

Echtzeitinterferometer für die Optikprüfung

J. SCHWIDER, R. BUROW, K. E. ELBNER, K. FÖLLMER, J. GRZANNA, R. SPOLACZYK,
S. WALLBURG

Zentralinstitut für Optik und Spektroskopie der Akademie der Wissenschaften der DDR.

K. MERKEL

Kombinat VEB Carl Zeiss, Jena, DDR.

Es wird ein Echtzeitinterferometer beschrieben, bei dem die Intensitäten für verschiedene Werte der Referenzphase zur Bestimmung der Prüflingsphase benutzt werden (Phasen-Sampling-Technik). Das Interferometer ist für die Prüfung optischer Komponenten und Oberflächen bestimmt. Neben dem Meßprinzip, dem experimentellen Aufbau, Hardware, Software und Meßbeispielen (ebene und sphärische Flächen, optische Systeme) werden auch einige Fehlerquellen behandelt. Das Interferometer-System präsentiert die Meßergebnisse auf einem Video-Monitor als Höhenlinien- oder Pseudo-3-D-Darstellung der Wellenaberration bzw. Flächenabweichung und als Punktbildverwaschungsfunktion, MÜF und charakteristische Größen wie Strehlsche Definitionshelligkeit, mittlere quadratische Flächendeformation RMS, Peak-to-valley-Differenz, Autokovarianz, Power-Spektrum und andere. Höhenlinien werden nach einer Meßzeit von 2 Sek. und einer Rechenzeit von etwa 20 Sek. ausgegeben. Die Reproduzierbarkeit ist besser als $\lambda/1000$.

1. Einleitung

In der Vergangenheit wurden in der Optikprüfung interferometrische Verfahren, wie Fizeau- und Twyman-Green-Interferometer, Foucault- und Ronchitest vorwiegend halbquantitativ eingesetzt [1]. Das bekannteste Beispiel hierfür ist die Probeglasprüfung [1, 2]. Die Auswertung der Interferenzbilder beschränkte sich auf die visuelle Beurteilung des Interferenzstreifenverlaufes. Das liegt einerseits daran, daß die konventionell geforderte Genauigkeit ($\lambda/10$) im großen ganzen erreicht wird, andererseits erfordert eine quantitative Auswertung des Interferenzbildes mit herkömmlichen Methoden viel Zeit (1 Tag), der Gewinn an Genauigkeit ist gering ($\lambda/20$). Heute werden Verfahren im Genauigkeitsbereich $\lambda/100$ gefordert. Das Prüfergebnis muß nach Zeiten verfügbar sein, die den Prüfzeiten der bewährten qualitativen Verfahren nahe kommen. Solche Genauigkeitsansprüche werden z.B. bei der Fertigung optischer Systeme für die Fotomikrolithographie und für die moderne Großfeld-Mikroskopoptik gestellt [3].

In den letzten Jahren wurden verschiedene Verfahren zur Auswertung von Zweistrahlinterferenzverteilungen entwickelt, die das leisten. Einen Überblick gibt [4]. Diese Verfahren sind ganz allgemein Methoden der Wellenfrontanalyse und vom Prinzip her zunächst unabhängig davon, wie die Wellenfront entstanden ist. Sie sind also auch nicht auf die Optikprüfung, d.i. die Prüfung optischer Materialien, Flächen, Komponenten und Systeme, festgelegt, sondern z.B. mit verminderter Empfindlichkeit auch für die Prüfung technischer Oberflächen geeignet. Die Optikprüfung ist allerdings gegenwärtig das Haupteinsatzgebiet.

Das trifft auch auf das im folgenden ausführlich beschriebene Phasen-Sampling-Verfahren zu, das im Zusammenhang mit einem Twyman-Green-Interferometer für die Optikprüfung, insbesondere die Prüfung optischer Oberflächen, entwickelt wurde [5].

2. Phasen-Sampling-Verfahren zur Auswertung von Zweistrahlinterferenzverteilungen

Im Interferenzbild (Koordinaten x, y) interferieren zwei kohärente Wellen, zwischen denen Phasendifferenzen bestehen. Die ortsabhängigen Anteile $\Phi(x, y)$ dieser Phasendifferenzen sind zu bestimmen. Messen kann man allerdings nur die Intensität $I(x, y)$. Für die Intensität gilt die bekannte Grundgleichung der Zweistrahlinterferometrie (z.B. [12], S. 67)

$$I(x, y) = I_0(x, y)[1 + V(x, y)\cos\Phi(x, y)]. \quad (1)$$

$I_0 = I_1 + I_2$ ist die Summe der Intensitäten I_1 der einen und I_2 der anderen Welle im Interferenzbild allein, $V = (I_{\text{MAX}} - I_{\text{MIN}})/(I_{\text{MAX}} + I_{\text{MIN}})$ ist die Sichtbarkeit (Modulationsgrad) der Interferenzstreifen mit der Maximalintensität I_{MAX} bzw. der Minimalintensität I_{MIN} .

Der Grundgedanke des Phasen-Sampling-Verfahrens ist nun folgender [6]. Die ortsabhängigen Phasendifferenzen $\Phi(x, y)$ werden um R bekannte Beträge φ_r geändert. Dann gilt für die entsprechenden ortsabhängigen Intensitäten

$$I_r(x, y) = I_0(x, y)\{1 + V(x, y)\cos[\Phi(x, y) - \varphi_r]\}. \quad (2)$$

In Gl. (2) sind I_0 , V und Φ unbekannt. I_r und φ_r sind bekannt, wenn I_r gemessen und φ_r definiert eingestellt wird. Gl. (2) ist eine transzendente, trigonometrische Gleichung für die Unbekannte Φ , aber eine algebraische für $\cos\Phi$ und $\sin\Phi$. Man kann daher aus 3 Gleichungen vom Typ (2) für 3 verschiedene φ_r die Unbekannten, insbesondere $V\cos\Phi$ und $V\sin\Phi$ und daraus die gesuchte Phasenverteilung Φ , bestimmen. Das gelingt, weil $V > 0$ ist.

Die 3 Gleichungen lassen sich einfach auflösen, wenn die φ_r günstig gewählt werden. Für $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi/2$, $\varphi_3 = \pi$ ergibt sich

$$\Phi(x, y) = \arctan \frac{2I_2 - I_1 - I_3}{I_1 - I_3} \pmod{\pi}. \quad (3)$$

Man sieht an Gl. (3), daß Φ wegen der Periodizität der Winkelfunktionen und wegen der Zweideutigkeit innerhalb einer Periode zunächst mehrdeutig ist. Die Mehrdeutigkeit läßt sich aber beseitigen. Zunächst wird $\Phi(\text{mod } \pi)$ in $\Phi(\text{mod } 2\pi)$ umgewandelt. Das gelingt mit dem Vorzeichen des Nenners N von Gl. (3). Es gilt

$$N > 0 : \Phi : = \Phi$$

$$N < 0 : \Phi : = \Phi + \pi \text{sgn } N.$$

In einem weiteren Schritt macht man sich zunutze, daß Φ eine kontinuierliche Funktion von (x, y) ist. Wenn $\Phi(\text{mod } 2\pi)$ Sprünge hat, können es also nur 2π -Sprünge sein. Diese Überlegung trifft allerdings nur zu, solange der Gradient von Φ einen Größtwert nicht übersteigt. Das Samplingtheorem [7] besagt: Der größte Gradient von Φ muß kleiner sein als $(\pi/\text{Abstand der Abtastpunkte})$. Mit dieser Einschränkung kann ein 2π -Sprung erkannt werden. Ist $|\Phi_{r+1} - \Phi_r| > \pi$, wird 2π je nach Vorzeichen von Φ_r subtrahiert bzw. addiert.

An Gl. (3) erkennt man, daß lokale Variationen der mittleren Intensität I_0 , des Modulationsgrades V oder der Empfindlichkeit des lichtelektrischen Empfängers, mit dem I_r gemessen wird, das Ergebnis nicht beeinflussen. Das ist für die praktische Durchführung des Verfahrens sehr vorteilhaft.

