

Optische Mikroprofilometrie und Rauheitsmessung

V 436-27

Optical microprofilometry and roughness measurement

K. Leonhardt, K.-H. Rippert und H.J. Tiziani

Schlagwörter: Rauheit, Streuung, Oberflächen-Meßtechnik, Profilometrie, optische Sensoren

Es werden moderne optische Verfahren zur berührungslosen Oberflächentopographie und Rauheitsmessung beschrieben und ihre Leistungsfähigkeit anhand neuerer Messungen und Analysen diskutiert. Dabei werden zwei Verfahren der Mikroprofilometrie, eine schnelle 3-D-Darstellung der Oberflächentopographie mit automatischer Interferenzstreifenanalyse, kohärente Streuverfahren und ein integrales Weißlicht-Kohärenzverfahren ausführlich behandelt. Außerdem werden eine neue Doppelpaß-Strahlenführung und Ausdrücke für die Erfassung der Lateralauflösung in Abhängigkeit von der numerischen Apertur und dem Ausleuchtungsverhältnis angegeben.

Recent optical techniques for microtopography and roughness measurements are examined, particularly two methods for high-resolution microprofilometry, a fast 3-dimensional representation of the topography by automated interferogram analysis, coherent scattering methods and a white light coherence method for integral roughness measurement. In addition a double-pass scheme for profilometry and some expressions for lateral resolution in terms of numerical aperture and aperture ratio are introduced.

1 Einleitung

Optische Verfahren zur Messung der Oberflächentopographie und Rauheit sind berührungsfrei. Beschädigungen der Oberfläche und Fehlmessungen durch elastische und plastische Verformungen durch die Abtastspitze mechanischer Tastschnittgeräte sind ausgeschlossen. Außerdem ist der Abtastvorgang nicht durch Trägheit und Schwingungsneigung des Tasters begrenzt. Es ist sogar möglich, eine große Anzahl von Oberflächenpunkten simultan in kürzester Meßzeit zu erfassen.

Optische Verfahren machen zur Zeit große Fortschritte. Sie können auf die Dauer aber den Erwartungen nur gerecht werden, wenn sie automatisierbar sind und eine Auswertung in bestehenden und genormten Kennwerten erlauben. In diesem Beitrag soll die quantitative Auswertbarkeit in voneinander unabhängigen, genormten und in der Statistik begründeten Kennwerten besonders beachtet werden. Zwei Verfahren der Mikroprofilometrie, die in unserem Institut zur Zeit optimiert werden, und ein Verfahren der integralen Rauheitsmessung werden ausführlicher beschrieben. Ausführliche Darstellungen zur mechanischen Rauheitsmessung findet man z. B. in [1]; vergleichende Darstellungen zu einigen optischen Verfahren in [2] und [3].

2 Definitionen und Zusammenhänge

Das Höhenprofil $h(x)$ kann durch einen homogenen (räumlich stationären) ergodischen Zufallsprozeß mit Mittelwert $\langle h(x) \rangle = 0$ dargestellt werden (siehe z. B. [4]). Er ergibt sich aus den gegen eine beliebige Referenz gemessenen Profildaten $y(x)$ durch Subtraktion einer im quadratischen Mittel angepaßten Geraden

$$h(x) = y(x_i) - a - b x_i, \quad (1)$$

da Konstantanteil a und der linear mit der Steigung b zunehmende Profilanteil durch optisch nicht relevante Justierfehler bedingt sind und auch meßtechnisch nicht interessieren. Mathematische Erwartungswerte bezeichnen wir mit $E\langle \dots \rangle$; ihre meßtechnischen Realisationen bei endlicher Datenlänge oder endlicher Meßpunktzahl mit $\langle \dots \rangle$.

Von den genormten vertikalen Rauheitsparametern bilden der quadratische Mittenrauhwert R_q und die Standardabweichung σ_h Brücken zwischen optischer Übertragungstheorie, Messung und Statistik:

$$\sigma_h^2 = E\langle h_i^2 \rangle, \quad (2)$$

$$R_q^2 = \frac{1}{l_m} \int_0^{l_m} h^2(x) dx, \quad (3)$$

wobei l_m die ausgewertete Meßstrecke ist.

Für N diskrete Abtastwerte h_i wird (vernachlässigbare Diskretisierungsfehler vorausgesetzt)

$$R_q^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i^2. \quad (4)$$

Für gaußförmige Wahrscheinlichkeitsdichten der Profilhöhen gilt folgender Zusammenhang mit dem in der Praxis der Rauheitsmessung gebräuchlichen arithmetischen Mittenrauhwert R_a (DIN 4762):

$$R_a = \frac{1}{l_m} \int_0^{l_m} |h(x)| dx \quad (5)$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |h_i| \quad (6)$$

$$R_{aG} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} R_{qG} \approx 0,8 R_{qG}. \quad (7)$$

(Die mit G indizierten Größen sollen für Daten mit gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen gelten.) Für homogene Rauheitsprofile, die durch Präzisionsverfahren wie z. B. Schleifen und Polieren bearbeitet wurden,

ist die Gaußverteilung erfahrungsgemäß eine für die Anwendung von Gl. (7) hinreichende Näherung. Viele qualitative Wertungen dieser Arbeit gelten unabhängig von der speziellen Definition eines der Mittenrauhwerte R_q , R_a , R_z . Einen Zugang zu den Statistiken 2. Ordnung ermöglicht die Autokorrelationsfunktion $r(\Delta)$ der Profilhöhen:

$$r(\Delta) = \frac{1}{\sigma_h^2} E \langle h(x)h(x + \Delta) \rangle. \quad (8)$$

Wichtig ist ferner die spektrale Dichte $S(f)$ (Powerspektrum) als Fouriertransformation von $r(\Delta)$ [5]:

$$S(f) = \sigma_h^2 \int_{-\infty}^{+\infty} r(\Delta) \exp \{-i2\pi \Delta f\} d\Delta. \quad (9)$$

Die Weite w_a der Autokorrelationsfunktion $r(\Delta)$ ist ein Maß für den lateralen Abstand (längs des Profilverlaufes), innerhalb dessen Profilhöhen korreliert bleiben. Somit ist w_a groß für glatte langwellige Rauheitsprofile und klein für stark zerklüftete Profile mit großen Varianzen σ_h^2 der Profilsteigungen.

Für gaußförmige Autokorrelationsfunktionen läßt sich ein Zusammenhang zwischen der „mittleren quadratischen Wellenlänge“ λ_q nach DIN 4762 und der Weite w_{aG} angeben:

$$\lambda_q = 2\pi \frac{\sigma_h}{\sigma_{h'}} = \sqrt{2\pi} w_{aG} \approx 2,5 w_{aG}. \quad (10)$$

Mit dem nullten und dem zweiten Moment [5; 6] der spektralen Dichtefunktion $S(f)$ nach Gl. (9) wird

$$w_{aG} = \sqrt{2\pi} \frac{\sigma_h}{\sigma_{h'}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{\int_0^{\infty} S(f) df}{\int_0^{\infty} f^2 S(f) df} \right]^{1/2}; \quad (11)$$

w_{aG} nach der Definition (10) und (11) ist zugleich Äquivalenzbreite der Gaußfunktion [5].

Die Form der Autokorrelationsfunktionen, die aus gemessenen Profilen berechnet wurden (mit zweimaliger schnellen, diskreten Fouriertransformation – FFT-Algorithmus über $S(f)$), ist erfahrungsgemäß nicht gaußförmig (vgl. Bild 6). Negative Exponentialfunktionen oder Dreiecksfunktionen stellen oft bessere Modelle dar. Daher gehört zur Angabe der Weite w_a strenggenommen die Angabe des zugrundeliegenden Modells, der Bedingungen, die der Breitendefinition zugrunde liegen, der Auflösung des Meßgerätes und eventueller Filterungen.

3 Optische Mikroprofilometrie

In der optischen Mikroprofilometrie wird die Oberfläche wie beim mechanischen Tastschnittgerät entlang einer Linie abgetastet (optisches Tastschnittgerät). Die Spitze der Diamantnadel wird durch einen kleinen Lichtfleck ersetzt. Verfahren des Lichtschnittes und der optischen Triangu-

lation kommen für Höhenstrukturen $\Delta h \gtrsim 20 \mu\text{m}$ zur Anwendung und werden hier nicht untersucht.

3.1 Mikroprofilometer nach dem photometrischen Gleichgewicht

Dieses Verfahren wurde ursprünglich aus Fokussierverfahren entwickelt (z. B. [7; 8]). Bild 1 zeigt eine Realisation mit Laser [9]. Der Doppelpaß mit den Bauteilen STP, DPS und $\lambda/4$ -diag wird in Abschnitt 3.3 behandelt und kann zunächst außer Betracht bleiben.

