

Optische Methoden zur Schwingungsanalyse der Stimmgabel einer elektronischen Uhr*

Von *H. J. Tiziani*

Institut für Technische Physik an der ETH Z, Hönggerberg, Zürich

Eingegangen am 20. Juli 1971

Inhalt

Kohärent-optische Methoden zur berührungslosen Messung der mechanischen Schwingungen der Stimmgabel einer neu konstruierten elektronischen Uhr werden beschrieben. Neben holographischen Methoden wird auch ein Verfahren angegeben, bei dem die von der kohärenten Beleuchtung der optisch rauhen Schwinger-Oberfläche herrührende, dem Bild überlagerte Granulation auf einer Photoplatte registriert wird. Bei der Durchsichtbeleuchtung der entwickelten Photoplatte mit kohärentem Licht ergeben sich z. B. in der Fourier-Ebene parallele Interferenzstreifen, deren Abstand und Lage die Bestimmung der Schwingungsamplitude und Richtung ermöglichen. Spezielle Beispiele der Anwendung der holographischen und „Speckle“-Methoden zur Schwingungsanalyse der Stimmgabel werden dargelegt.

Abstract

Optical Methods for the Vibration Analysis of a Tuning Fork of an Electronic Watch. Coherent-optical methods for the contactless measurement of mechanical oscillations of a tuning fork in a new design of an electronic watch will be described. In addition to the holographic methods the application of speckling for the vibration analysis will be investigated briefly. A speckle pattern of the oscillating tuning fork is recorded on photographic emulsion. By illuminating the developed photographic plate with coherent light in transmission parallel interference fringes are observed in the Fourier plane for example. Their distance and orientation is a measure for the amplitude and direction of the oscillation.

Examples of the application of the holographic and speckle methods for the vibration analysis of the tuning fork will be given.

1. Einleitung

Im Zusammenhang mit der Konstruktion einer neuen elektronischen Uhr wurden die mechanischen Schwingungen von speziell konzipierten Stimmgabeln analysiert. Dazu wurden holographische und neuartige „Speckle“-Methoden benützt. Unter Anwendung der Holographie zur Bestimmung von seitlichen Verschiebungen und Deformationen, sind die bei der Rekonstruktion erhaltenen Interferenzstreifen in der Regel nicht in der Bildebene lokalisiert. Zwar kann die Verschiebung der Lokalisationsebene zur Bestim-

* Vorgetragen auf der Tagung der DGaO vom 1. bis 5. Juni 1971 in Celle.

mung von Verkipfungen herangezogen werden. Die Auswertung ist aber oft mit Schwierigkeiten verbunden. Deshalb wurde eine weitere holographische Methode zur Untersuchung von lokalen dreidimensionalen Deformationen angewendet. Zur Messung und quantitativen Auswertung der Schwingungen in der Objektebene erwies sich aber eine neue „Speckle“-Methode als besonders geeignet.

2. Prinzip der elektronischen Uhr

Das Prinzip der elektronischen Uhr ist in der Referenz [1] beschrieben und wird in Abb. 1 zusammengefaßt. Als Frequenzgeber dient in diesem Konzept ein mechanischer Resonator in Form einer Stimmgabel mit der Resonanzfrequenz $\nu = 1050$ Hz.

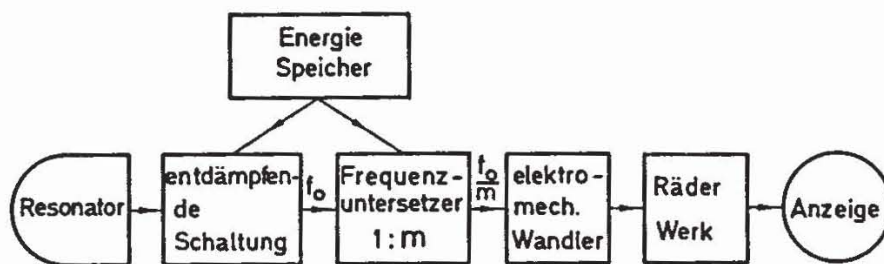


Abb. 1. Prinzip der elektronischen Uhr.

Um den Schwinger möglichst schockunempfindlich und gravitationsunabhängig zu gestalten, wurde eine symmetrische und geschlossene Konfiguration gewählt. Das Skelett der Stimmgabel ist in Abb. 2 skizziert. Unter Ein-

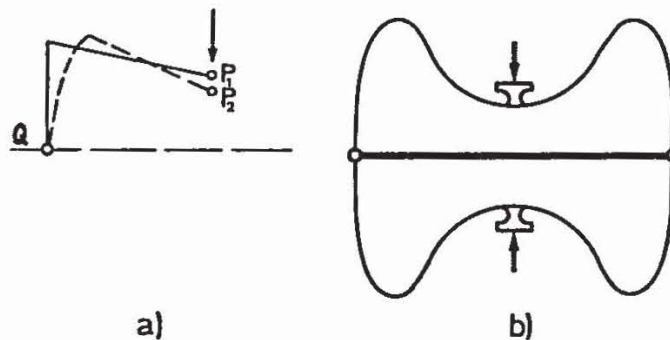


Abb. 2. Stimmgabel der elektronischen Uhr.

wirkung einer kleinen Kraft wird sich der Schwinger nach Abb. 2a verformen, d. h. P_1 wird nach P_2 verschoben, wobei der Punkt Q fest bleiben sollte. In Abb. 2b ist die tatsächliche Form des aus spezieller Invarlegierung gefertigten Schwingers ersichtlich; seine totale Länge beträgt 20 mm, die Stegbreite 0,8 mm und Dicke 1 mm. Mit Hilfe zweier Magnetspulen wird der Schwinger angeregt, wozu in einer Armbanduhr eine Leistung von $10 \mu W$ zur Verfügung steht.

3. Holographische Schwingungsanalysen

a) Elektro-mechanischer Licht-Chopper

Für die holographische Schwingungsanalyse erweist sich die stroboskopische Beleuchtung als günstig. Beispielsweise kann der Schwinger jeweils in den Extremlagen kurz beleuchtet werden. Dadurch reduziert sich die Schwingungsanalyse auf eine Verschiebungsmessung mit Doppelbelichtung.