Drei ist die Anzahl von linear unabhängiger Gleichungen (1), die man benötigt, um Φ eindeutig bestimmen zu können. Man kann die Genauigkeit des Ergebnisses verbessern, wenn man sich überzählige Gleichungen (2) für weitere φ_r verschafft und mit den Mitteln der Ausgleichsrechnung auswertet. Eine besonders einfache Beziehung ergibt sich, wenn φ_r über m volle, gleichmäßig unterteilte Perioden ($m \geq 1$, ganz) durchgestimmt wird.

Trigonometrische Interpolation im Sinne der Gaußschen kleinsten Quadrate ergibt

$$\Phi(x, y) = \arctan \frac{\sum_{r=1}^R I_r(x, y) \sin \varphi_r}{\sum_{r=1}^R I_r(x, y) \cos \varphi_r} \pmod{\pi}. \quad (4)$$

R ist die Gesamtzahl von Schritten, die in einer oder mehreren vollen Perioden untergebracht wurden, $\varphi_r = 2m\pi(r-1)/R$.

Die geringste Anzahl von Phasenschritten φ_r , mit der bereits ein gewisser Ausgleich gemäß Gl. (4) erzielt werden kann, ist $R = 4$. Gleichzeitig wird die Beziehung, mit der Φ berechnet wird, besonders einfach. Das ist für die Auswertung mit Hilfe eines Mikrorechners günstig

$$\Phi(x, y) = \arctan \frac{I_2 - I_4}{I_1 - I_3} \pmod{\pi}. \quad (5)$$

In den Experimenten wurde bevorzugt $R = 4$ gewählt und mit Gl. (5) ausgewertet. Eine vollständige Bestimmung von Φ für alle x_i, y_i innerhalb der Interferometerapertur wird im folgenden eine Messung genannt.

3. Twyman-Green-Interferometer für die Echtzeitinterferometrie mit dem Phasen-Sampling-Verfahren

3.1. Optischer und mechanischer Aufbau

Bild 1 zeigt das Optikschemata des Interferometers. Das Strahlenbündel eines stabilisierten He-Ne-Lasers wird mit Hilfe eines Aufweitungssystems auf einen Durchmesser von ca. 20 mm aufgeweitet und kollimiert. Das Bündel gelangt in die Strahlenteilergruppe, die aus einer $\lambda/2$ -Platte, dem Polarisationsstrahlen-

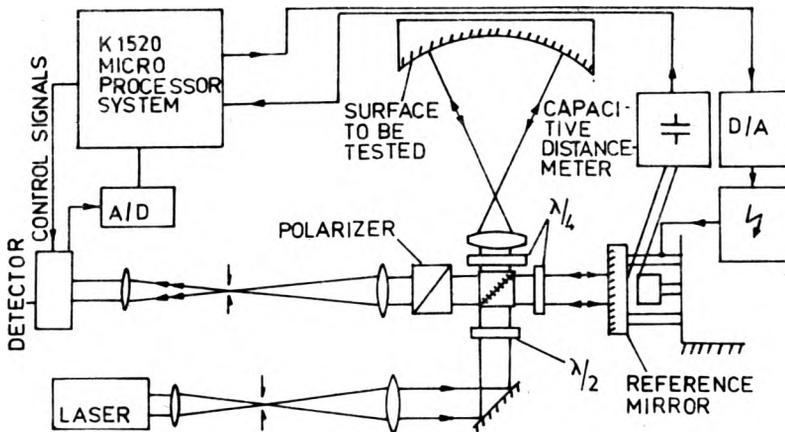


Bild 1. Optik-Schema des Twyman-Green-Interferometers zur Durchführung der Echtzeitinterferometrie

teiler, je einer $\lambda/4$ -Platte im Prüflings- und im Referenzstrahlengang und einem Polarisator im Ausgang des Interferometers besteht. Diese Ausführung des Twyman-Green-Interferometers als Polarisations-Interferometer [8] bietet mehrere Vorteile: Rückwirkungen des Interferometers auf den stabilisierten Laser werden weitgehend vermieden, der Streulichtanteil im Ausgang ist herabgesetzt und das Signal im Ausgang ist bis zum Faktor 4 (bei unverspiegeltem Prüfling) größer als im üblichen Interferometer.

Im Prüflingsstrahlengang folgt der $\lambda/4$ -Platte ein optisches System („Meßobjektiv“, „Kondensor“), das das Bündel aufweitet und die Strahlen überall nahezu senkrecht auf die Oberfläche des sphärischen Prüflings lenkt. Soll nicht eine optische Oberfläche, sondern ein optisches System geprüft werden, dann wird der Prüfling aus Bild 1 durch das optische System und einen Hilfsspiegel ersetzt. Im Referenzstrahlengang folgt der $\lambda/4$ -Platte ein piezoelektrisch um kleine Strecken verschiebbarer Planspiegel (s. Abschnitt 3.2) zur Einstellung

der Referenzphase φ_r . Selbstverständlich sind dafür im Prinzip auch andere Mittel einsetzbar, z.B. polarisationsoptische [9].

Schließlich besitzt der Ausgang des Interferometers außer dem Polarisator ein optisches System zur Abbildung des Prüflings auf den Empfänger und eine Blende zur Beseitigung von Störlicht. Der Empfänger ist wahlweise eine Matrix aus 32×32 hybrid montierten Phototransistoren oder eine vollintegrierte CCD-Zeile L 110 C mit 256 Elementen. Die Photonspannung wird analog/digital gewandelt und im Mikrorechner K 1520 weiterverarbeitet.

Beim mechanischen Aufbau der Laboranordnung (Bild 2) wurde besonderer Wert gelegt auf gute Stabilität gegenüber Erschütterungen, die durch mechanische und akustische Ankopplung übertragen werden können, und auf Une-

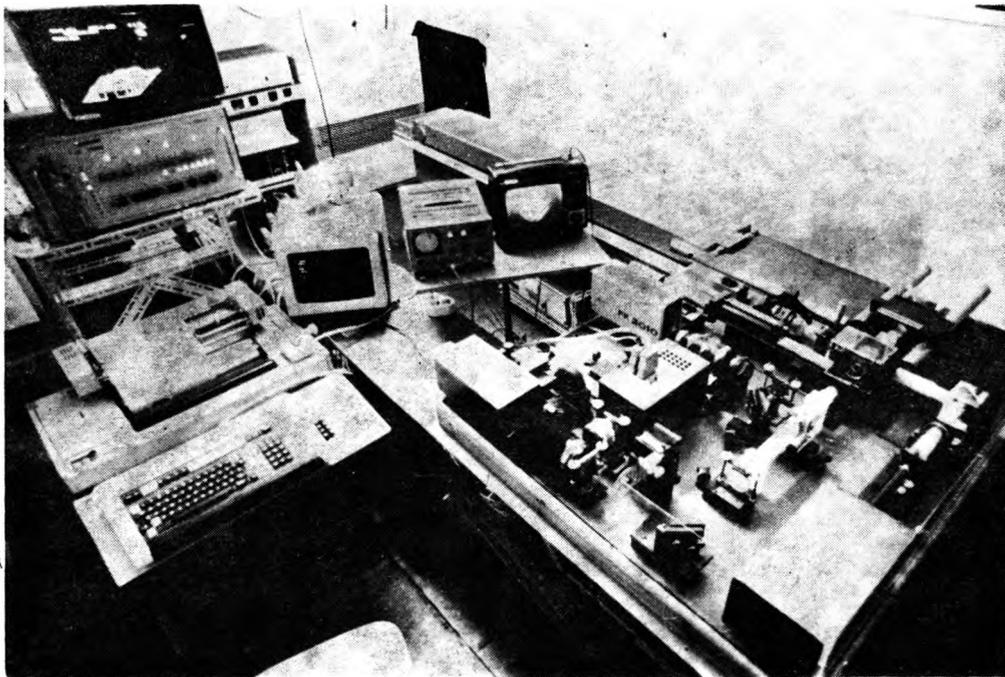


Bild 2. Ansicht des Interferometers

mpfindlichkeit gegenüber Temperaturschwankungen, Luftströmungen und -turbulenzen. Die Basis des Interferometers bilden zwei rippenverstärkte Gußstahlplatten auf einem passiven, schwingungsdämpfenden Tisch. Die Strahlenteilergruppe ist auf einer eigenen Stahlplatte montiert, die auf der Basis festgeschraubt ist. Der Referenz- und der Prüflingsarm des Interferometers werden von je zwei Stahlstangen (50 mm Durchmesser) gebildet, auf denen Prüflings- bzw. Referenzspiegelhalterung gleiten. Die Stangen haben die Höhe der optischen Achse des Interferometers über der Basis. Sie sind in einem Festpunkt in der Nähe des Strahlenteilers auf der Platte der Strahlenteilergruppe und auf einem Magnetfuß auf der Basis gelagert. Referenzspiegel- bzw. Prüflingshalterung