Über einen Strahlteiler ST1 wird der aufgeweitete Gaußsche Strahl (Abschnitt 5) des HeNe-Lasers mit einem Abtastobjektiv O3 auf die Oberfläche fokussiert. Es entsteht dort eine kleine Strahltaile mit einem Durchmesser von $0,5 \dots 5 \mu\text{m}$. Angenommen, ein ebenes, achsenkrechtes Flächenelement befindet sich genau in der Höhe der Taile, dann läuft der reflektierte Strahl in sich zurück und kann über die Strahlteiler ST1 und ST2 zu den Detektoren DET.1 und DET.2 gelangen. Die Detektoren sind bezüglich der sekundären Foki F1 und F2 extrafokal bzw. intrafokal angeordnet. Sie sind so justiert, daß in unserer Nullstellung gleiche Signale am Differenzverstärker anliegen. Ändert sich im Laufe der Profilabtastung die örtliche Profilhöhe $h(x)$, so werden die Lichtströme I_1 und I_2 durch die Blendenöffnungen der Detektoren ungleich, und der Differenzverstärker liefert ein vorzeichenrichtiges Signal $i(I_1 - I_2)$ (vgl. Bild 2) für die Profilhöhe $h(x)$ (Lichtwaage). Durch die Kalibrierkurve (Bild 2), die im Auswerterechner z. B. in Form eines Polynoms abgelegt ist, kann die Profilhöhe in quasi Echtzeit für jeden Abtastpunkt errechnet werden.

Das Prinzip der photometrischen Balance kann auch durch eine Foucaultsche Schneide und andere Schaltungen realisiert werden. Einige Schaltungen sind in [10] aufgeführt.

Stückweise ebene und wellige Oberflächen ohne größere lokale Profilsteigungen lassen sich mit verhältnismäßig kleinem Aufwand auf diese Art profilometrieren. Für geschliffene Oberflächen, deren Profilsteigungen und Profilkümmungen beträchtliche Werte annehmen können, treten verfahrensbedingt Scheinauflösungen und Fehlmes-

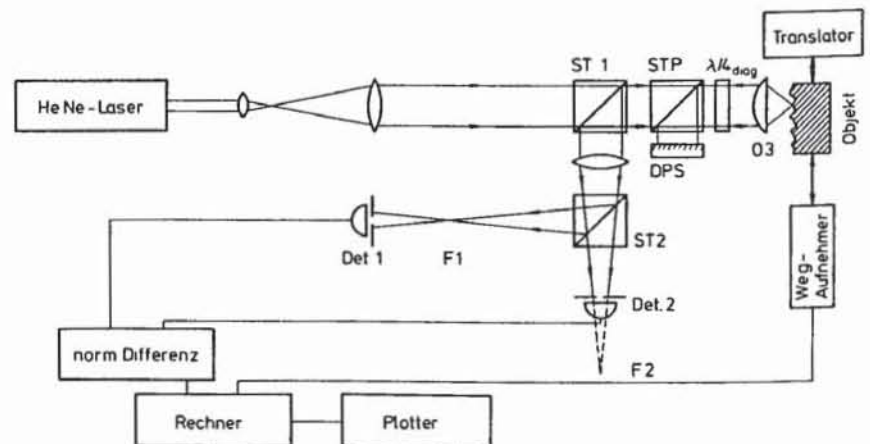


Bild 1. Mikroprofilometer nach dem Prinzip des photometrischen Gleichgewichtes.

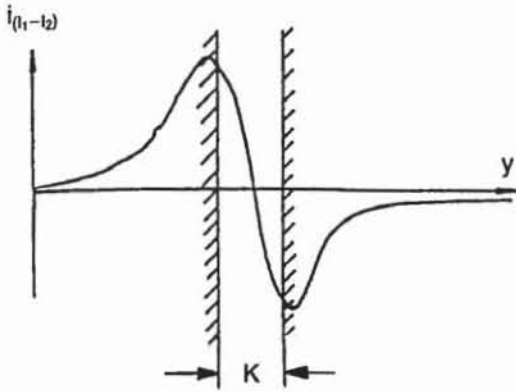


Bild 2. Charakteristische Kurve des Differenzsignals und Ausschnitt K als Kalibrierkurve.

sungen auf. Kalibrierkurven, die an verschiedenen Stellen der rauhen Oberfläche aufgenommen wurden (Bild 2), unterscheiden sich in den Koeffizienten des Kalibrierkurven-Polynoms. Unsere Erfahrungen zeigen, daß durch Normierung des Differenzsignals

$$i_n = \frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2} \quad (13)$$

dieser Effekt verringert, jedoch nicht vollständig vermieden werden kann.

Bild 3 zeigt ein typisches Profil mit hoher Lateralaufösung. Der mit dem Auge gerade noch lokalisierbare Kratzer auf einem Oberflächenspiegel zeigt nicht nur Vertiefungen, sondern auch starke Aufwerfungen, die bei einer mechanischen Abtastung teilweise eingeebnet worden wären. Die laterale Auflösung liegt unter einem Mikrometer. Für die Höhenauflösung (Vertikalaufösung) finden wir den Wert $\Delta h \approx 20 \text{ nm}$ als reproduzierbare Auflösung über dem Rauschen.

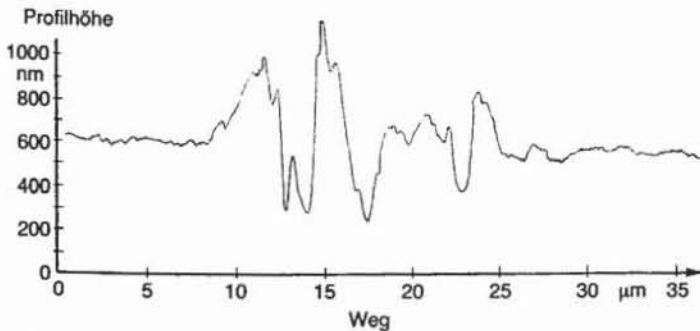


Bild 3. Mikroprofil eines Kratzers auf einem Oberflächenspiegel.

Die Lichtwaage kann auch auf höhere Empfindlichkeit ausgelegt werden. Für numerische Aperturen von $NA = 0,9$ werden in der Literatur [7] Auflösungen bis zu ca. 1 nm angegeben. Das Verhältnis Meßbereich zu Auflösung kann bis ca. 300 : 1 betragen. Es kann dadurch beträchtlich gesteigert werden, daß man die Lichtwaage zu einer Autofokusregelung für das Abtastobjektiv benutzt und die eingeregelt Axialposition des Abtastobjektives als Maß für die Profilhöhe durch ein zusätzliches Meßsystem abgreift – Nullmethode zur photometrischen Balance. Zur Zeit werden kommerzielle Ausführungen von Taster nach diesem Prinzip auf den Markt eingeführt. Da-

durch geht die bestehende Einfachheit, Schnelligkeit und Störungsempfindlichkeit teilweise verloren. Auch zeigen unsere Erfahrungen, daß die oben beschriebenen Schein- und Fehlaufösungen bei Profilen mit großen Steigungen und Krümmungen durch diese Nullmethode nicht beseitigt werden können. Weitere Untersuchungen zur Klärung sind erforderlich.

3.2 Heterodynprofilometrie

Bei der Heterodynprofilometrie werden die Nachteile der Meßverfälschungen weitgehend vermieden. Sie konnte bisher nur für polierte Oberflächen mit kleinen Profilvariationen und kleinen Profilsteigungen angewandt werden [11], weil sie als inkrementale Messung ausfällt, wenn an lokalen Stellen das Heterodynsignal durch eine Störung unterbrochen wird. An unserem Institut wird daran gearbeitet, den Anwendungsbereich zu größeren Steigungen zu erweitern. Für relativ glatte Oberflächen ist sie jedoch eine sehr genaue und leistungsfähige Methode (vgl. Bild 7).

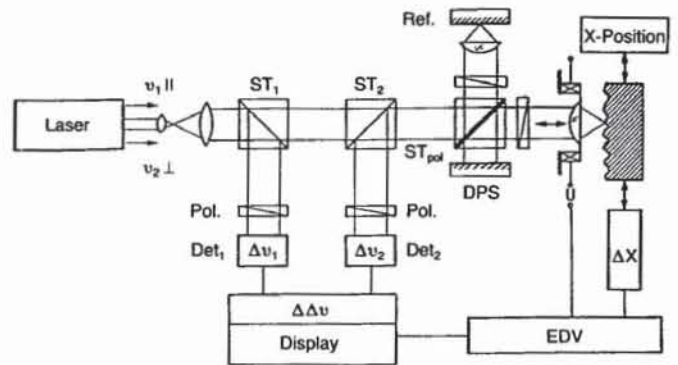


Bild 4. Heterodyn-Mikroprofilometer.