Zur stroboskopischen Beleuchtung wurde ein einfacher, elektromechanischer Chopper konstruiert, dessen prinzipieller Aufbau in Abb. 3 angedeutet ist. Die Tauchspule eines lautsprecherähnlichen Systems trägt eine Spalt-

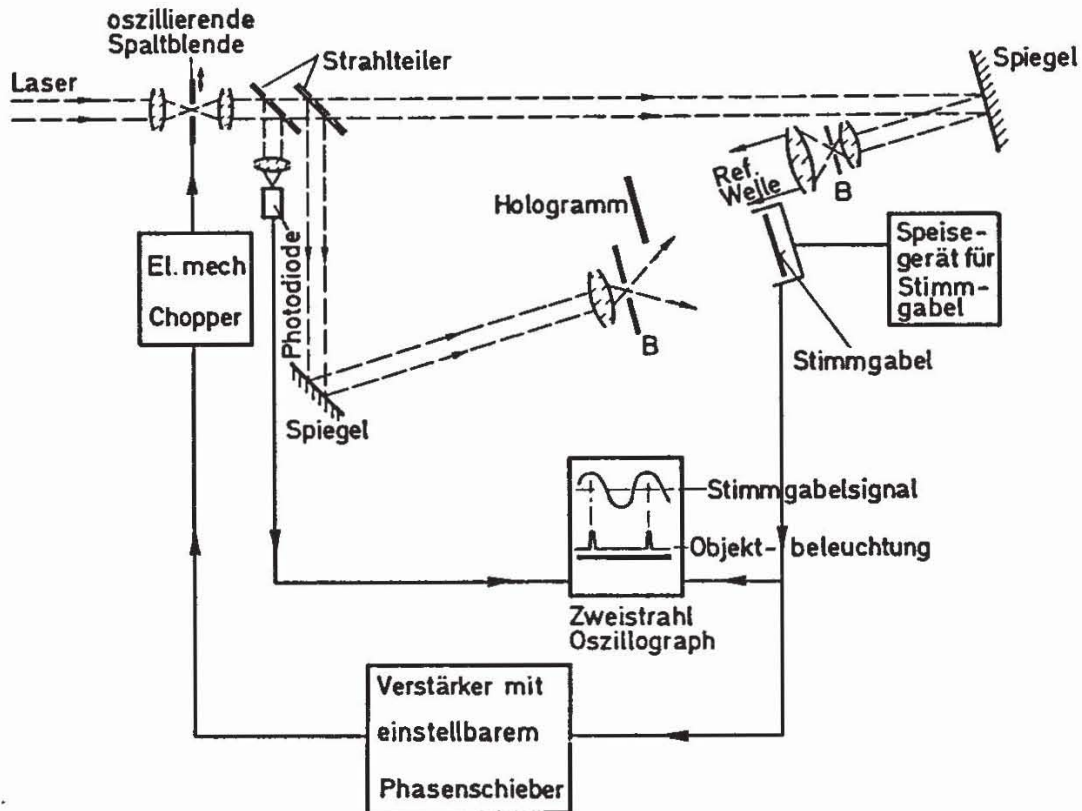


Abb. 3. Prinzip des holographischen Aufbaus mit elektromechanischem Chopper.

blende von $20 \mu\text{m}$ Öffnung; sie schwingt synchron mit der zu untersuchenden Stimmgabel mit einer Amplitude von $0,6 \text{ mm}$ (peak/peak) durch den gemeinsamen Brennpunkt zweier Mikroskop-Objektive.

Das von der Stimmgabel abgegebene und zur Anregung der Tauchspule benützte elektronische Signal einerseits und die mittels einer Photodiode gemessene Laserstrahl-Modulation andererseits werden simultan auf einem Zweistrahl-Ozillographen aufgezeichnet.

Das Schwinger-Signal eilt der mechanischen Schwingung um 90° nach. Die Lichtimpulse müssen deshalb mit den Nulldurchgängen dieses Signals koinzidieren, falls stroboskopische Beleuchtung der Extremlagen gewünscht ist. Diese Einstellung erfolgt mittels eines elektrischen Phasenschiebers und

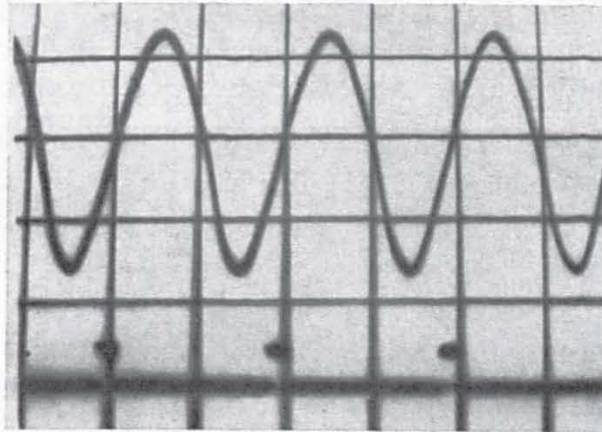


Abb. 4. Zweistrahl-Oszillogramm.

wird auf dem Schirmbild überwacht. Die Abb. 4 zeigt ein typisches Oszillogramm. Hier wurde allerdings nur eine Extremstelle stroboskopisch beleuchtet.

b) Simultane Untersuchung einer über das ganze Objektfeld variierenden Deformation

Die Anordnung für die holographische Doppelbelichtungsmethode ist in Abb. 3 schematisch dargestellt. Aus praktischen Gründen wurde eine ebene Referenzwelle gewählt¹. Verschiedene Autoren haben in den letzten Jahren Untersuchungen betreffend die Lokalisation der bei der Rekonstruktion erhaltenen Interferenzstreifen angestellt [2, 3, 4, 5, 8, 9].