werden jeweils an einer der Stangen geklemmt. Die Stange ist aus Invar gefertigt. Die Strahlengänge sind in Rohren bzw. Schutzkästen gekapselt. Die Wirkung dieser Maßnahmen ist deutlich spürbar. Das Interferenzbild reagiert z.B. nicht auf Umhergehen im Raum und auf Schall. Eine Klimatruhe, die Luft einbläst, kann betrieben werden. Der Einfluß der Temperatur auf die Interferenzstreifenlage ist stark herabgesetzt.

3.2. Piezoelektrischer Phasensteller

Die Referenzphase φ_r wird mit Hilfe eines piezoelektrisch bewegten Planspiegels durch den Mikrorechner eingestellt [10]. Piezokeramik hat eine nichtlineare Kennlinie. Deshalb wird die Spiegelstellung mit einem hochgenauen, kapazitiven Wegmeßsystem gemessen. Geber des Wegmeßsystems ist ein Kondensator, der von der beschichteten Rückseite des Planspiegelträgers und einer Gegenfläche gebildet wird. Der Kondensator ist der Schwingkondensator eines RC-Schwingers. Der Plattenabstand bestimmt die Frequenz. Der Zusammenhang ist linear. Die Frequenz wird in einer quarzstabilisierten Torschaltung durch Zählung der Impulse im „Tor“ gemessen und nach einem Nullvergleich im Rechner zu einer Spannungskorrektur für die Piezokeramik verarbeitet.

3.3. Mikrorechner Hardware

Der Mikrorechner K 1520 ist ausgestattet mit Tastatur, Bediendrucker, Lochbandstanzer und -leser, Kassettenmagnetbandgerät, mit α -numerischem und Graphikdisplay.

3.4. Software

Das Programmpaket enthält Teilprogramme für die Bestimmung der Prüflingsphase, spezielle Teilprogramme für die experimentelle Erprobung, Programme für die Weiterverarbeitung der Phasen und Ausgabeprogramme.

3.4.1. Bestimmung der Prüflingsphase

Die Phase Φ_p der Prüflingswellenfront folgt nicht direkt aus Gl. (5), denn Φ in Gl. (5) ist die Phasendifferenz zwischen den beiden Wellen im Interferenzbild und enthält daher außer der gesuchten Prüflingsphase auch noch die Phase des Referenzspiegels, des Kondensators und aller optischen Elemente im Interferometer, die in der Regel wesentlich größer sind als Φ_p . Die Prüflingsphase folgt vielmehr erst aus zwei Messungen von Φ . Bei der einen Messung nimmt eine Fläche mit bekannten Abweichungen, ein Normal, die Stelle der Prüflingsfläche ein. Die Differenz der beiden Messungen liefert unter Berücksichtigung der Normalphase Φ_N die gesuchte Prüflingsphase. Φ_p ist seinerseits mit den letztendlich gesuchten Flächenabweichungen Δz einer Prüflingsfläche bzw. mit den Wellenaberrationen w eines Prüflingsobjektivs wegen der Reflexion bzw. wegen des doppelten Durchgangs durch die Beziehungen verknüpft ($k = 2\pi/\lambda$)

$$\Delta z = \Phi_p/2k \quad \text{bzw.} \quad w = \Phi_p/2k. \quad (6)$$

Die Anzahl der Punkte innerhalb der *Interferometerapertur* ist kleiner als die Anzahl aller Punkte des Empfängers. Für die Punkte in der Apertur gilt

$|N| \vee |Z| \geq \epsilon$, für die Punkte außerhalb $|N| \wedge |Z| < \epsilon$. Hier ist Z bzw. N für Zähler bzw. Nenner des Bruches auf der rechten Seite von Gl. (4) gesetzt worden. ϵ ist ein Diskriminationsniveau für verschwindenden Zähler bzw. Nenner.

In Abschnitt 2 wurde erläutert, wie *Phasendiskontinuitäten* $\Phi(x, y) \pmod{\pi}$ in Gl. (3) bis Gl. (5) beseitigt werden können. In Bild 3 ist der Übergang von

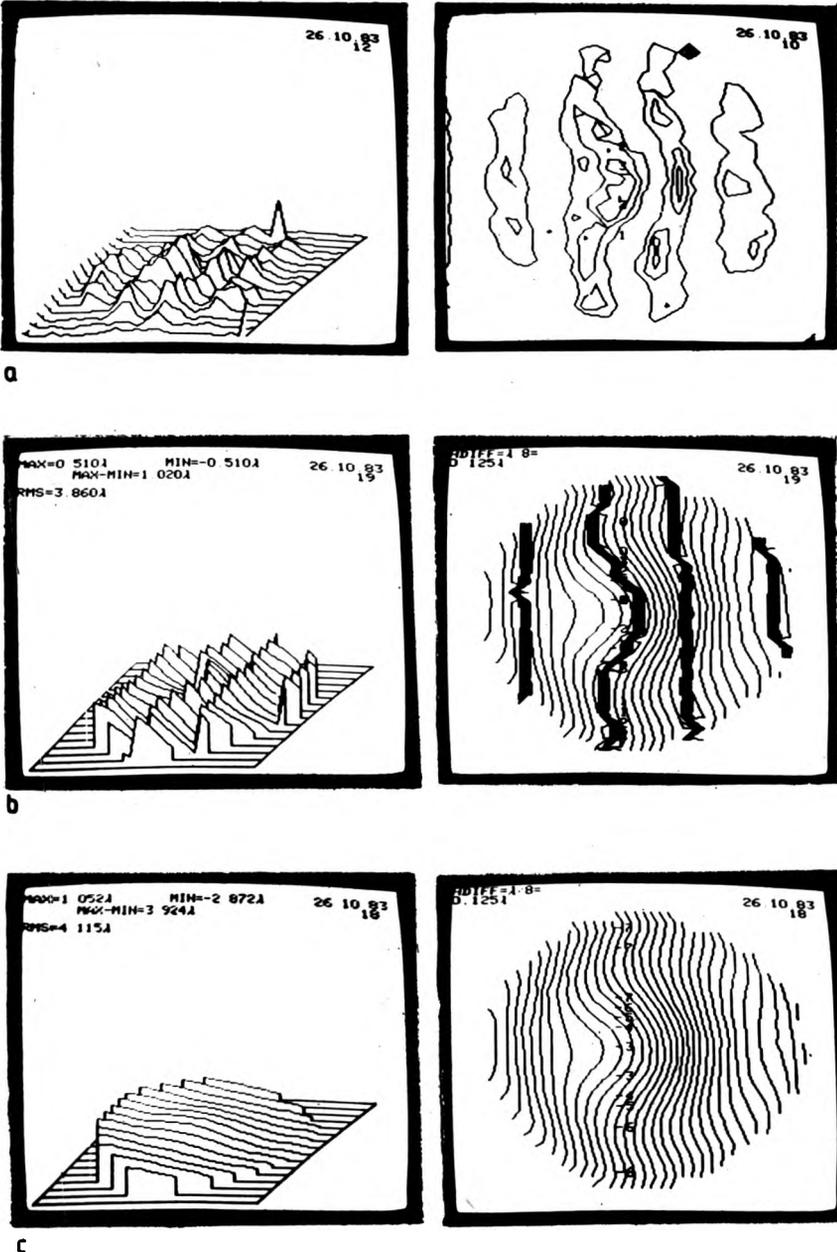


Bild 3. Intensität im Interferenzbild (a) und Übergang von diskontinuierlichen (b) zu glatten Phasenflächen (c)