Bild 4 zeigt das Prinzip unseres Heterodynprofilometers. Durch ein Magnetfeld um den Resonator des HeNe-Lasers (Zeemaneffekt) erhält man zwei zueinander orthogonal polarisierte Teilstrahlen mit den Frequenzen v_1 und v_2 . Detektor Det. 1 detektiert die Differenzfrequenz $v_1 - v_2 = 2 \text{ MHz}$. Dieses Schwebungssignal wird jedoch an DET. 2 entsprechend der augenblicklichen Profilhöhe Δh in der Phase um $2k \Delta h$ geschoben. Δv nach Bild 4 ist somit proportional zu Δh . (Siehe auch Beitrag H.J. Tiziani: „Rechnerunterstützte Lasermeßtechnik“ in diesem Heft).

Die kleinste inkrementale Höhendifferenz beträgt im Falle unserer Doppelpaßstrahlführung $\Delta h = 0,5 \text{ nm}$. Mit einer numerischen Apertur $NA = 0,95$ für Objektiv O1 erhalten wir eine minimale laterale Auflösung von $\Delta x_{lat} = 0,5 \mu\text{m}$ bis $2 \mu\text{m}$ je nach Apertur-Ausleuchtungsverhältnis (Teil 4). In [2; 11] werden für superglatte Oberflächen Höhenauflösungen Δh bis zu 0,1 nm angegeben. Wegen der kleineren NA ist dort die Lateralaufösung allerdings schlechter.

Beim Heterodynverfahren geht Defokussierung in erster Näherung nicht als Meßfehler ein. Eine starke Defokussierung verschlechtert jedoch die Lateralaufösung. Dies wird in unserem Profilometer erstmals durch eine Nach-

führung auf Grund der augenblicklich gemessenen Profilhöhe über Rechner, DA-Wandler und Piezotranslator verhindert.

Die Bilder 5 und 6 zeigen Beispiele von Mikroprofilen und Autokorrelationsfunktionen rauher Oberflächen. Unsere vertikal und horizontal hochauflösenden Mikroprofilometer zeigen für Rauheiten in nm-Bereich mehr Einzelheiten und ergeben i. allg. größere Mittenrauhwerte nach Gl. (4) und (6) als handelsübliche Tastschnittgeräte, die durch die Kuppengeometrie und durch elastische und plastische Verformungen das Profil glätten. Bild 7 zeigt ein PTB-Tiefeneinstellnormal. Die Tiefen der geläpten Rillen nach Bild 7 stimmen innerhalb weniger nm mit dem Meßprotokoll des Herstellers überein. Messungen an Lacken ergeben zwar nicht die streng geometrische Grenze zwischen Lack und Luft. Sie können jedoch wertvollen Aufschluß über das Streuverhalten und den optischen Eindruck liefern (PKW-Karosserien).

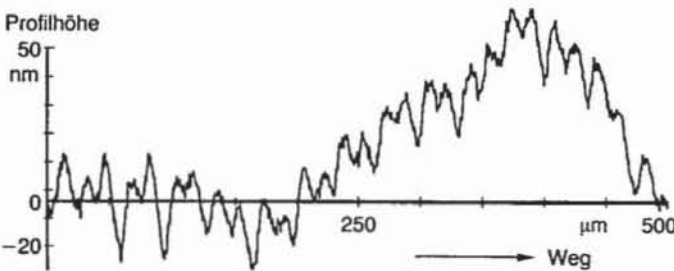


Bild 5. Mikroprofil mit nm-Auflösung eines Oberflächenspiegels.

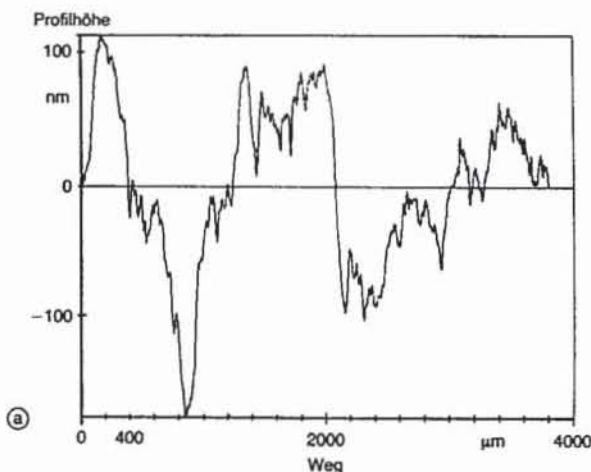


Bild 6a. Mikroprofil eines Rauheits-Vergleichsnormals des Fertigungsverfahrens Handpolieren. Der vom Hersteller angegebene Mittenrauhwert ist $R_a = 0,025 \mu\text{m}$. Eine statistische Auswertung des Profilverlaufes nach Gl. (4) und (6) ergibt $R_a = 0,048 \mu\text{m}$ und $R_q = 0,06 \mu\text{m}$ (cut-off-Wellenlänge $\lambda_c \approx 0,8 \mu\text{m}$ durch digitale Filterung der Profildaten). Die höheren Mittenrauhwerte sind durch die wesentlich bessere Auflösung unserer optischen Profilometrie bedingt.

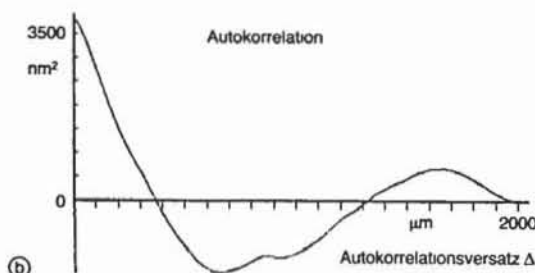


Bild 6b. Autokorrelationsfunktion zu Bild 6a.

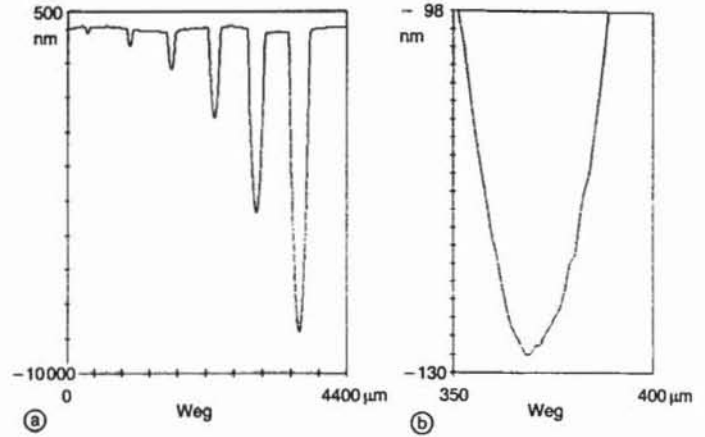


Bild 7. Mikroprofil eines PTB-Tiefeneinstellnormals. In Bild 7a sind in einem polierten Glasträger geläpte Rillen zu erkennen. Bild 7b zeigt einen Ausschnitt aus dem Rillengrund der kleinsten Rille. Die Bilder 7a und 7b stammen aus derselben Meßdatenaufnahme.

3.3 Steigungskompensation durch Doppelpaß-Strahlenführung

Trifft der Abtastfokus auf ein geneigtes Oberflächenelement (Bild 8a) mit dem Neigungswinkel α , so wird die Strahlachse um 2α umgelenkt. Auch bei verhältnismäßig kleinen Neigungswinkeln kann dies zu Fehlmessungen führen. Im Falle der photometrischen Balance (Abschnitt 3.1) wird die Lichtwaage schräg durchsetzt, und der Lichtstrom durch die Detektoröffnung ist nicht mehr allein durch die Fokallage, sondern sehr stark von der Schräglage der Strahlachse bestimmt (Bild 9a). Im Falle der Heterodynprofilometrie entstehen Keilinterferenzen in der Detektoröffnung, deren örtlich variablen Interferenzphasen zu Signalverschlechterungen und Fehlmessungen führen.

Weist die Oberfläche nur in einer Koordinatenrichtung Profilvariationen auf (Rillen, Riefen, Gitterstrukturen), so kann im Falle der photometrischen Balance durch spaltförmige Blenden eine Verbesserung erzielt werden [12]. Eine weiterreichende Kompensation wird durch eine Doppelpaß-Strahlführung erreicht [13]. Bild 8b zeigt schematisch die Funktion. Das reflektierte Strahlenbündel wird durch den Planspiegel im Parallelstrahlengang wieder genau in sich zurück reflektiert. Nach der zweiten Reflexion an der Oberfläche läuft der Strahl unabhängig vom Neigungswinkel α wieder in der ursprünglichen Richtung durch das Profilometer. Insbesondere ist im Strahlengang vor dem Detektor keine Schräglage der Strahlachse mehr vorhanden, und Fehlmessungen durch Profilineigungen treten nicht mehr auf. Der Doppelpaß trägt auch dann zur besseren Detektion bei, wenn der Abtastfokus auf ein Oberflächenstück fällt, das innerhalb der Strahltaile noch weiter strukturiert ist. Ideale Neigungskompensation würde man durch einen phasenkonjugierenden Spiegel erhalten.