Die Verschiebung in der Objektebene $|\Delta \mathbf{u}|$ errechnet sich von

$$|\Delta \mathbf{u}| = \frac{D\lambda}{|\mathbf{p}|} \quad (1)$$

Dabei bedeuten:

λ = Wellenlänge des verwendeten Lichtes im Vakuum

D = Abstand zwischen Lokalisationsebene der Interferenzstreifen und entsprechendem Bildelement

$\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ = Periode der Interferenzstreifen.

Bei den Untersuchungen hat es sich aber gezeigt, daß sich gewisse Abschnitte einzelner Stimmgabeln zusätzlich zur Bewegung in der Ebene auch noch verkippen. Dies rührte von einer Asymmetrie z. B. in der Erregung her. Auch wurden kleine Bewegungen senkrecht zur Objektebene festgestellt.

In Abb. 5 ist das bei der Rekonstruktion erhaltene Bild der Hälfte einer Stimmgabel mit den entsprechenden Interferenzstreifen wiedergegeben.

¹ Die Interferenzstreifen für seitliche Verschiebungen sind vielfach hinter der Bildebene lokalisiert, was ihre Ausmessung erschwert. Die Lokalisationsebene wird aber „reell“ bei Verwendung einer zur Referenz konjugierten Beleuchtungswelle. Im Falle ebener Wellen wird dies einfach durch Vertauschen von Vorder- mit Rückseite des Hologramms erreicht.

Hier waren die Streifen je nach Objektpartie 120 . . . 40 mm hinter dem Bild lokalisiert. Diese Aufnahme vermittelt einen guten Überblick über die Symmetrie der Deformationen. Die Abb. 6 zeigt die resultierenden Schwingungs-

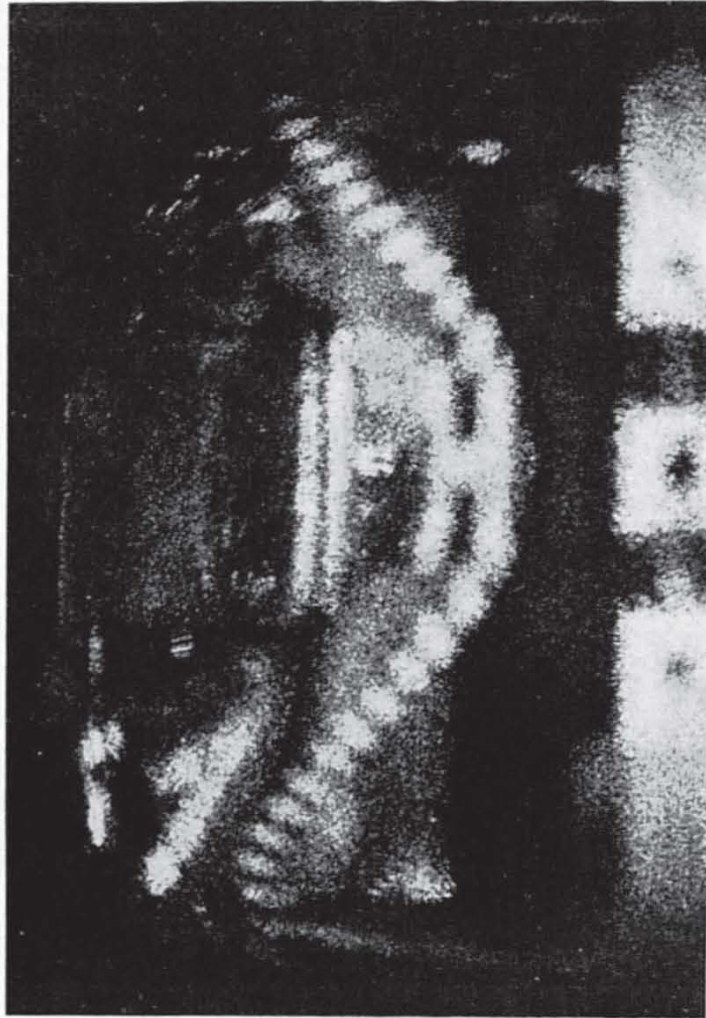


Abb. 5. Doppelbelichtungsinterferenzstreifen des halben Schwingers.

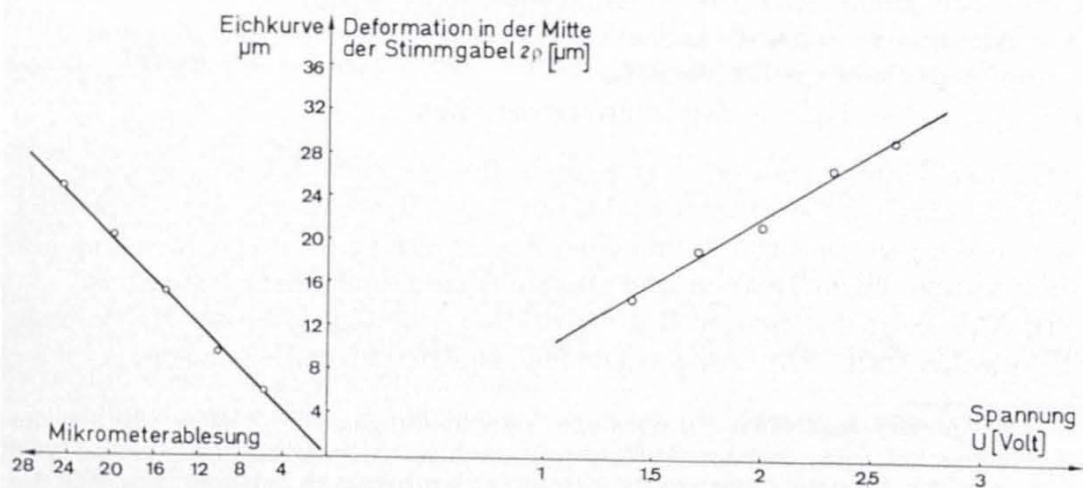


Abb. 6. Schwingungsamplitude in der Mitte des Schwingers als Funktion der Speisespannung.

amplituden (in der Mitte des Schwingers) als Funktion der angelegten Speisepannung. Gleichzeitig ist auch eine Eichkurve aufgetragen, welche durch Parallelverschiebung des ruhenden Schwingers mittels eines Mikrometers gewonnen wurde.