diskontinuierlichen zu glatten Phasenflächen an einem Beispiel demonstriert. Die gemessenen Phasen Φ müssen noch von der Unbestimmtheit durch unbekannte *Justierparameter* befreit werden [11]. Von Φ werden Beträge subtrahiert, die aus dem funktionalen Zusammenhang zwischen dem geprüften Flächentyp (ideale Referenzphase), der Interferenzanordnung und den Justierparametern durch Minimierung nach dem Gaußschen Verfahren der kleinsten Quadrate folgen. Das Funktional hat für die Ebene die Form $\tilde{\Phi}(x, y) = a + bx + cy$, für die Kugel (Referenzsphäre) hat es die Form $\tilde{\Phi}(x, y) = a + bx + cy + d(x^2 + y^2)$. In Bild 4 ist diese Prozedur an der Phasenverteilung von Bild 3 ausgeführt worden.

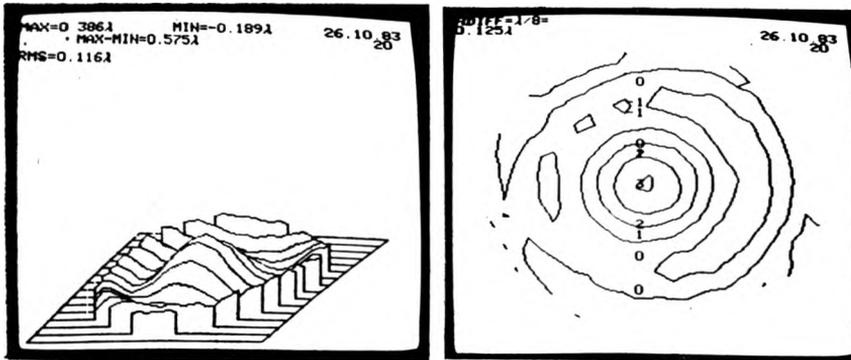


Bild 4. Elimination der Justierparameter

Die *Intensität* kann für einen Referenzphasenwert mehrfach eingelesen und gemittelt werden. Im Rahmen der 2-Byte-Arithmetik können das maximal 128 Einzelwerte sein. Intensitätsmittelung setzt das Rauschen herab. Werden mehr als 4 Werte gemittelt, machen sich aber bereits Driftaberrationen bemerkbar.

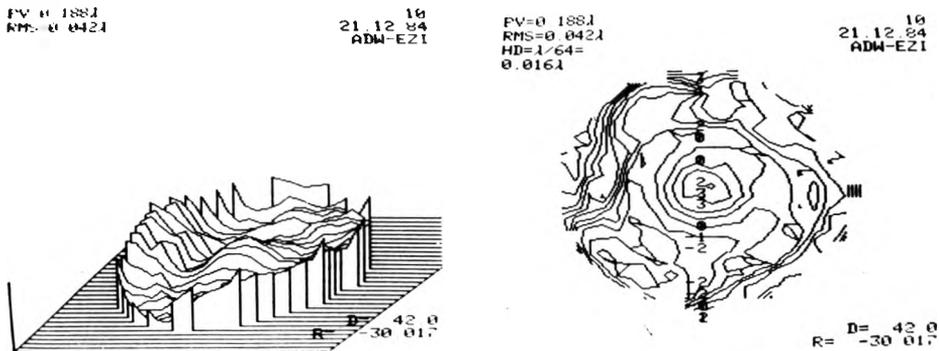


Bild 5. Prüfung sphärischer Flächen. Die Prüflingsfläche wird mit einer anderen, einer „Normalfläche“, verglichen. Die Prüflingsfläche hat den Durchmesser $D = 42,0$ mm, der Krümmungsradius beträgt $R = 30,017$ mm; P/V und RMS-Werte links oben, P/V-Wert als Maßstabsstrich im persp. Plot gegeben

Die Phasenwerte $\Phi(x_i, y_i)$ aus maximal 16 aufeinanderfolgenden Messungen können gemittelt werden. Das reduziert die Amplitude zeitlicher Schwankungen der Phase Φ stark.

Das Differenzprogramm gestattet es, die Phasenwerte Φ aus zwei oder auch aus mehreren Messungen voneinander zu subtrahieren. Intensitäts- und Phasenmittelung können mit der Differenz kombiniert werden. In die Differenz können

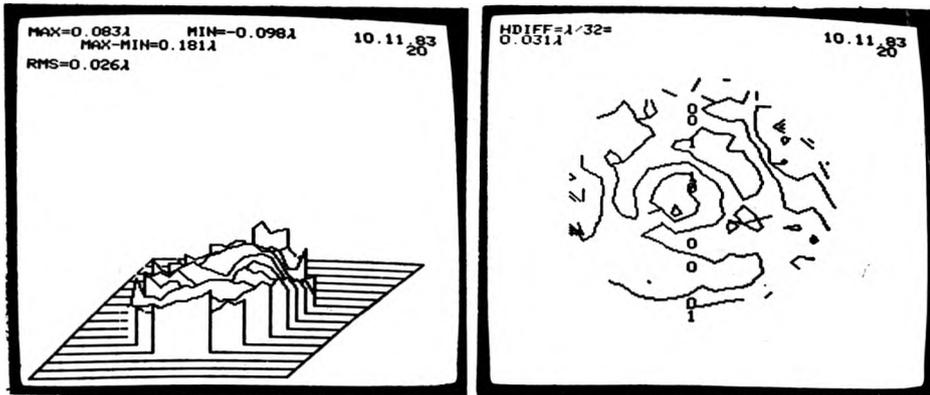


Bild 6. Planflächenprüfung. Sie erfolgt in einer Fizeau-Variante des Interferometers: Der Referenzstrahlengang des Twyman-Green-Interferometers wird ausgeschaltet, Phasensteiler und Referenzfläche werden mit im Prüflingsstrahlengang angeordnet, für die Eliminierung der Justierparameter wird des Ebenen-Funktional benutzt. Die Planfläche hat den Durchmesser $D = 60$ mm

auch Daten einbezogen werden, die extern auf dem Magnetband gespeichert sind. Das können z.B. die Eichwerte des Interferometers sein. So ist es möglich, aus der Phasendifferenz Φ die Phase Φ_p der Prüflingswellenfront selbst zu bestimmen. Beispiele für das Ergebnis dieser Prozedur zeigen die Bilder 5 und 6.

3.4.2. Ausgabe

Grundelement der *perspektivischen Darstellung* ist der einzelne Profilschnitt. 32 solcher Profilschnitte werden dargestellt. Dann kommt man auf dem Display mit 256×256 Punkten gerade ohne Interpolation aus. Die Phasenwerte in den Punkten des Grundrasters (x_i, y_j) werden durch Geradenstücke verbunden. Für die Darstellung werden die Phasenwerte Φ auf die Strecke 0 (Minimalwert) bis 1 (Maximalwert) transformiert, so daß nur positive Werte auf dem Display erscheinen.