Bild 9 zeigt die arbeitsfähige Realisierung für den Fall des Heterodynprofilometers. Die beiden linear und senkrecht zueinander polarisierten Teilstrahlen der Frequenzen ν_1 und ν_2 werden durch den polarisierenden Strahl-

teiler voneinander getrennt und in den Referenz- und Objektstrahlengang geschickt. Durch die $\lambda/4$ -Phasenplatte in Diagonalstellung werden die Teilstrahlen jedoch zunächst zirkular polarisiert und nach dem rückläufigen Durchgang wieder linear, jedoch mit um 90° gedrehter Schwingungsrichtung. Der polarisierende Strahlteiler schickt daher beide Teilstrahlen zum Doppelpaßspiegel und anschließend nach demselben Prinzip nochmals durch Objekt- und Referenzarm, bis sie schließlich den Strahlteiler in ursprünglicher Richtung verlassen und zum Heterodyndetektor gelangen.

Mit idealen Bauelementen ist die Doppelpaß-Strahlenführung nach Bild 9 verlustfrei. Schwach reflektierende Objekte wie z. B. Glas ergeben jedoch große Intensitäts-

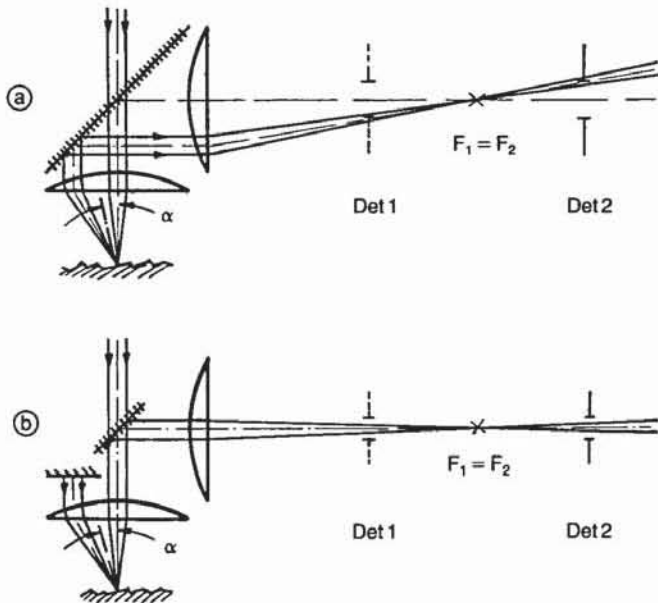


Bild 8. Prinzip der Doppelpaß-Strahlenführung.
 a) Strahlableitung durch ein Neigungselement mit Neigungswinkel α und Verlauf der Strahlen im Raum der Detektoren
 b) Kompensation durch Doppelpaßspiegel DPS schematisch

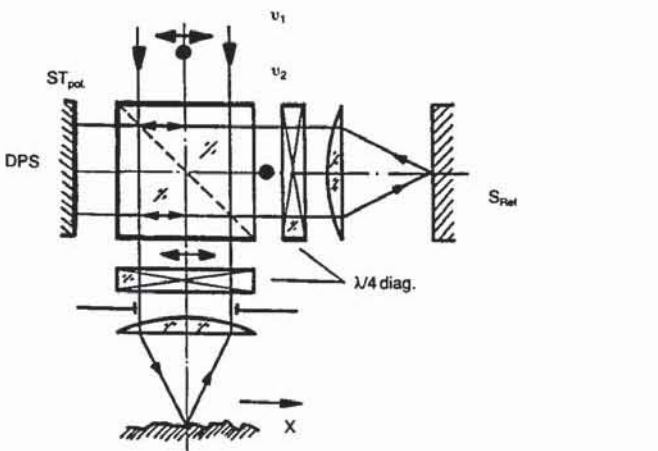


Bild 9. Realisation der Doppelpaß-Strahlenführung mit polarisationsoptischen Methoden für das Heterodynprofilometer.

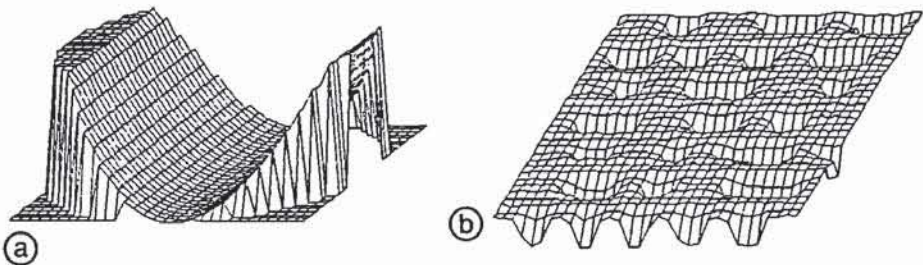


Bild 10. Interferenzmikroskopische hochauflösende Mikrotopographie durch automatische Interferenzstreifenanalyse.
 a) Zweitgrößte Rille des PTB-Einstellnormales nach Bild 7
 b) CD-Audio-Disk; interferometrische Aufnahme von der Rückseite nach Entfernung der Abdeckschichten. Breite der „pits“ $0,6 \mu m$, Tiefe $120 nm$, Spurbstand $1,6 \mu m$

verluste. Durch den zweimaligen Übergang an der Oberfläche ergibt sich eine Verdoppelung der Meßempfindlichkeit. Durch Drehen der $\lambda/4$ -Platten in Bild 9 und Bild 1 um 45° kann vom Doppelpaß- auf Einfachpaß-Betrieb leicht umgeschaltet werden (Oberflächen mit kleinem Reflexionsgrad).

4 Interferenzmikroskopischen Rauheitsmessung und Mikrotopographie

Für polierte Flächen stellt die klassische Interferenzmikroskopie ein bewährtes Hilfsmittel zur qualitativen Beurteilung dar. Moderne Methoden der automatischen Interferenzstreifenanalyse (z. B. [14; 15]) können für glatte Oberflächen ebenfalls angewendet werden. Es werden kurzzeitig hintereinander aufgenommene Interferogramme mit kontrolliert geänderter Phasendifferenz durch Weglängenänderung oder polarisationsoptischen Maßnahmen [16] ausgewertet. Streifenanalysealgorithmen sind in vielfach abgewandelter Form bekannt geworden (siehe H. J. Tiziani: „Rechnerunterstützte Laser-Meßtechnik“, in diesem Heft).

Für Rauheiten mit großen örtlichen Profilneigungen sind die Rechnerprogramme aus der interferometrischen Wellenfrontmessung bisher noch nicht geeignet [17]. Bild 10a zeigt eine Rille des Tiefeneinstellnormales nach Bild 7 in räumlicher Darstellung. Bild 10b zeigt einen $10 \mu m \times 12 \mu m$ großen Ausschnitt aus der Oberfläche einer Audio-disk-Scheibe. Für die „pits“ (vgl. z. B. [10]) ist die Auflösungsgrenze für sichtbares Licht ($\lambda = 550 nm$, numerische Apertur $NA = 0,9$) erreicht.