Als Lichtquelle für diese und auch die nachfolgenden Versuche diente ein He-Ne-Gaslasers mit $\lambda = 633 \text{ nm}$. Zur Aufnahme der Hologramme wurden stets Agfa-Gevaert Scientia 10E70 Platten verwendet.

c) Untersuchung von lokalen dreidimensionalen Deformationen

Zur Untersuchung von dreidimensionalen Verschiebungen ($\Delta u =$ Verschiebung in der Ebene, $\Delta w =$ Verschiebung senkrecht dazu) einzelner Abschnitte der Stimmgabel wurde ein weiteres holographisches Verfahren herangezogen. Damit wird eine Selektion der für die Auswertung interessanten Bildausschnitte unter Verwendung eines einzigen Hologrammes möglich. Ein doppeltbelichtetes Fourier-Hologramm [7] wird vom ruhenden und verschobenen Objekt registriert. Bei der Rekonstruktion wird ein bestimmter Bildausschnitt ausgeblendet, welcher so zu wählen ist, daß die Verschiebungen Δu und Δw angenähert als konstant betrachtet werden können. Unter dieser Voraussetzung liefert die nachfolgende Fourier-Transformation im wesentlichen nur Interferenzen zwischen Wellen, die von korrespondierenden Objektausschnitten herrühren. Ein prinzipieller Aufbau ist in Abb. 7 skizziert.

Im folgenden seien Schritte einer zugehörigen Theorie angedeutet. Die komplexe Amplitude in einem Punkt der rauhen Oberfläche kann durch die spektrale Verteilung beschrieben werden, nämlich

$$A(\mathbf{u}) = \sum_{\mathbf{n}} \psi(\mathbf{x}_{\mathbf{n}}) \exp [i2\pi \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}_{\mathbf{n}}].$$

Es bedeuten $\mathbf{u} = (u, v)$, $\mathbf{x}_{\mathbf{n}} = (x_{\mathbf{n}}, y_{\mathbf{n}})$ die kartesischen Koordinaten in der Objekt- bzw. Fourier-Ebene². Die Fourier-Transformation des ruhenden Objektes ergibt:

$$a_1(\mathbf{x}) = \int \sum_{\mathbf{n}} \psi(\mathbf{x}_{\mathbf{n}}) \exp [i2\pi \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}_{\mathbf{n}}] \exp [-i2\pi \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}] \, d\mathbf{u}, \quad (2)$$

diejenige des verschobenen Objekts (ohne Verkippung)

$$a_2(\mathbf{x}) \approx \int \sum_{\mathbf{n}} \psi(\mathbf{x}_{\mathbf{n}}) \exp [i2\pi \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}_{\mathbf{n}}] \exp [-i2\pi (\Delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{x} + \frac{\Delta w}{2} \lambda |\mathbf{x}|^2)] \exp [-i2\pi \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}] \, d\mathbf{u}. \quad (3)$$

wobei sich die Integration über die Objektebene erstreckt.

Die beiden komplexen Amplitudenverteilungen werden jeweils mit derselben schrägen Referenzwelle auf der Hologrammplatte registriert (Doppeltbelichtung). Bei kohärenter Beleuchtung des entwickelten Hologramms ent-

² $\mathbf{x}_{\mathbf{n}}$, \mathbf{x} sind normiert, $\mathbf{x}_{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{X}_{\mathbf{n}}}{\lambda f_0}$ bzw. $\mathbf{x} = \frac{\mathbf{X}}{\lambda f_0}$ wobei f_0 aus Abb. 7 ersichtlich ist.