Gleichzeitig mit der perspektivischen Darstellung zeigt das Display die Angaben $PV = (\Phi_{MAX} - \Phi_{MIN})/k$ und RMS in Einheiten von λ . RMS wird errechnet

$$RMS = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{1}{IJ} \left[\sum_{i,j} \Phi^2(x_i, y_j) - \left(\sum_{i,j} \Phi(x_i, y_j) \right)^2 \right]}. \quad (7)$$

Bei der *Höhenliniendarstellung* wird zwischen den Phasen Φ_{ij} in den Eckpunkten (x_i, y_j) der Elementarzelle linear interpoliert. Die Schnittpunkte dieser Interpolationsgeraden mit dem vorgegebenen Niveau sind die Stützpunkte für die Höhenlinie dieses Niveaus. Sie werden auf dem Display durch Geradenstücke zur Höhenlinie verbunden. Dabei kann der Anteil des Durchmessers der (runden) Interferometerapertur, in dem ausgewertet und dargestellt werden soll, vorher festgelegt werden.

Der *Flächendruck* ist eine Höhenniveaudarstellung mit Hilfe von Ziffern. Die Differenz zwischen Maximum und Minimum wird in 20 Abschnitte geteilt. Jedem zweiten Abschnitt wird entsprechend seinem mittleren Niveau eine der Ziffern von 0 bis 9 zugeordnet. Das ergibt z.B. Bild 7.

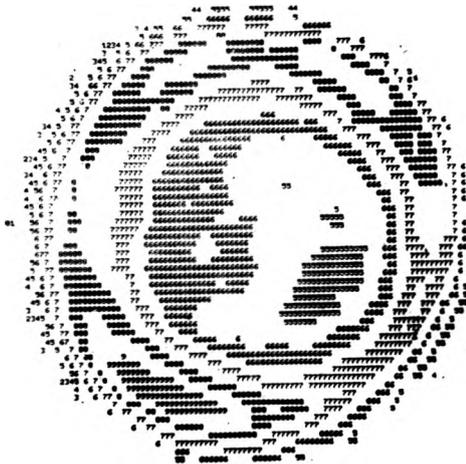


Bild 7. Flächendruck. Höhenniveaue-Darstellung mit Hilfe von Ziffern

3.4.3. Hilfen für die experimentelle Arbeit

Kleine Phasenabweichungen hoher Ortsfrequenz ergeben in perspektivische und Höhenliniendarstellung ein wenig übersichtliches, verworrenes Bild, Ser werden z.B. bei der Untersuchung von Störungen und Rauschen im Interferometer und Auswerteprozedur gemessen. Das Programm ALIFU gestattet die *Addition einer schiefen Ebene* zu den Meßwerten. Die kleinen Phasenabweichungen erscheinen dadurch als kleine Auslenkungen sonst gerader Streifen (Beispiel in Bild 14).

Im Programm PUA (*percentage of usable area*) werden die Teile der Interferometerapertur kenntlich gemacht, deren Phasenwerte außerhalb eines vorgebbaren Grenzwertes liegen. Der Anteil, dessen Werte innerhalb der Grenze liegen, wird angegeben (Bild 8). Das ist z.B. bei der Untersuchung der statistischen Eigen schaften zufälliger Phasenverteilungen nützlich („Ausreißer“). Solche Verteilungen treten als Folge von Rauschen und Störungen auf, wenn die Differenz zweier aufeinanderfolgender Läufe gebildet wird. Es ist aber auch für die Beurteilung der Güte glatter Phasenflächen als Ergänzung

zu den Angaben RMS und PV worteilhaft, z.B. bei der Prüfung optischer Oberflächen.

Die Untersuchung der statistischen Eigenschaften zufälliger Phasenverteilungen wird ferner durch ein *Histogramm*. Die Anzahl der Punkte in der Apertur,

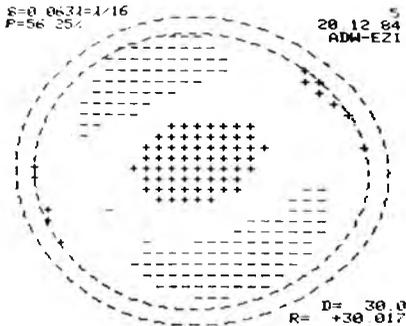


Bild 8. Percentage of usable area (P). Die Teile der Interferenzapertur, deren Phasenwerte außerhalb eines vorgegebenen Grenzwertes (S; hier $S = \lambda/16$) liegen, werden kenntlich gemacht und der P-Wert berechnet (links oben)

deren Phasenwerte zwischen Φ und $\Phi + \Delta\Phi$ liegen, werden in der üblichen Weise als Säulendiagramm dargestellt. Wenn die Phasenwerte rein zufällig streuen, ergibt sich näherungsweise eine Gaußverteilung (Beispiel in Bild 9).

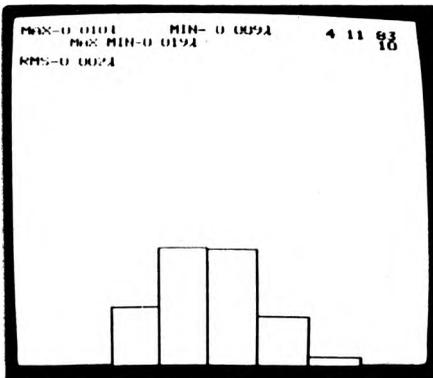


Bild 9. Histogramm. Die Phasenwerte Φ als Abszisse sind in 8 gleich große Klassen $\Delta\Phi$ geteilt, die Anzahl der Punkte der Interferometerapertur, die zu dieser Klasse gehören, ist dem Rechteck über $\Delta\Phi$ proportional

3.4.4. Weiterverarbeitung

Die *Fouriertransformation* wird in diskreter Form mit dem Cooley-Tukey-Formalismus [13] ausgeführt. Dabei gibt es Störungen durch Aliasing [7]. Um die Störungen klein zu halten, wird das Feld der 32×32 Werte zentral in ein Feld von 64×64 Werten eingebettet, das außerhalb der 32×32 Werte mit Nullen ausgefüllt ist. Eindimensional werden 128 Werte der Empfängerzeile verarbeitet, die in 256 Werte eingebettet sind.

Optische Systeme werden üblicherweise mit *Punktbildverwaschungsfunktion* G' , Strehlscher Definitionshelligkeit V und *Modulationsübertragungsfunktion* (MÜF) T bewertet (z.B. [12]). Diese Größen hängen mit der Phasenverteilung $\Phi_P(x, y)$ in der Austrittspupille des optischen Systems zusammen. Die Punktbildverwaschungsfunktion G' ist das Betragsquadrat der Fourier-