5 Auflösung und Grenzen der optischen Mikroprofilometrie

In der optischen Mikroprofilometrie wird die Oberfläche durch einen beugungsbegrenzten Lichtfleck im Fokus eines Abtastobjektives abgetastet. Bild 11 zeigt den Fokus eines sogenannten Gaußschen Strahls [18]. In jedem Querschnitt x' des Gaußschen Strahls nimmt der Verlauf

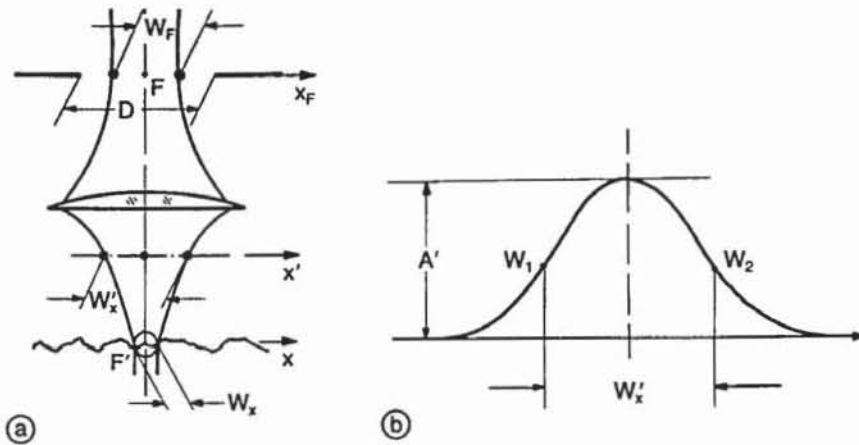


Bild 11. Gaußscher Strahl.
 a) Gaußscher Strahl mit Tailen in der Abtastebene x und der Apertur- bzw. Fourier-Ebene x_F
 b) Verlauf des Amplitudenbetrages des Gaußschen Strahles und Definition der Strahlweite

des Amplitudenbetrags $a(x')$ und der Intensitäten $I(x')$ einen gaußförmigen Verlauf an (Bild 11b):

$$a(x') = A' \exp \left\{ -\pi \frac{x'^2}{w_x'^2} \right\}. \quad (13)$$

Dabei ist w_x' die Äquivalenz-Fleckbreite [5]. Innerhalb $w_x'/2$ fällt die Amplitude in Bild 11b auf 45,6% des Zentralwertes. Die gekrümmten Linien in Bild 11a stellen Verbindungslinien der Fleckbreiten entlang der optischen Achse dar. Die Fleckbreiten nehmen in der Strahltaille einen kleinsten Wert an. Mit einer breiten Taille w_F in der Blendenebene F des Abtastobjektives ergibt sich in der vorderen Brennebene F' eine Abtasttaille der Breite w_x :

$$w_x = \frac{\lambda \cdot f'}{w_F}. \quad (14)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des Lichtes und f' die Brennweite des Abtastobjektives. Die numerische Apertur NA des Abtastobjektives ist durch den Durchmesser D der Blende in Bild 13 gegeben:

$$NA = \frac{D}{2f'}. \quad (15)$$

Wir führen zur Erfassung der Auflösung das Apertur-Ausleuchtungsverhältnis V ein:

$$V = \frac{D}{w_F}. \quad (16)$$

Aus praktischen Gründen sollte $V > 1$ sein, damit bei geeigneten Oberflächenelementen (vgl. Abschnitt 3.3) der reflektierte Strahl ohne seitliche Beschneidung die Blende D in der Pupille passieren kann. Für die Breite des Abtastflecks w_x und der Lateralauflösung Δx_{lat} ergibt sich somit der grundlegende Zusammenhang ($V > 1$)

$$\Delta x_{lat} = w_x = \frac{\lambda \cdot V}{2 \cdot NA}. \quad (17)$$

Wählt man Werte $V \ll 1$, so ergibt sich eine nahezu gleichmäßige Ausleuchtung der Pupille, und man erhält die Formel aus der klassischen Beugungstheorie:

$$\Delta x_{lat} = w_x = \frac{1,22 \cdot \lambda}{2 NA}. \quad (18)$$

Die Intensitätsverteilung im Fokus ist dann die Airy-Verteilung, und Δx_{lat} ist der Radius bis zum ersten Minimum. Für unsere hochauflösende Mikroprofilometrie setzen wir Mikroskopobjektive mit numerischen Aperturen bis $NA = 0,95$ ein. Damit ergibt sich mit $V = 1,5$ und $\lambda = 0,633 \mu m$ nach Gl. (17) eine Abtastfleckbreite von $w_x = 0,5 \mu m$ (aberrationsfreie Abbildung und keine Defokussierung).

6 Verfahren zur integralen Rauheitsmessung

Im Gegensatz zu den profilabbildenden Verfahren kann bei der integralen oder flächenmittelnden Rauheitsmessung die Zeit für die Meßwertaufnahme sehr kurz sein, was eine Kontrolle am laufenden Fertigungsprozeß ermöglicht.

6.1 Kohärente Streuverfahren

Fällt ein Strahl kohärenten (Laser-)Lichtes auf eine raue Oberfläche, so entsteht eine Intensitätsverteilung des rückgestreuten Lichtes in Abhängigkeit vom Streuwinkel α (Bild 12), die als Streuindikatrix (Streukeule) bezeichnet wird. Bild 12 zeigt schematisch eine Anordnung zur Streulichtmessung. Mit dem Objekt in der vorderen Brennebene und dem scannenden Detektor oder einer Diodenzeile DZ in der hinteren Brennebene x' gilt $x' = \alpha f'$. Der Verlauf der gemittelten und normierten Intensitätsverteilung $E \langle I(x') \rangle$ wurde nach einem wellenoptischen Ansatz mit numerischen Verfahren auf einer CRAY 1 der Universität Stuttgart berechnet (Bild 13). Dabei wurde die Oberfläche als homogener (räumlich stationärer) ergodischer gaußförmiger Zufallsprozeß mit einer negativen Exponentialfunktion der Weite w_s für die Korrelation 2. Ordnung eingeführt. Die Intensitätsverläufe nach Bild 13 sind grundlegend für das Verständnis der Lichtstreuung an rauhen Oberflächen. Für Mittenrauhwert $R_q \cong \sigma_h = 0$ (idealer Spiegel) ergibt sich in der Fourier-Ebene x' die klassische Beugungsfigur des beleuchteten Flecks auf

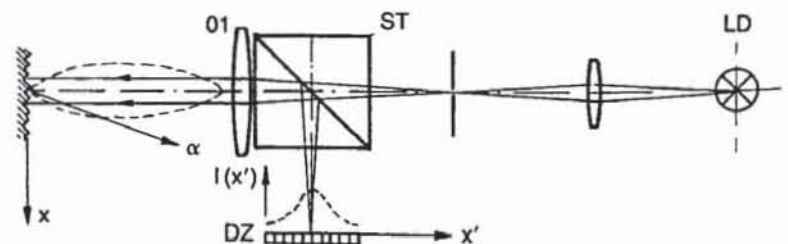


Bild 12. Kohärente Streuung an einer rauhen Oberfläche und Prinzip der Streulichtmessung in der x' -Ebene.

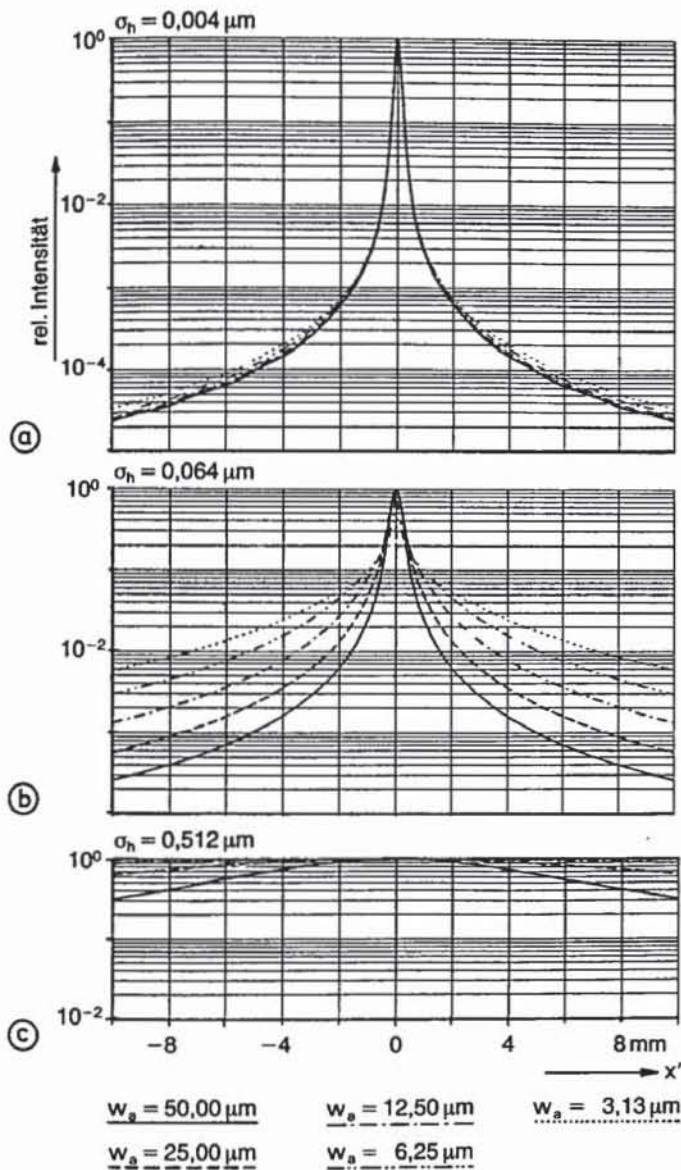


Bild 13. Abhängigkeit der mittleren Streulichtintensität in der Ebene der Diodenzeile DZ nach Bild 12 vom Mittenrauhwert $R_q \cong \sigma_h$ und der Autokorrelationsweite w_a . Der Abstand der Einzeldioden beträgt 0,5 mm, die Brennweite von O1 nach Bild 12 ist 40 mm und die mittlere Wellenlänge $\lambda = 825 \text{ nm}$.