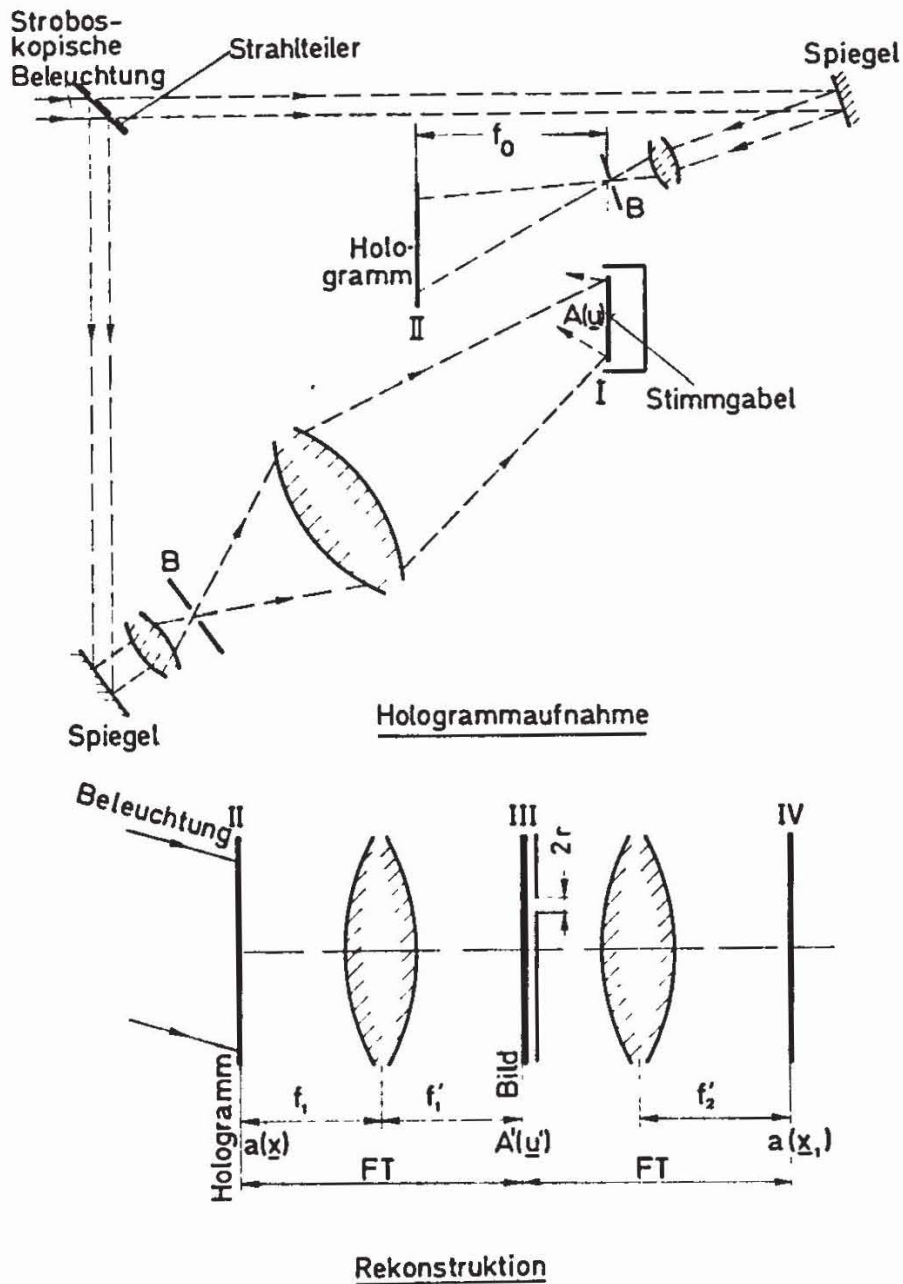


Abb. 7. Schema des Aufbaus. (FT = Fourier-Transformation)

hält bekanntlich [7] die komplexe Amplitude unmittelbar hinter dem Hologramm einen Summanden, der proportional ist zu

$$\begin{aligned}
 a(\mathbf{x}) &= a_1(\mathbf{x}) + a_2(\mathbf{x}) = \\
 &= \sum_n \psi(\mathbf{x}_n) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_n) \left\{ 1 + \exp \left[-i2\pi(\Delta\mathbf{u} \cdot \mathbf{x} + \frac{\Delta w}{2} \lambda |\mathbf{x}|^2) \right] \right\}. \quad (4)
 \end{aligned}$$

Das in der Ebene II (Abb. 7) befindliche Hologramm wird nun einer doppelten Fourier-Transformation unterzogen. In der Spektrumsebene III entsteht ein Bild des Objekts, und hier kann eine Zone einheitlicher Deformation

ausgeblendet werden. Die doppelte Fourier-Transformation läßt sich aber als kohärente Abbildung der komplexen Amplitude $a(\mathbf{x})$ in die Ebene IV interpretieren, wobei die Blende

$$H(\mathbf{u}') = \begin{cases} 1 & \text{für } |\mathbf{u}'| \leq r \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (r = \text{Blendenradius}).$$

Somit beobachtet man in der Ebene IV die Faltung

$$\begin{aligned} b(\mathbf{x}_1) &= \int a(\mathbf{x}) h(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}) d\mathbf{x} \\ \text{mit}^3 \quad h(\mathbf{x}_1) &= \mathcal{F}[H(\mathbf{u}')]. \quad (\mathcal{F} = \text{Fourier-Transformation}) \end{aligned} \quad (5)$$

Für genügend große Blendenöffnungen $r \gg |\Delta \mathbf{u}'|$ wird $h(\mathbf{x}_1) \approx \delta(\mathbf{x}_1)$ und somit:

$$b(\mathbf{x}_1) \approx a(\mathbf{x}_1) = \psi(\mathbf{x}_1) \left\{ 1 + \exp \left[-i2\pi(\Delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}_1 + \frac{\Delta w}{2} \lambda |\mathbf{x}_1|^2) \right] \right\}. \quad (6)$$

Dies ergibt die Intensität

$$|b(\mathbf{x}_1)|^2 \approx 4 |\psi(\mathbf{x}_1)|^2 \cos^2 \left[\pi(\Delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}_1 + \frac{\Delta w}{2} \lambda |\mathbf{x}_1|^2) \right]. \quad (7)$$

Aus dieser Beziehung lassen sich $\Delta \mathbf{u}$ und Δw bestimmen.

Wir erhalten also kreisförmige Interferenzstreifen für $\Delta \mathbf{u} = 0$ und $\Delta w \neq 0$ oder geradlinige für $\Delta w = 0$ und $\Delta \mathbf{u} \neq 0$. Für $\Delta \mathbf{u} \neq 0$ und $\Delta w \neq 0$ ergeben sich kreisförmige Interferenzstreifen mit verschobenem Zentrum.

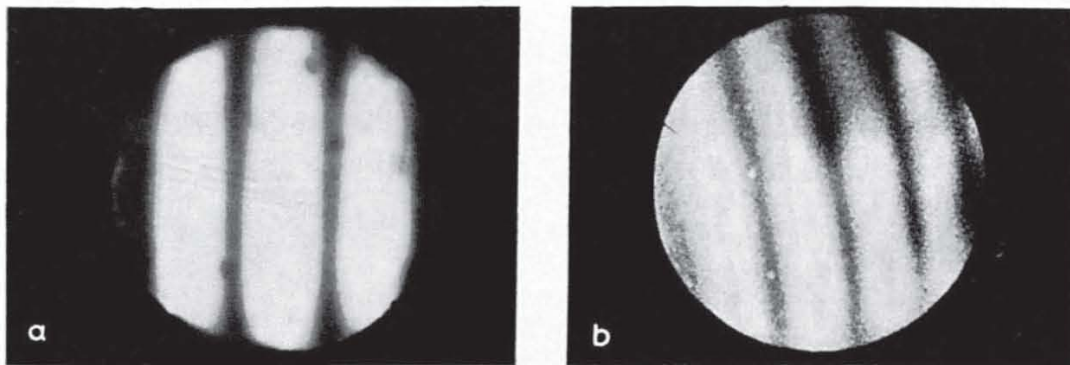


Abb. 8. Aufnahmen der Fourier-Transformation von Ausschnitten des rekonstruierten Bildes:

- a) $2|\Delta \mathbf{u}| = 16 \mu\text{m}$, $\Delta w = 0$
- b) $2|\Delta \mathbf{u}| = 14 \mu\text{m}$, $\Delta w = 2 \mu\text{m}$

Abb. 8 zeigt ein typisches Ergebnis, nämlich 8a) $2|\Delta \mathbf{u}| = 16 \mu\text{m}$ und $\Delta w = 0$, 8b) $2|\Delta \mathbf{u}| = 14 \mu\text{m}$, $\Delta w = 2 \mu\text{m}$.

