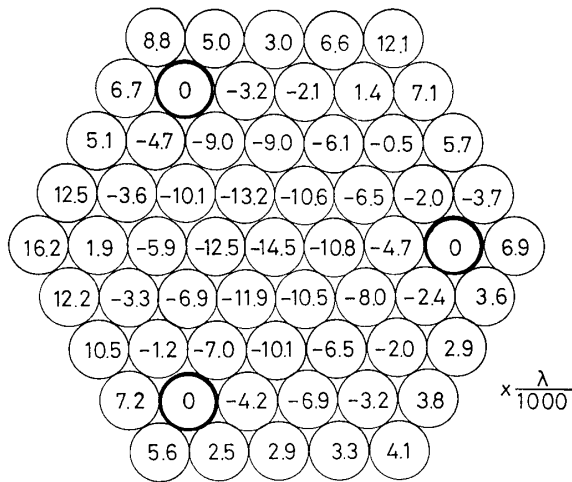


Fig. 3 Relative flatness of an etalon measured by the photographic method.

この写真計測法の長所は、装置が簡単でしかも十分な精度を得られる点にあるが、反面、撮影—現像—編計測—計算の一連の手続きのために最終結果を得るのに数時間を必要とする欠点がある。そこでこの点を改善するために次のマイクロコンピュータを用いた、圧力掃引光電測光システムを考案、製作した。

4. 圧力掃引光電計測法⁴⁾

エタロンをファブリ・ペロー干渉計容器に入れる。レーザー光は、エタロンの有効径程度の平行光とし、写真法とは異なり拡散させずに、直接エタロンに垂直入射させて、容器の空気圧 A を零から次第に増加させる。すると空気密度の増加に伴

い、次式のようにエタロン間のレーザー光の波長が変化する。

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} = \frac{\lambda_0}{1 + \alpha A} \quad (11)$$

ここで λ_0 は真空中の波長、 n は空気の屈折率、 α は定数である。すると点 P における光路差 $l(p)$ が波長の整数倍になるときに光は、エタロンを透過する。すなわち

$$\begin{aligned} l(p) &= 2n(p)t(p) \\ &= (1 + \alpha A_1(p)) \cdot (M+1)\lambda_0 \end{aligned} \quad (12)$$

ここで $n_1(p)$, $A_1(p)$ は点 P において干渉次数 $(M+1)$ の光が透過するときの空気の屈折率と圧力である。(12) 式より点 P のエタロン間隔は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} t(p) &= \frac{\lambda_0}{2n(p)}(M+1) \\ &= \frac{\lambda_0}{2(1 + \alpha A_1(p))}(M+1) \end{aligned} \quad (13)$$

ここで $A_1(p) < 1$ で $\alpha \doteq 0.003$ だから、 $t(p)$ は次のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} t(p) &\doteq \frac{\lambda_0}{2}(M+1)(1 - \alpha A_1(p)) \\ &= t' - \alpha \cdot t' A_1(p), \quad t' \equiv \frac{M+1}{2} \lambda_0 \end{aligned} \quad (14)$$

すると

$$\Delta t_1'(p) = -\alpha t' A_1(p) \quad (15)$$

は、圧力が零のときにはエタロン外部にあり、基準平面 R_1 から $(M+1)\lambda_0/2$ の距離にある平面から測った P 点における光学平面 2 の位置である。

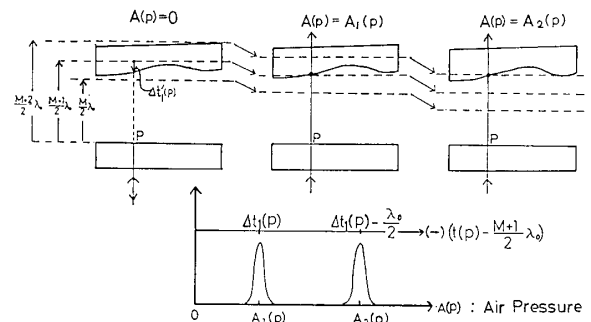


Fig. 4 Principle of the pressure scanning and photoelectric detection method.