- a) Sehr kleine Rauheit $R_q \cong \sigma_h = 0,004 \mu\text{m}$
- b) $R_q \cong \sigma_h = 0,064 \mu\text{m}$; man beachte die starke Abhängigkeit von w_a
- c) $R_q \cong \sigma_h = 0,512 \mu\text{m}$; bei Rauheiten $R_q \geq 2 \mu\text{m}$ ist die Diodenzeile praktisch gleichmäßig beleuchtet.

der Oberfläche. Diese wird jedoch in dem groben Diodenraster (Diodenbreite = $500 \mu\text{m}$) nicht aufgelöst. Die Intensitätsbelegung der Diodenzeile entspricht Bild 13. Mit zunehmender Rauheit wird immer mehr Licht von der gerichteten Reflexion $\alpha = 0^\circ$ oder $x' = 0$ nach außen gestreut (diffuser Streuanteil, $x' \neq 0$). Bild 13b zeigt den Fall für mittlere Rauheit $R_q \cong \sigma_h = 0,064 \mu\text{m}$. Wichtig ist jetzt die starke Abhängigkeit der Streuintensität von der Autokorrelationsweite w_a . Bei $R_q \geq 2 \mu\text{m}$ wird die Diodenzeile nahezu gleichförmig ausgeleuchtet (Bild 13c). Eine Rauheitsmessung ist nicht mehr möglich.

Sensoren zur Streulichtmessung wurden in jüngster Zeit entwickelt [19; 20]. Als Maß für die Streuung dient das Quadrat des Trägheitsradius der Intensitätsverteilung über x' . Betrachtet man Bild 13, so erkennt man, daß die

Streuwerte sowohl von Mittenrauhwerten (hier $\sigma_h \cong R_q$), als auch von der Lateralstruktur (hier w_a) abhängen müssen. Sensoren, die beide Einflüsse trennen, können wertvolle Dienste in der Rauheitsmessung leisten.

Für Flächen der optischen Fertigung mit $R_q \cong \sigma_h \lesssim \lambda/30$ findet die Gesamtstreulichtmessung (total integrated scatter) Anwendung (z. B. [21; 22]). Mit einer Ulbrichtschen Kugel oder einer Koblenzschenschen Halbkugel wird die gesamte diffus in den Raum gestreute Intensität gemessen und zur Gesamreflexion ins Verhältnis gesetzt:

$$TIS = 4k^2 \sigma_h^2. \tag{19}$$

Die bekannte Näherungsformel (19) mit $k = 2\pi/\lambda$ und $\lambda < w_a$ ergibt eine quadratische Abhängigkeit von $R_q \cong \sigma_h$ und dient als Grundlage bisheriger TIS-Messungen. Bild 13 zeigt jedoch, daß dies nur für sehr kleine Rauheiten $\sigma_h \lesssim \lambda/100$ zutreffen kann, und daß für größere Rauheiten eine ausgeprägte Abhängigkeit von Form und Weite der Autokorrelation der Oberfläche auftreten muß.

Für geneigte Oberflächenstücke wandert der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung $I(x')$ in Bild 12 und 13 seitlich aus. Durch fortwährende Berechnung der Schwerpunktslage und Integration können Welligkeiten und Gestaltsabweichungen mit kleinen Steigungen ermittelt werden [23].

Winkelauflösende Streuverfahren (angle resolved scattering) messen bei vorgegebenem Einfallswinkel den Intensitätsverlauf über dem Streuwinkel. Die theoretischen Zusammenhänge sind noch Gegenstand aktiver Forschung. Die Korrelation der Intensitäten zweier kohärenter Specklemuster unterschiedlicher Wellenlänge oder unterschiedlicher Einfalls- oder Beleuchtungswinkel führt zu den Speckle-Korrelationsverfahren.

6.2 Specklekontrast-Verfahren

In der Speckle-Theorie und Speckle-Statistik (z. B. [24; 25]) ist der Specklekontrast C im Specklemuster definiert als

$$C = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}. \tag{20}$$

Die Standardabweichung σ_I und die mittlere Intensität $\langle I \rangle$ kann man durch eine genügend große Zahl diskreter Intensitätswerte entlang einer Abtastlinie durch einen Detektor mit kleiner Detektorblende oder durch eine Diodenzeile messen (Bild 12 oder Bild 15).

Bild 14 zeigt schematisch die Abhängigkeit des Kontrastes C vom Mittenrauhwert $R \rightarrow R_q, R_a, R_z$. Für kohä-

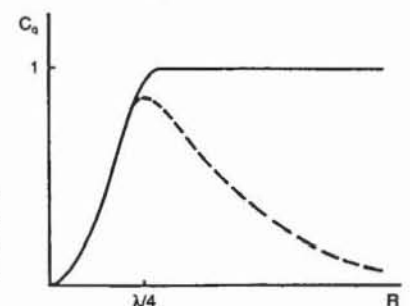


Bild 14. Schematische Abhängigkeit des Specklekontrastes nach Gl. (20) von der Rauheit der Oberfläche (siehe Text).

rentes (Laser-)Licht steigt der Kontrast mit R zunächst monoton an. Tragen viele voneinander unabhängige Streuzellen der Oberfläche zur Intensität in einem Punkt der Detektoroberfläche bei, so liegt die Sättigung für $C = 1$ bei $R = \lambda/5 \dots \lambda/4$. Der ansteigende Ast in Bild 14 ist als Meßkurve für die Metallbearbeitung nicht sehr interessant, weil dort die Rauheiten größer sind.

Für Weißlichtbeleuchtung wurde angenommen [26], daß die Kontrastkurven nach Erreichen eines Kontrastmaximums wieder abfallen (gestrichelte Kurve in Bild 14), weil bei kleiner Kohärenzlänge des Lichtes Teilamplituden aus Bergen und Tälern des Rauheitsprofils nur noch mit vermindertem Kontrast interferieren. In Wirklichkeit zeigten in der Vergangenheit gemessene Kurven keinen zuverlässig abfallenden Verlauf [26; 27], weil der Kontrast noch von weiteren unbekanntem statistischen Parametern der Oberfläche, insbesondere von w_a abhängt; vgl. Bild 18).

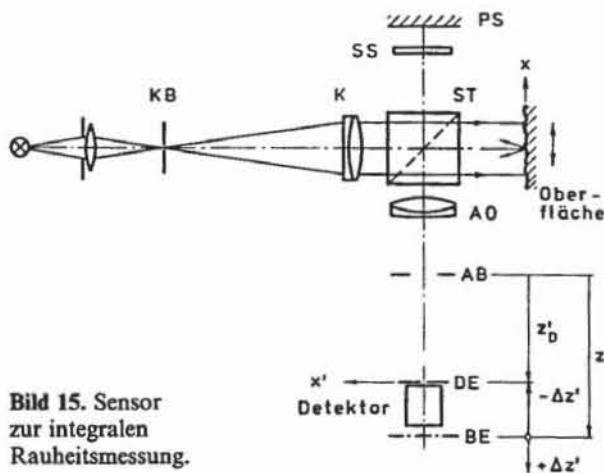


Bild 15. Sensor zur integralen Rauheitsmessung.