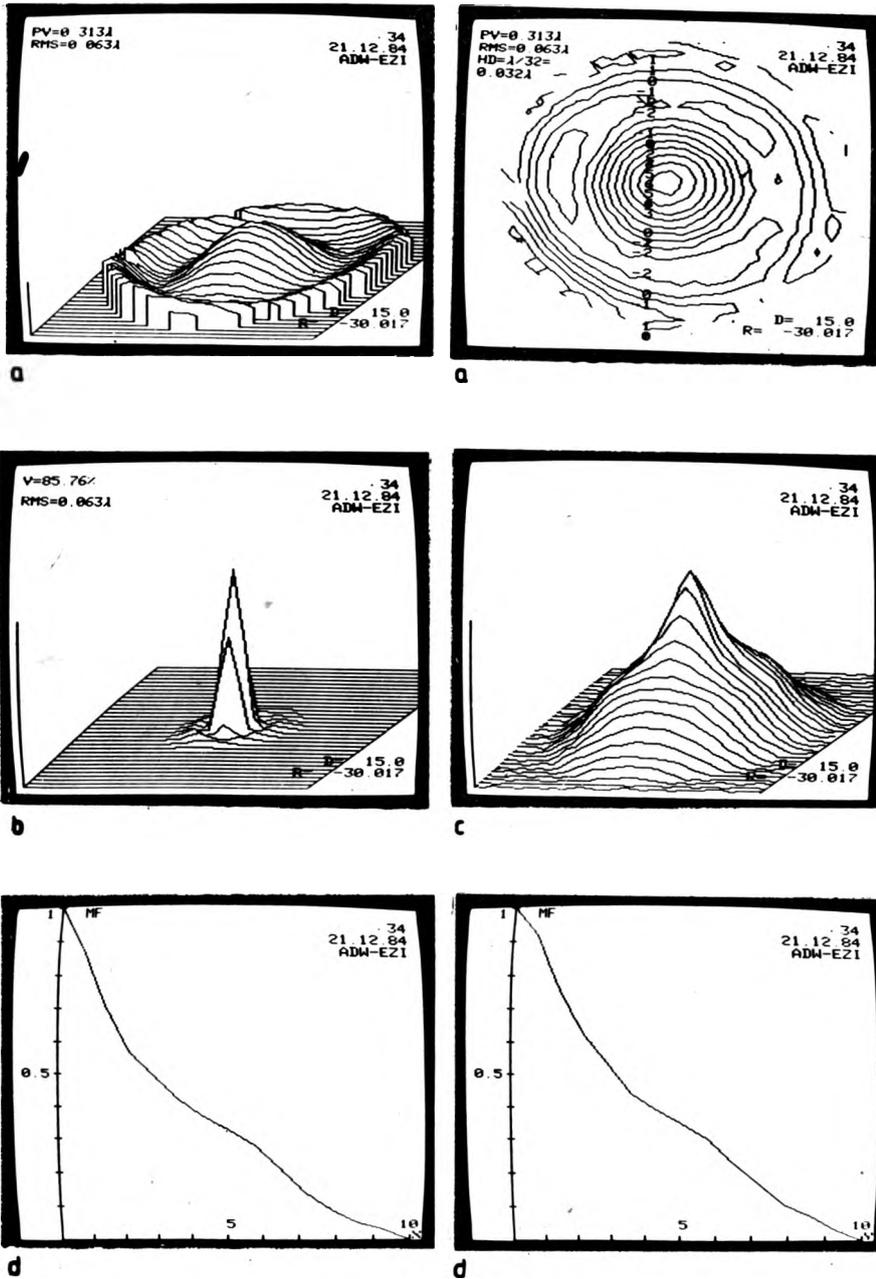


Bild 10. Wellenaberration (a), Punktbildverwaschungsfunktion G' (b), Modulationsübertragungsfunktion T (c) und Schnitte durch T (d) eines Mikroobjektivs Planachromat $25 \times / 0,50$ für einen Achsenpunkt und $\lambda = 632,8$ nm. Neben G' ist die Strehlsche Definitionshelligkeit V angegeben

transformation der Pupillenfunktion $\exp(i\Phi_P)$. Die Strehlsche Definitionshelligkeit V ist der Maximalwert der normierten Punktbildverwaschungsfunktion. Die Modulationsübertragungsfunktion T ist der Betrag der Fouriertransformation der Punktbildverwaschungsfunktion. In Bild 10 sind Wellenaberration, G' , T und V für ein Mikroobjektiv perspektivisch dargestellt.

Autokovarianzfunktion C und Leistungsspektrum N werden bei der Charakterisierung zufälliger Verteilungen wie der Rauigkeit von Oberflächen gebraucht. Das sind Verteilungen von Strukturen höherer Ortsfrequenz, zu deren Erfassung die Auflösung des Empfängers mit 32×32 Elementen nicht ausreicht. Sie können mit dem Zeilenempfänger mit 256 Elementen bestimmt werden, allerdings nur in einer Dimension. Das stellt für Verteilungen ohne örtliche Vorzugsrichtung keine Einschränkung dar. Andernfalls kann der Empfänger gegenüber der Oberfläche gedreht werden, so daß verschiedene Richtungen wenigstens nach und nach erfaßt werden können bzw. die Isotropie kontrolliert werden kann. N ist das Betragsquadrat des Fourierpektrums der Prüflingsphasenverteilung, C ist die Fouriertransformierte von N (Beispiel in Bild 11).

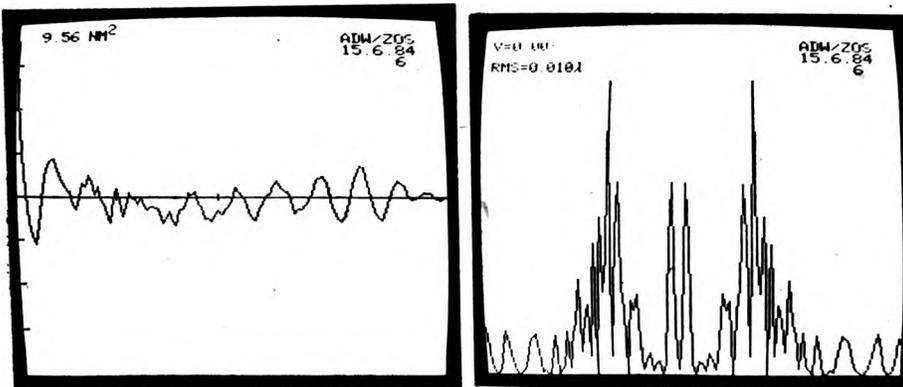


Bild 11. Autokovarianzfunktion C und Leistungsspektrum N einer Oberfläche (dielektrischer Film auf Quarzglas). Im Prüflingsarm des Interferometers wurde für diese Messung ein $10 \times$ vergrößeres Mikroskop zur Abbildung der ebenen Prüflingsfläche benutzt

4. Grenzen der Meßgenauigkeit

4.1. Zufällige Fehler

Zufällige Fehler entstehen einerseits bei der Herstellung des Interferenzbildes im Interferometer, andererseits bei der Verarbeitung.

4.1.1. Herstellung des Interferenzbildes

Besonders kritisch sind *Stellfehler der Referenzphase*, *Störinterferenz* und Störungen durch *kohärentes Rauschen*, d.h. Beugung an Staub und ähnlichen Hindernissen. Sie sind in [14] ausführlich behandelt worden. Stellfehler der Referenz-

phase und Fehler durch Störinterferenzen lassen sich durch eine besondere Mittelungsprozedur während der Auswertung kompensieren. Beugungsstörungen können durch Arbeiten im parallelen Schnitt, durch räumliche Filterung (vgl. Bild 1) und Zwischenabbildung auf eine rotierende Mattscheibe klein gemacht werden.

Zufällige Fehler entstehen auch durch die Umwelt, durch *mechanische Schwingungen*, durch *thermische Driften* und durch *Luftturbulenz*. Im Gegensatz zu den zuvor erwähnten, eher verfahrensbedingten Fehlern sind die Umweltstörungen mehr genereller Natur und bei Interferometrie jeder Art zu beachten.

Mechanische Schwingungen sind kritisch, wenn ihre Frequenz ν_M etwa dem Kehrwert der Zeit τ entspricht, die zur Übernahme der Daten aus dem Interferenzbild in den Rechner benötigt wird. Schwingungen bedeutend kleinerer Frequenz sind ohne Einfluß, solche höherer Frequenz bewirken eine Phasenverschiebung, die aber nicht von der Prüflingsphase abhängt und ebenfalls nicht stört. Schwingungen im störenden Frequenzbereich bewirken Referenzphasenfehler. Sie müssen durch mechanische Isolation des Interferometers unschädlich gemacht werden.

Temperaturänderungen bewirken thermisches Driften der Bauelemente des Interferometers. Das kann zur Verschiebung als Ganzes oder auch zu lokalen Formänderungen führen und verursacht Fehler, wenn die Bauelemente nur vom Prüflingsbündel oder nur vom Referenzbündel getroffen werden. Verschiebungen als Ganzes sind Änderungen der Referenzphase gleichwertig und können entsprechend kompensiert werden. Lokale Formänderungen dagegen beeinflussen die Langzeitstabilität nachteilig. Das ist besonders zu beachten, wenn ein Prüfling als Normal zur wiederholten Eichung des Interferometers dienen soll. Normale sollten daher aus Quarzglas oder einem ähnlichen Material gefertigt werden, dessen Wärmeleitfähigkeit größer, dessen Ausdehnungskoeffizient 10 mal kleiner ist als der des optischen Glases. Vorsicht ist auch geboten beim manuellen Umgang mit Normalen.