³ $\mathbf{x}_1 = (x_1, y_1)$ sind normierte Koordinaten gemäß der Definition $\mathbf{x}_1 = \mathbf{X}_1 \frac{f_1}{\lambda f_0 f_2}$, wobei $\mathbf{X}_1 = (X_1, Y_1)$ die geometrischen Koordinaten in der Fourier-Ebene IV sind. Die Bedeutung von f_0, f_1, f_2 geht aus Abb. 7 hervor.

a) Verschiebungsmessung (stroboskopische Beleuchtung)

Überlagern wir jetzt zwei Speckle-Muster z. B. vom stationären Objekt und einer Extremstelle des stroboskopisch beleuchteten Schwingers, so erhalten wir in der Bildebene

$$I_1(\mathbf{u}', \Delta\mathbf{u}') = \sum_p \psi(\mathbf{u}'_p) \delta(\mathbf{u}' - \mathbf{u}'_p) + \sum_p \psi(\mathbf{u}'_p) \delta(\mathbf{u}' + \Delta\mathbf{u}' - \mathbf{u}'_p), \quad (10)$$

und die Amplitudentransparenz der entwickelten Photoplatte wird nach Referenz [15]

$$T(\mathbf{u}', \Delta\mathbf{u}') = T_0 - b t_0 I_1(\mathbf{u}', \Delta\mathbf{u}'), \quad (11)$$

wobei T_0 und b Materialkonstanten der photographischen Emulsion und t_0 die Belichtungszeit sind. Als Amplitudenverteilung in der Fourier-Ebene erhalten wir unter Vernachlässigung von konstanten Anteilen, wie z. B. des Beugungsbildes im Zentrum, welches vom ungebeugten Lichtanteil herrührt.

$$a(\mathbf{x}_1) = \int I_1(\mathbf{u}', \Delta\mathbf{u}') \exp[-i2\pi \mathbf{u}' \cdot \mathbf{x}_1] d\mathbf{u}', \quad (12)$$

wobei die Koordinate \mathbf{x}_1 folgendermaßen normiert ist:

$$\mathbf{x}_1 = \frac{\mathbf{X}_1}{\lambda f_1}, \quad f_1 = \text{Brennweite der transformierenden Linse}$$

$\mathbf{X}_1 = (X_1, Y_1)$, $X_1, Y_1 = \text{geometrische Koordinate in der Fourier-Ebene.}$

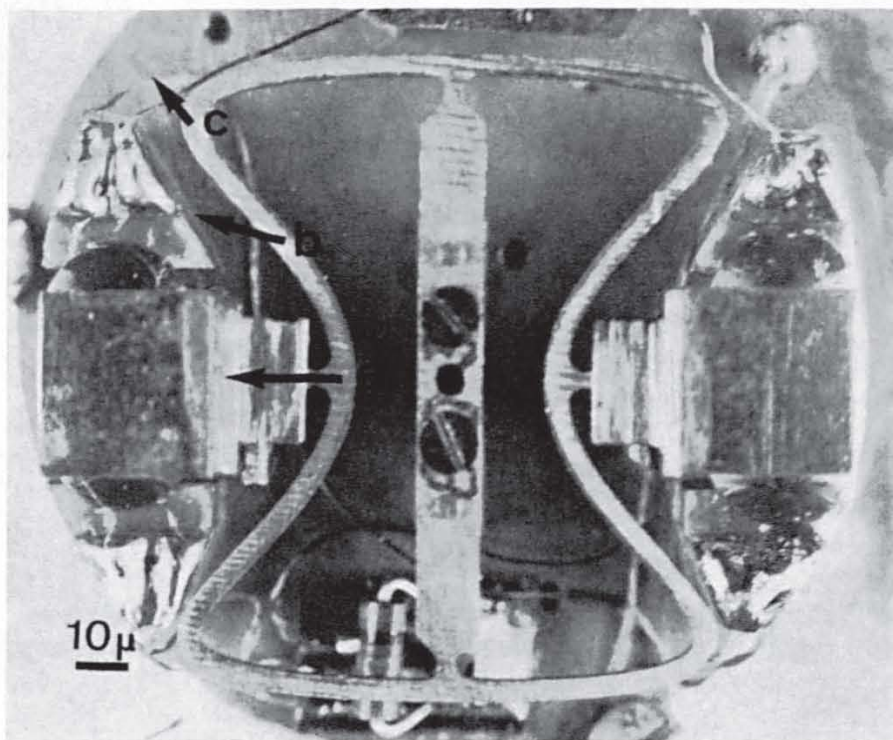


Abb. 9. Stimmgabel mit markierten Punkten.

In unserer speziellen Anwendung bewegen sich die verschiedenen Abschnitte des Objektes mit verschiedenen Amplituden und in verschiedenen Richtungen; wie schon in Abschnitt 3c ausgeführt, ist es nötig, Zonen einheitlicher Deformation auszublenden.

Eine solche Begrenzung des Bildausschnitts hat bekanntlich eine Faltung des Fourierspektrums mit einem AIRY-Pattern sowie Multiplikation mit einem von der Blendenposition \mathbf{u}'_0 abhängigen Phasenfaktor zur Folge.