6.2.1 Weißlicht-Kohärenzverfahren

Mit diesem Verfahren, ursprünglich auch Weißlicht-Zufallsphasenkontrast- oder auch Weißlichtverfahren genannt, werden diese Schwierigkeiten überwunden [28; 29; 30]. In Bild 15 fällt ungefiltertes Glühlicht (Halogenlampe) über den Kollimator K und den Strahlenteiler ST auf die Oberfläche. Diese wird durch ST und das Objektiv AO in die Bildebene abgebildet. Das Intensitätsmuster wird in der Detektorebene DE mit der Defokussierung $\Delta Z'$ aufgenommen. Durch eine inkohärente Streulichtüberlagerung über den Spiegel PS und den Strahlenschwächer SS wird ein monoton abfallender Verlauf der Kontrastkurven erreicht. Bild 16 zeigt den Einfluß in Abhängigkeit vom Gleichlichtverhältnis t :

$$t = \frac{I_C}{I_S |_{\sigma_h=0}} \quad (21)$$

Die konstante Intensität I_C der Gleichlichtüberlagerung und die Intensität I_S des Meßstrahlenganges für eine glatte Oberfläche ($\sigma_h = 0$) desselben Materials gelten in der Detektorebene. Durch die Gleichlichtüberlagerung ergibt sich in Bild 16, 17 und 18 eine Aufteilung der Kurven und, wie Experimente zeigen, erstmals ein monoton abfallender Verlauf der Kontrastkurven [28; 29; 30]. Die in [28]

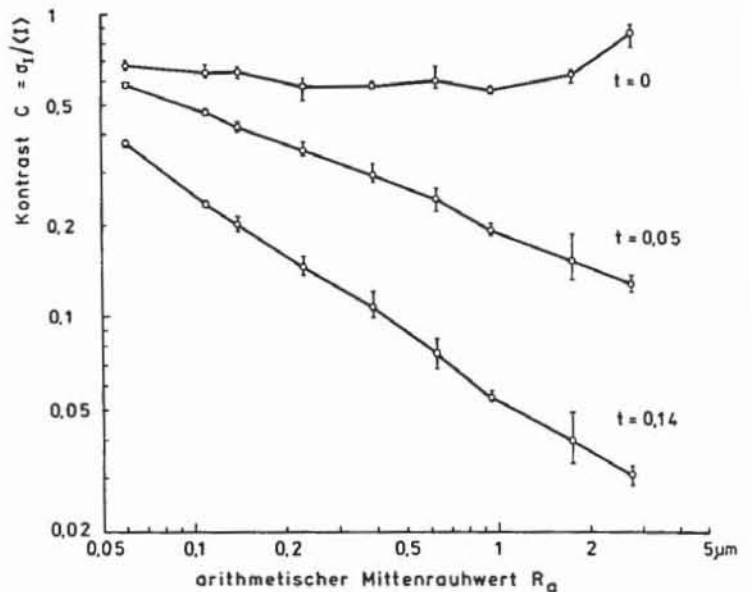


Bild 16. Abhängigkeit des gemessenen Kontrastes C vom Gleichlichtverhältnis t nach Gl. (21).

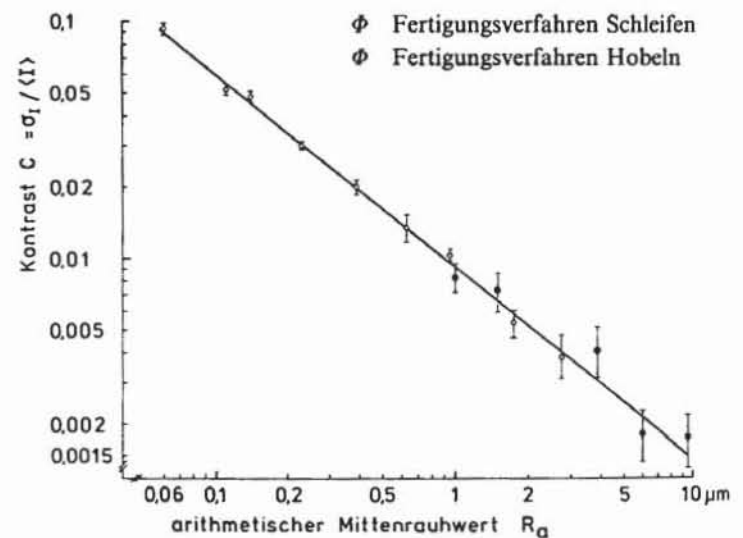


Bild 17. Kontraste, gemessen an Oberflächenvergleichsnormalen über dem arithmetischen Mittenrauhwert.

zusätzlich eingeführten Maßnahmen ergeben einen zuverlässigen einfachen Sensor mit einem großen Meßbereich von $0,06 \mu m \lesssim R_a \lesssim 10 \mu m$, der den Rauheiten der Metallbearbeitung gut angepaßt ist (Bild 17).

6.2.2 Weißlicht-Kohärenzverfahren mit Elimination

In einer weiterführenden Entwicklung [31] konnten erstmals die wichtigen Vertikal- und Horizontalparameter $\sigma_h \cong R_a$ und w_a unabhängig voneinander bestimmt werden. Bild 18 zeigt die Abhängigkeit des Kontrastes C von $\sigma_h \cong R_a$ und der Autokorrelationsweite w_a , berechnet mit einer analytischen Kontrastformel nach [28; 31]. Für Rauheiten $\sigma_h > 0,15 \mu m$ ist nach Gl. (4) in [28] das Kontrastverhältnis

$$c = \frac{c_0}{c_m} \quad (22)$$

nur noch von w_a und nicht mehr von σ_h abhängig, wobei C_0 der Kontrast ohne Gleichlichtüberlagerung ($t = 0$) und C_m der Kontrast mit $t = 1,4$ ist. Man erkennt dies daran, daß die Kurven in Bild 18 für $\sigma_h > 0,15 \mu\text{m}$ zueinander parallel verlaufen.

Die entsprechenden Intensitäten können simultan oder kurzzeitig nacheinander an derselben Stelle der Oberfläche abgetastet werden. Anschließend wird C_0 und C_m nach Gl. (20) gebildet. Es wird

$$w_a = \frac{(2w_b - w_c)w_c}{(c - 1)w_b/t + w_b - w_c} \quad (23)$$

wobei w_b die Weite des Bereiches auf der Oberfläche ist, aus dem Streulichtamplituden sich in der Detektoröffnung überlagern, und w_c die Kohärenzweite des Lichtes. Mit dem nach Gl. (23) bestimmten w_a läßt sich die Kontrastformel eindeutig nach $\sigma_h \cong R_q$ auflösen:

$$R_q \cong \sigma_h = \frac{1}{4W} \left[\frac{\left(2\frac{w_b}{w_a} - \frac{w_c}{w_a}\right)^2 \left(\frac{w_c}{w_a} - 1\right)^2}{C_0^4 \left(\frac{w_b}{w_a}\right)^4} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (24)$$

Gl. (23) und (24) werden durch den Mikroprozessor online berechnet. Ein „Messen an Kennlinien“ ist daher nicht mehr nötig. Experimentell zu bestimmende Korrekturparameter [31] können zur Verbesserung der Gl. (23) und (24) eingeführt werden. Mit $W = 2\pi/\Delta\lambda$ und $\Delta\lambda$ der spektralen Bandbreite des Lichtes sind alle Größen in Gl. (23) und (24) bekannt oder meßbar. Im Rahmen der Genauigkeit der zugrundeliegenden Facettentheorie ist damit eine voneinander unabhängige und somit eindeutige Bestimmung von w_a und $\sigma_h \cong R_q$ möglich.

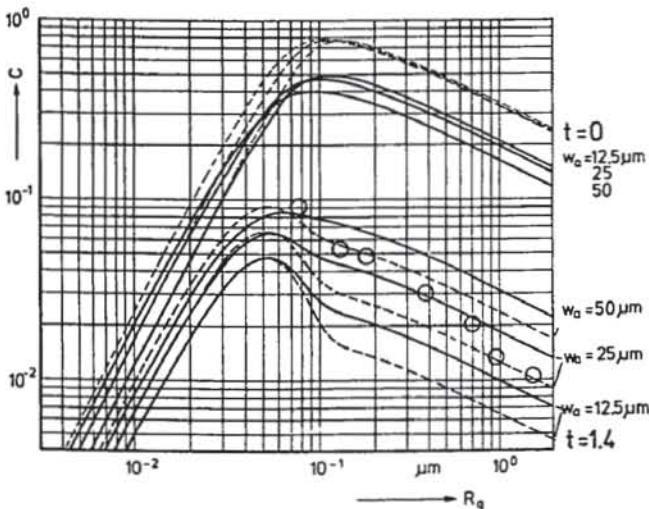


Bild 18. Gerechnete Kontrastkurven nach der analytischen Kontrastformel aus [29] und [31] in Abhängigkeit vom quadratischen Mittenrauhwert R_q der Autokorrelationsweite w_a und dem Gleichlichtverhältnis t . Die Parameter des Gerätes und des Lichtes sind in [28; 29; 31] angegeben. Die Kreise stellen die gemessenen Kontraste dar, die aus Bild 17 übertragen wurden.
 — Kohärenzweite des Lichtes auf der Oberfläche $w_c = 108 \mu\text{m}$
 - - - Kohärenzweite des Lichtes auf der Oberfläche $w_c > 500 \mu\text{m}$