(Fig. 4). $\Delta t'(p)$ は、写真法における $\Delta t(p)$ の役割を果たしている。また干渉次数が $(M+2)$ 次の光が透過するときの圧力を $A_2(p)$ とすると、次の関係が良い近似で成立する (Fig. 4 参照)。

$$\Delta t'(p) : \lambda_0/2 = A_1(p) : (A_2(p) - A_1(p)) \quad (16)$$

したがって、

$$\Delta t'_1(p) = -\frac{\lambda_0}{2\Delta A} A_1(p),$$

$$\Delta A = A_2(p) - A_1(p) \quad (17)$$

となる。この式は (15) 式よりも利用しやすく、測定における基本式である。

以上の原理によってエタロン上の各点の $\Delta t'(p)$ を求めるために、やはりマルチレンズをファブリ・ペロー干渉計の後に置いた。その各単レンズの焦点の位置のフォトランジスタにピンホールを通して光を導き、圧力変化に伴う透過光量を電氣量に変換した。この場合のマルチレンズは 31 個の単レンズから成っている。測定を自動化するために、これらの電氣信号と圧力計の出力は、32 チャンネルの A/D コンバーターを持つマイクロ・コンピューターに取り入れられた。これらのデータは掃引終了後、処理されて透過圧力の算出、 $\Delta t'_1(p)$ 、基準平面の決定が行なわれ、相対的平面度が求められた (Fig. 5)。

この測定を同一のエタロンに対して行ない、相対的平面度のばらつきを求めたところ約 $\lambda/3000$ であり、写真法の測定精度を上回る結果を得た (Table 2)。

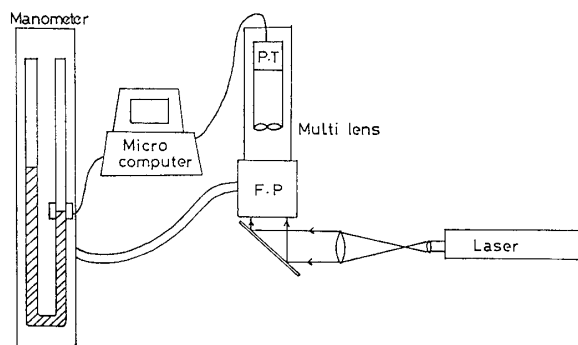
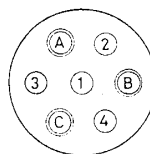


Fig. 5 Experimental setup of the pressure scanning and photoelectric detection method.

Table 2 Relative flatness of an etalon with different parallelisms measured by the pressure scanning and photoelectric detection method.



	$\Delta t(P) (\frac{\lambda}{1000})$			Parallelism ($\frac{0.01\lambda}{cm}$)			flatness $\tau(p) (\frac{\lambda}{1000})$			
	A	B	C	α	β	$ (\alpha, \beta) $	1	2	3	4
1	63.3	41.6	56.7	4.0	-1.2	4.2	-13.3	-5.8	-6.7	-7.0
2	70.3	50.9	52.0	2.2	-3.4	4.1	-12.1	-6.8	-5.9	-5.3
3	15.5	21.4	42.8	1.7	5.1	5.4	-4.5	-6.0	-5.9	-6.5
4	91.0	73.3	71.5	1.7	-3.7	4.0	-13.4	-6.9	-4.8	-6.5
5	88.9	72.0	78.1	2.5	-2.0	3.2	-13.3	-8.4	-4.1	-8.3
$\overline{\tau(p)}$							-13.3	-6.8	-5.5	-6.7
σ							0.9	1.0	1.0	1.1

5. 結 論

以上の2通りの平面測定法は、 $\lambda/1000$ ないし、それ以上の測定精度を持っていることを示すことができたが、この値はエタロンの検定用としては十分である。特に圧力掃引光電測法は、測定時間が 20 分程度であり写真法の欠点を克服しているので実用的な意味を持っていると考えられる。

なおここで得られた面間隔に関する量 $\Delta t(p)$ 、 $\tau(p)$ 等は、単一レンズの面積程度の領域に関する平均的な量であると解釈する必要がある。その他紙面の都合で論じなかった点もいくつかあり、また基礎的データも十分に示すことができなかったことをお断わりしておく。

またこれらの方法は、高精度の絶対平面度の決定にも応用でき、その平面は高精度平面原器として用いることができる⁵⁾。

6. 謝 辞

この研究の開始当初より暖かい励ましの言葉をいただきました故林一男東京工芸大学名誉教授に心からの感謝を捧げます。

文 献

- 1) 中村, 中田編, 試料の作成と加工 (共立出版) p. 560.
- 2) 第 25 回応用物理関係連合講演会予稿集.
- 3) M・ボルン, E・ウォルフ: 光学の原理 II (草川, 横田訳) p. 509.
- 4) 第 27 回応用物理関係連合講演会予稿集.
- 5) 第 26 回応用物理関係連合講演会予稿集.