Für einen Blendenradius $r \gg |\Delta \mathbf{u}'|$ kann der Einfluß der Begrenzung vernachlässigt werden, somit ergibt sich in der Fourier-Ebene eine Intensitätsverteilung (im Grenzfall beim Ersetzen der Summe durch ein Integral)

$$|a(\mathbf{x}_1)|^2 \approx 4 \{ \mathcal{F} [\psi(\mathbf{u}')] [1 + \cos 2\pi \Delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}_1] \}^2, \quad (13)$$

wobei die Fourier-Transformation $\mathcal{F} [\psi(\mathbf{u}')]$ die Autokorrelationsfunktion der Granulation in der Austrittspupille des abbildenden optischen Systems darstellt. ψ steht für $|\tilde{\psi}|^2$ in Referenz [16]. Wir erhalten demzufolge von der doppelbelichteten Granulation sinusförmige Interferenzstreifen in der Fourierebene, was auch experimentell bestätigt wurde (Abb. 10). Es handelt sich um Streifen vom Youngschen Typus, welche der Autokorrelation $\mathcal{F} \{ \psi(\mathbf{u}') \}$ überlagert sind. Aus dem Abstand \mathbf{p} dieser Streifen berechnet sich

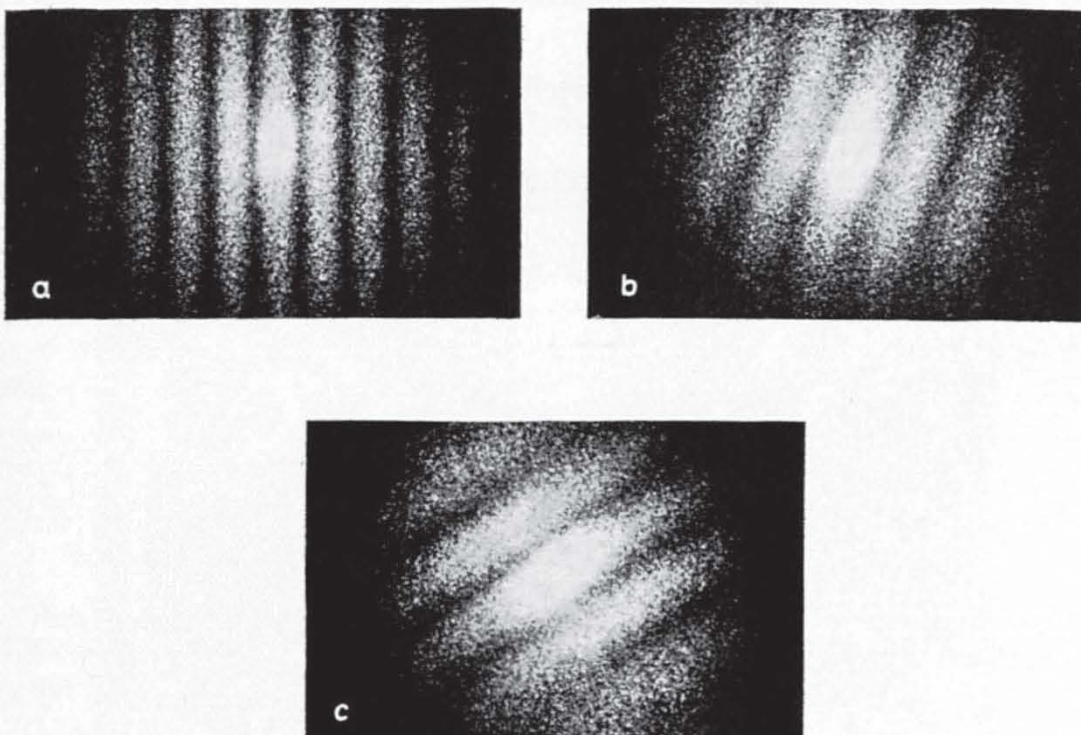


Abb. 10. Interferenzstreifen in der Fourier-Ebene der zweifachbelichteten Granulation mit entsprechender Verschiebung $\Delta \mathbf{u}$ zwischen beiden Belichtungen (stroboskopische Beleuchtung, Speisespannung 2 V):

- a) $2 |\Delta \mathbf{u}| = 19 \mu\text{m}$
- b) $2 |\Delta \mathbf{u}| = 14,5 \mu\text{m}$
- c) $2 |\Delta \mathbf{u}| = 10,9 \mu\text{m}$

die Verschiebung Δu in der Objektebene gemäß $|\Delta u| = \frac{\lambda f_1}{M|p|}$. In Abb. (9) sind die untersuchten Objektpartien markiert ($M = -3, f_1 = 95 \text{ mm}$).

b) *Schwingungsanalyse im Zeitmittel*

Betrachten wir jetzt die mit Frequenz ν und Amplitude ρ (ρ_x, ρ_y) oszillierende Stimmgabel ($\Delta u' = \rho \cos 2\pi\nu t$): Die Intensitätsverteilung in der Bildebene wird im Zeitmittel

$$\langle I(u', \rho, t) \rangle = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \sum_p \psi(u'_p) \delta\{u' + \rho \cos(2\pi\nu t) - u'_p\} dt. \quad (14)$$

t_0 ist die Belichtungszeit. Die Fourier-Transformation der Amplitudentransmission wird wie im vorigen Abschnitt unter Vernachlässigung der Konstanten

$$a(x_1) = \int \langle I(u', \rho, t) \rangle \exp[-i2\pi u' \cdot x_1] du'. \quad (15)$$

Durch Einsetzen von (14) in (15) und Umformen folgt:

$$a(x_1) = \sum_p \psi(u'_p) \exp[i2\pi u'_p \cdot x_1] \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \exp[-i2\pi\rho \cdot x_1 \cos 2\pi\nu t] dt. \quad (16)$$

Unter der Voraussetzung $t_0 \gg \frac{1}{\nu}$ ergibt sich bekannterweise eine Amplitudenverteilung in der Fourierebene von

$$a(x_1) = \sum_p \psi(u'_p) \exp[i2\pi u'_p \cdot x_1] J_0[2\pi\rho \cdot x_1] \quad (17)$$

und die zugehörige Intensität

$$|a(x_1)|^2 = \{\mathcal{F}[\psi(u'_p)] J_0[2\pi\rho \cdot x_1]\}^2. \quad (18)$$