Fehler durch Luftturbulenzen lassen sich durch Mittelung über mehrere Messungen verringern. Das zeigt Bild 12. Zur Verdeutlichung wurde der Prüflingsstrahlengang nicht besonders geschützt, im Meßraum arbeitete eine Klimaanlage. Dargestellt ist die Differenz zweier zeitlich dicht aufeinanderfolgender Messungen. Die RMS verringert sich von $0,009 \lambda$ ohne Mittelung auf $0,002 \lambda$, wenn $n = 16$ Messungen gemittelt werden. Eine spürbare Beruhigung der Turbulenz und damit eine Senkung der RMS auch ohne Mittelung tritt aber auch schon durch sorgfältige Abschirmmaßnahmen aller Strahlengänge ein. In der Ansicht, des Interferometers in Bild 2 sind die zu diesem Zweck angebrachten Röhren zu erkennen.

4.1.2. Verarbeitung

Zufällige Fehler entstehen auch bei der Verarbeitung des Interferenzbildes. Das sind in erster Linie elektronisches Rauschen, Quantisierungsrauschen und algorithmische Grenzen.

Die gesamte Auswertelektronik vom Photoempfänger bis zur A/D-Schnittstelle verursacht Schwankungen. Man sieht das z.B. in Bild 13. Die Intensitätswerte einer Zeile der Empfängermatrix sind 10 mal übereinandergeschrieben. Der Referenzstrahlengang ist verdeckt. Die Breite der Niveaus gibt einen Eindruck von den Schwankungen. Das Signal-Rausch-Verhältnis kann durch Intensitätsmittelung oder Mittelung mehrerer Messungen verbessert werden.

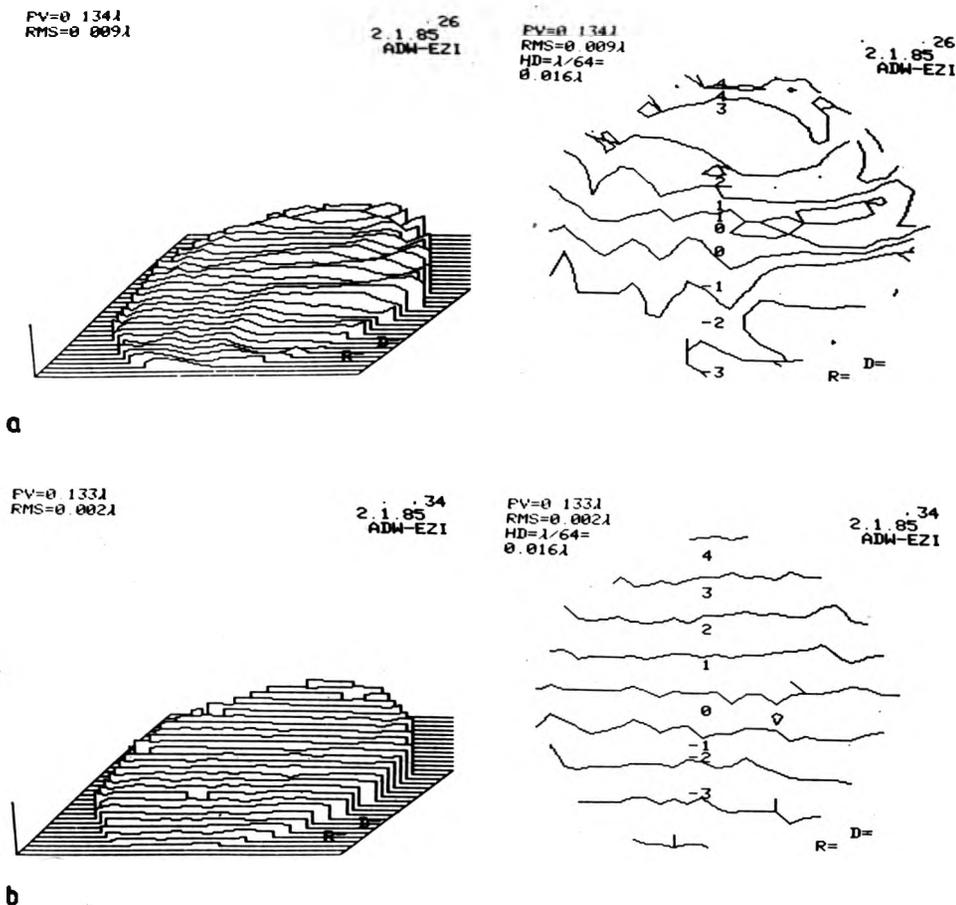


Bild 12. Störungen durch Luftturbulenz. Prüflingsstrahlengang ohne besonderen Schutz. (a) einzelne Messung, (b) $n = 16$ Messungen gemittelt



Bild 13. Intensitätsrauschen. Die Intensitätswerte einer Zeile der Empfängermatrix sind $10 \times$ übereinandergeschrieben. Die Breite der Niveaus vermittelt einen Eindruck von der Größe der Schwankungen