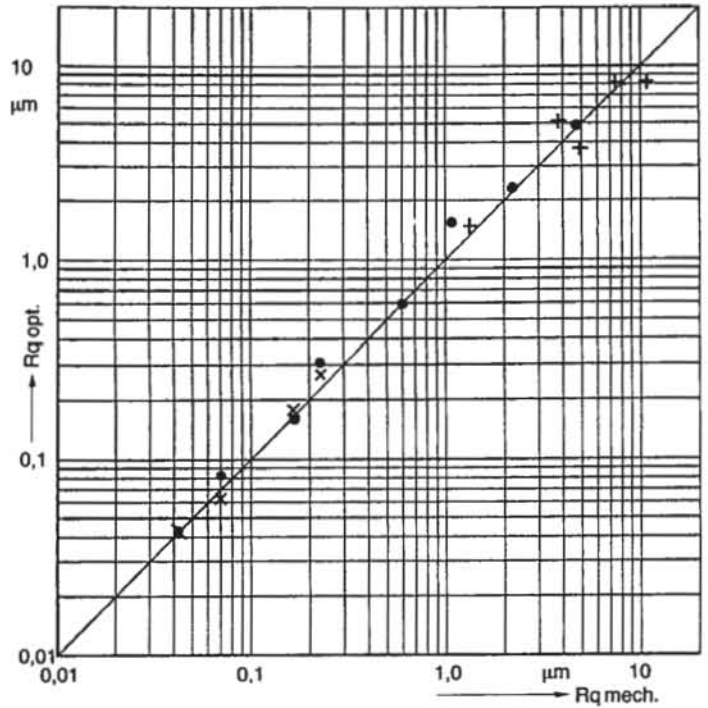


Bild 19. Ergebnisse nach dem Weißlicht-Kohärenzverfahren. Der nach Gl. (23) und (24) berechnete Mittenrauhwert R_{qopt} ist über dem mit dem Tastschnittgerät bestimmten Mittenrauhwert R_{qmech} aufgetragen.

Bild 19 zeigt neuere Ergebnisse. Der nach Gl. (23) und (24) ermittelte Mittenrauhwert R_{qopt} ist über dem durch mechanische Profilometrie gemessenen Wert R_{qmech} aufgetragen. Oberflächen der Fertigungsverfahren: Handpolieren, Schleifen und Hobeln liegen auf derselben Geraden – der Diagonalen in Bild 19. Die Ergebnisse für w_a nach Gl. (23) konnten bisher noch nicht nachgeprüft werden, weil in w_a vermessene Oberflächen nicht zur Verfügung standen. Hier sind weitere grundlegende Untersuchungen notwendig.

Für den Mittenrauhwert ergibt sich ein Meßbereich von $0,03 \mu\text{m} < R_q < 12 \mu\text{m}$, ohne daß Parameter des Gerätes oder Korrekturparameter geändert werden müßten. Damit übertrifft der Meßbereich mit 1 : 400 alle bisher bekannten Verfahren der integralen Rauheitsmessung. Mit einer CCD-Zeile von 1728 Einzeldioden kann die Meßwertaufnahme für eine Kontrastberechnung in ca. 3 ms durchgeführt werden. Ein entsprechender Sensor kann mit einer kleinen Glühlampe von 10 W Leistungsaufnahme betrieben werden und hat einen großen freien Arbeitsabstand von 72 mm.

Wir danken Herrn Dipl. Phys. H. Zwick für die Arbeiten zur Bestimmung der Parameter und der Messungen zu Bild 19.

Literatur

- [1] Thomas, T.R., Ed.: Rough Surfaces. Longman, London, 1982.
- [2] Bennet, J.M.: Comparison of techniques for measuring the roughness of optical surfaces. Opt. Engineering 24 (1985), S. 380–387.
- [3] Vorburger, T.V. und Teague, E.C.: Optical techniques for online measurement of surface topography. Precision Eng. 3 (1981), S. 61–68.

- [4] *Papoulis, A.*: Propability, Random Variables and Stochastic Processes. Mc.Graw-Hill, New York (1965).
- [5] *Bracewell, R.*: The fourier transform and its applications. Mc.Graw-Hill, New York (1965).
- [6] *Mesch, F.*: Description of rough surfaces as a twodimensional stochastic process. 8. IMEKO-Kongreß, Moskau, (1979), S. S10-5-bis S10-16.
- [7] *Dupuy, O.*: Méthode de pointés longitudinaux de grande précision. Revue d'Optique 43 (1964), S. 217-244 und S. 282-306.
- [8] *Simon, J.*: New noncontacting devices for measuring small microdisplacements. Appl. Optics 9 (1970), S. 2337-2340.
- [9] *Leonhardt, K., Rippert, K.-H. und Tiziani, H.J.*: Verfahren zur optischen Rauheitsmessung und Mikroprofilometrie. PTB-Bericht, PTB-Opt.-19, (1985), S. 80-111.
- [10] *Bouwhuis, G. und Brat, J.J.*: Appl. Optics and Engeneering, Shannon, R. R. and Wyant, J. C., ED., Vol. IX, Academic Press, New York (1983).
- [11] *Sommargren, G.E.*: Optical heterodyne profilometry. Appl. Optics 20 (1981), S. 610-618.
- [12] *Kleinknecht, H. P. und Meier, H.*: Optical profilometer Monitoring Surface Contours of Si Power Devices. SPIE-Proceedings 398 (1983), S. 266-273.
- [13] *Leonhardt, K., Rippert, K.-H. und Tiziani, H.J.*: Hochauflösende optische Mikroprofilometrie. Optics 86, Scheveningen, 21.-24. Mai 1986.
- [14] *Bruning, J. H., Herriot, D. R., Gallagher, D. P., Rosenfeld, D. P., White, A. D. und Brangaccio, D. J.*: Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses. Appl. Optics 13 (1974), S. 2693-2703.
- [15] *Wyant, J. C., Koliopoulos, C. L., Bhushan, B. und George, O. E.*: ASLE Transactions 27 (1984), S. 101-113.
- [16] *Leonhardt, K.*: Optische Interferenzen. Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft, Stuttgart (1981).
- [17] *Dörband, B.*: Die 3-Interferogramm-Methode zur automatischen Streifenbewertung in rechnergesteuerten Zweistrahlinterferometern. OPTIK 60 (1982), S. 161-174.
- [18] *Kogelnik, H. und Li, T.*: Laserbeams and resonators. Appl. Optics 5 (1966), S. 1550-1567.
- [19] *Thurn, G. und Gast, Th.*: Optische Oberflächenprüfung mit Streulicht. Feinwerktechnik und Meßtechnik 91 (1983), S. 15-20.
- [20] *Brodmann, R. und Gast, Th.*: An optical instrument for measuring the surface roughness in production control. Annals of the CIRP 33 (1984), S. 403-406.
- [21] *Bennet, H.E. und Porteus, J.H.*: Relation between surface roughness and specular reflectance at normal incidence. Journ. of Opt. Soc. Amer. 51 (1981), S. 123-129.
- [22] *Elson, J. M., Rahn, J. P. und Bennet, J. M.*: Relationship of the integrated scattering from multilayer-coated optics to angle of incidence, polarization, correlation and roughness cross-correlation properties. Appl. Optics 22 (1983), S. 3207-3219.
- [23] *Rau, N., Hübner, G. und Staiger, W.*: Optische Oberflächenanalyse zum Bestimmen von Gestaltsabweichungen. Werkstatt und Betrieb, 118 (1985), S. 725-730.
- [24] *Dainty, C., Ed.*: Laser Speckle and related Phenomena. Springer-Verlag, Berlin (1975).
- [25] *Asakura, T.*: Surface roughness measurement. In: Erf. K., Ed.: Speckle metrology. Academic Press, New York (1978).
- [26] *Sprague, R. A.*: Surface roughness measurement using white light speckle. Appl. Optics 11 (1972), S. 2811-2816.
- [27] *Nakagawa, K. und Asakura, T.*: Contrast of white light speckle patterns at a defocussed image plane. Appl. Optics 18 (1979), S. 3725-3728.
- [28] *Leonhardt, K. und Pfister, B.*: Ein neues optisches Verfahren zur schnellen berührungslosen Rauheitsmessung. Optik 58 (1981), S. 297-319.
- [29] *Leonhardt, K. und Tiziani, H.J.*: Removing ambiguities in surface roughness measurement. Optica Acta 29 (1982), S. 493-499.
- [30] *Ahlers, R.J.*: Opt. Verfahren zur Bestimmung der Oberflächenrauheit. Technisches Messen 50 (1983), S. 233-236.
- [31] *Leonhardt, K., Kaufmann, E. und Tiziani, H.J.*: Determination of average roughness and profile autocorrelation width of metallic surfaces with a white light sensor. Optics communications 51 (1985), S. 363-367.

Dr.-Ing. habil. Klaus Leonhardt, Dipl.-Ing. Karl-Heinz Rippert und Prof. Dr. Hans J. Tiziani, Universität Stuttgart, Institut für Technische Optik, Pfaffenwaldring 9, D-7000 Stuttgart 80.