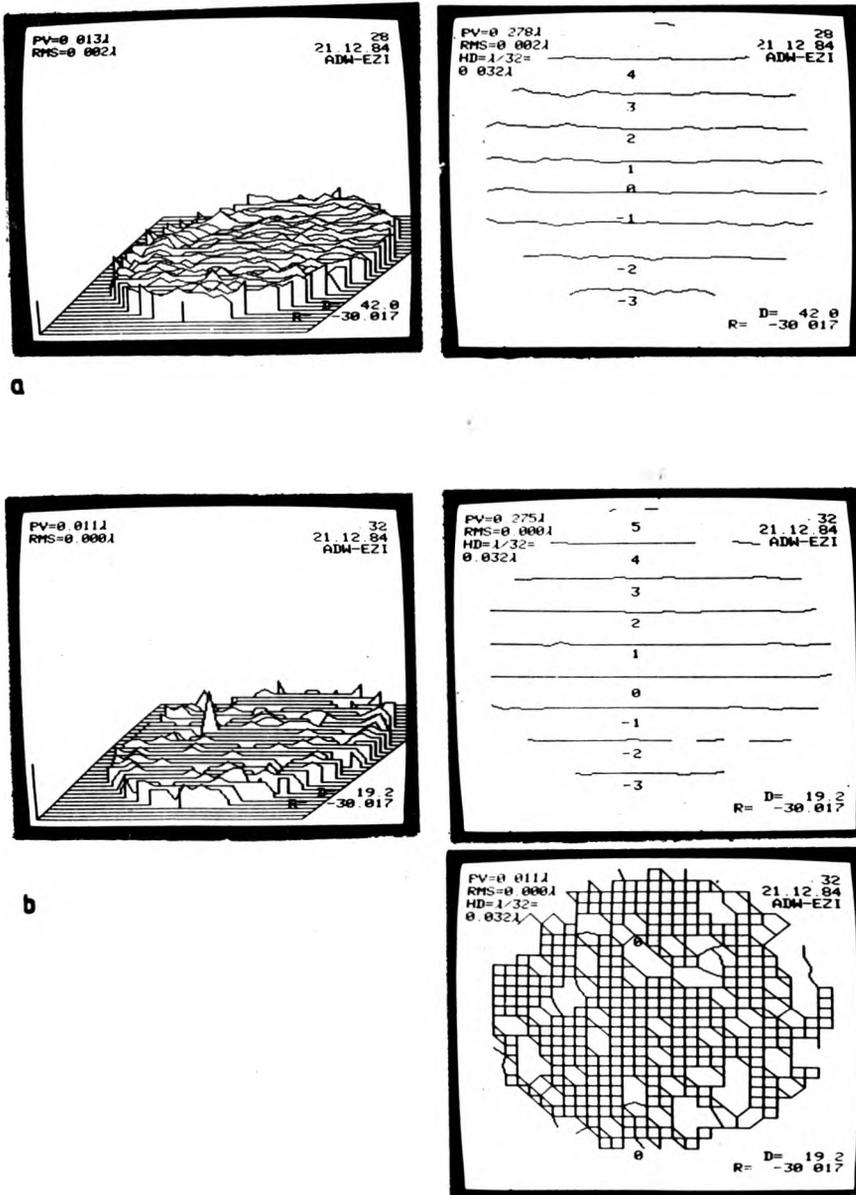


Bild 14. Reproduzierbarkeit. Differenz zweier Messungen (a) und Differenz zweier Mittelwerte von jeweils 8 aufeinanderfolgenden Messungen (b). Rechts ALIFU-Darstellung der Höhenlinien. Unten Höhenlinien im Falle (b) ohne ALIFU. Die Streuung σ_ϕ der Einzelmessung ist $\sigma_\phi = (\text{RMS}) k\lambda/\sqrt{2} = k\lambda/700$ (a) bzw. $< k\lambda/2800$ (b). Die Streuung bei der Messung der Flächenabweichung Δz bzw. der Wellenaberration w (Gl. (6)) ist $\sigma_z = \sigma_w = \sigma_\phi \sqrt{2}/(2k) = \lambda/1000$ (a) bzw. $< \lambda/3000$ (b)

Der A/A-Wandler quantelt die analogen Meßwerte vom Empfänger und verursacht Schwankungen. Es wird ein A/D-Wandler mit 2^8 Stufen eingesetzt. Eine Simulationsrechnung mit 4 Referenzphasenschritten (vgl. Gl. (4)) zeigt, daß der Fehler in diesem Falle unter $\lambda/1000$ bleibt.

Das Mikrorechnersystem mit 8-bit-Wertlänge macht einen Kompromiß zwischen Genauigkeit, Speicherumfang und Arbeitsgeschwindigkeit nötig. Im Interesse der Geschwindigkeit wird die Phase deshalb nur bis auf $\pm 2 \pi/2000$ (das entspricht $\pm \lambda/2000$) berechnet.

4.2. Systematische Fehler durch geräteinterne Optik

Bei unsachgemäßer Gestaltung der geräteinternen Optik ergeben sich spürbare systematische Fehler durch die Aberration der optischen Systeme [15, 16], durch ungenügende Justierung, durch unscharfe Abbildung und unzulässige Änderung im Abbildungsmaßstab [17]. Daraus folgen Toleranzen, die bei der Optik- und Interferometerkonstruktion zu beachten sind. Die Toleranzen wurden so bemessen, daß die systematischen Fehler der Flächenabweichung den Wert $\lambda/400$ nicht übersteigen.

4.3. Reproduzierbarkeit

Ein geeignetes Maß für die Reproduzierbarkeit ist die Steuerung der Einzelmessung. Sie wird aus der Differenz zweier aufeinanderfolgender Messungen bestimmt, die unter äußerlich gleichen Bedingungen erfolgt sind. Die Streuung dieser Differenzverteilung über alle Punkte des Interferenzbildes ist gleich dem $\sqrt{2}$ -fachen der gesuchten Streuung σ , weil es sich um einen ergodischen Prozeß handelt [18]. Bild 14 zeigt die Differenz zweier Messungen und die Differenz zweier Mittelwerte von jeweils 8 aufeinanderfolgenden Messungen. Die Streuung (RMS) der einzelnen Messung ist $\sigma_\phi \approx k\lambda/700$ bei der einfachen Messung, $\sigma_\phi < k\lambda/2800$ bei Mittelung. Daraus ergibt sich für die Streuung bei der Messung der Flächenabweichung Δz bzw. der Wellenaberration w eines Prüflingsobjektivs $\sigma_z = \sigma_w = \sigma_\phi \sqrt{2}/2k \simeq \lambda/1000$ bzw. $< \lambda/3000$.

Literatur

- [1] MALACARA D. (Ed.), *Optical Shop Testing*, John Wiley and Sons, New York 1978, S. IX.
- [2] PICHT J., *Mess- und Prüfmethode der optischen Fertigung*, Akademie-Verlag, Berlin 1953.
- [3] HOFMANN C., NORDWIG W., *Jenaer Rundschau* 25 (1980), 145.
- [4] SCHWIDER J., [in] 12. *Frühjahrsschule Optik*, Kurzfassungen der Vorträge, Phys. Gesellschaft der DDR, Dresden 1980, S. 46. SCHWIDER J., ELBNER K.-E., SPOLACZYK R., MERKEL K, *Optica Applicata* 15 (1985), 255.
- [5] BUROW R., ELBNER K.-E., FÖLLMER K., GRZANNA J., SCHWIDER J., SPOLACZYK R., WALLBURG S., *Beitr. Optik u. Quantenelektronik* 8 (1983), 76.
- [6] BRUNING J. H., HERRIOT D. R., GALLAGHER J. E., ROSENFELD D. P., WHITE A. D., BRANGACCIO D. J., *Appl. Opt.* 13 (1974), 2693.

- [7] GOODMAN J., *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill Book Co., San Francisco 1968.
- [8] DYSON J., *Interferometry as a Measuring Tool*, Machinery Publ. Co., Brighton 1970.
- [9] HU H. Z., *Appl. Opt.* **22** (1983), 2052.
- [10] SPOLACZYK R., MOSTROPH R., [in] 14. *Frühjahrsschule Optik*, Leipzig 1982, K. 27. SPOLACZYK R., ADAMSBERGER K., SCHWIDER J., *Feingerätetechnik* **28** (1979), 381.
- [11] SCHULZ G., SCHWIDER J., *Interferometric Testing of Smooth Surfaces*, [in] *Progress in Optics*, Ed. E. Wolf, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1976, Vol. 13, S. 99.
- [12] HOFMANN C., *Die optische Abbildung*, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1980.
- [13] COOLEY J. W., TUKEY J. W., *Math. Comput.* **19** (1965), 297.
- [14] SCHWIDER J., BUROW R., ELBNER K.-E., GRZANNA J., SPOLACZYK R., MERKEL K., *Appl. Opt.* **22** (1983), 3421.
- [15] SLOMBA A. F., FIGOSKI J. W., *Proc. SPIE* **153** (1978), 156. BIDDLES B. J., *Opt. Acta* **16** (1969), 137. HARRIS J. S., *The Universal Fizeau Interferometer*, Dissertation, Reading University, 1971. SCHULZ G., *Feingerätetechnik* **26** (1977), 488.
- [16] ELBNER K. E., WALLBURG S., [in] 12. *Frühjahrsschule Optik*. Kurzfassungen der Vorträge, Phys. Gesellschaft der DDR, Dresden 1980, S. 12.
- [17] ELBNER K.-E., WALLBURG S., *Beitr. Optik u. Quantenelektronik* **7** (1982), 142.
- [18] HOLSTROM C. W., *Statistical Theory of Signal Detection*, Pergamon Press, Oxford 1968, S. 33.

Received April 15, 1985

Интерферометр реального времени для исследования оптических элементов

Описан интерферометр реального времени при использовании интенсивностей, отвечающих дискретным значениям фазы отнесения. Этот интерферометр применяют для исследования оптических элементов и поверхностей. Обсуждены принцип, экспериментальный набор, электронные системы, а также программы. Дано, кроме того, примерное испытание. Следовательно авторы занялись источниками погрешностей. Результаты испытания при помощи интерферометра передаются на видеозкране в виде горизонтали или трехмерной диаграммы, волновой aberrации, или же отклонений поверхности, а также как точечная функция размыва, MTF и такие характеристики как светлота Стреля среднее квадратное отклонение, p/v , функция автоковариации, спектр мощности и другие линии. Горизонталы появляются в течение 2 сек. с момента начала измерения и в течение 20 сек. с момента расчета. Повторяемость лучше чем $\lambda/1000$.