Die Autokorrelation $\mathcal{F}[\psi(u'_p)]$ im Quadrat erscheint moduliert mit der Besselfunktion 0-ter Ordnung im Quadrat. Die Minima ergeben sich für

$$2\pi x_1 \cdot \rho = 2,4; \quad 5,5 \dots$$

die Verschiebung Δu in der Objektebene gemäß
sind die untersuchten Objektpartien markiert

In Abb. (9)
95 mm).

b) Schwingungsanalyse im Zeitmittel

Betrachten wir jetzt die mit Frequenz ν un-
terierende Stimmgabel ($\Delta u' = \varrho \cos 2\pi\nu t$): Die
Bildebene wird im Zeitmittel

ϱ_x, ϱ_y) oszil-
lung in der

$$\langle I(u', \varrho, t) \rangle = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \sum_p \psi(u'_p) \delta\{u' + \varrho_p\} dt. \quad (14)$$

t_0 ist die Belichtungszeit. Die Fourier-Transformation der Amplitudentransmission wird wie im vorigen Abschnitt unter Vernachlässigung der Konstanten

$$a(x_1) = \int \langle I(u', \varrho, t) \rangle \exp[-i2\pi u' \cdot x_1] du'. \quad (15)$$

Durch Einsetzen von (14) in (15) und Umformen folgt:

$$a(x_1) = \sum_p \psi(u'_p) \exp[i2\pi u'_p \cdot x_1] \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \exp[-i2\pi \varrho \cdot x_1 \cos 2\pi\nu t] dt. \quad (16)$$

Unter der Voraussetzung $t_0 \gg \frac{1}{\nu}$ ergibt sich bekannterweise eine Amplitudenverteilung in der Fourierebene von

$$a(x_1) = \sum_p \psi(u'_p) \exp[i2\pi u'_p \cdot x_1] J_0[2\pi \varrho \cdot x_1] \quad (17)$$

und die zugehörige Intensität

$$|a(x_1)|^2 = \{\mathcal{F}[\psi(u'_p)] J_0[2\pi \varrho \cdot x_1]\}^2. \quad (18)$$

Die Autokorrelation $\mathcal{F}[\psi(u'_p)]$ im Quadrat erscheint moduliert mit der Besselfunktion 0-ter Ordnung im Quadrat. Die Minima ergeben sich für

$$2\pi x_1 \cdot \varrho = 2,4; \quad 5,5 \dots$$

Aus den so gefundenen x_1 -Werten kann die Amplitude und Richtung der mechanischen Schwingungen bestimmt werden. Unter Benützung des Abstandes p_1 der ersten Minima ergibt sich

$$|\varrho| = 0,76 \frac{\lambda f_1}{M |p_1|}$$

In Abb. 11 sind die Interferenzstreifen für die entsprechenden Objektschnitte wiedergegeben. Eine größere Genauigkeit wird bei der Auswertung

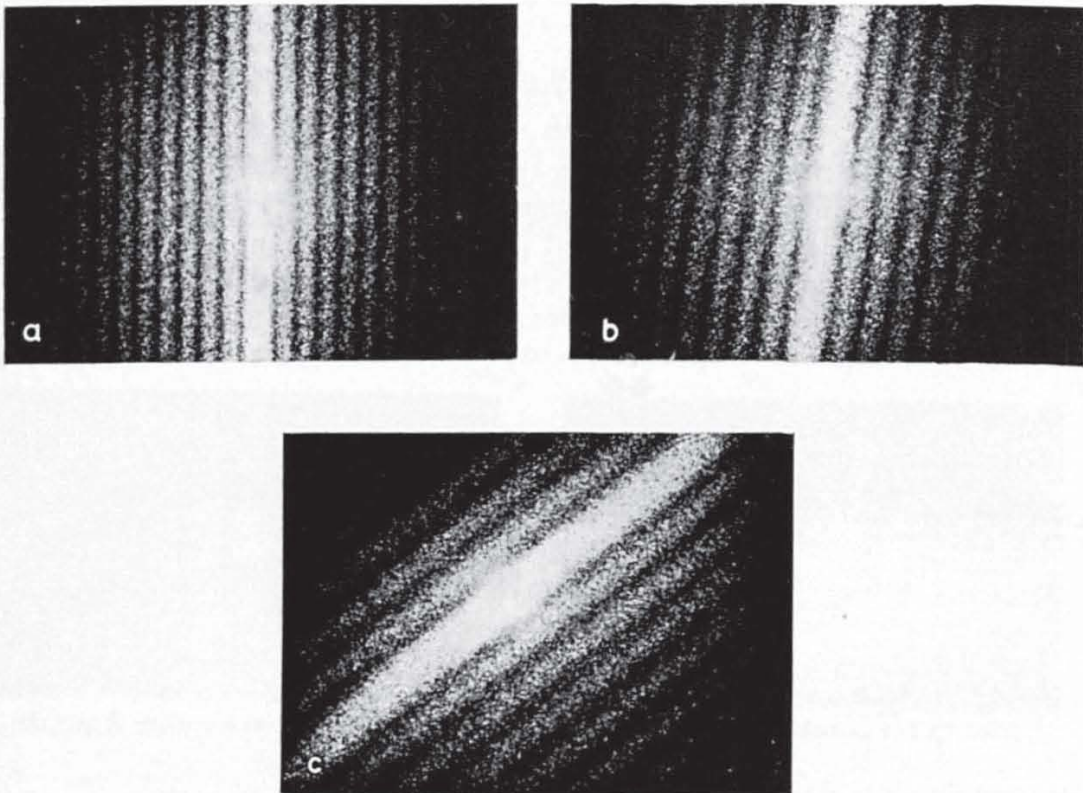


Abb. 11. Interferenzstreifen in der Fourier-Ebene vom Zeitmittel der Granulation mit den Schwingungsamplituden von a) $2 |\varrho| = 19 \mu\text{m}$, b) $2 |\varrho| = 14,5 \mu\text{m}$, c) $2 |\varrho| = 10,9 \mu\text{m}$.

der Minima höherer Ordnung erreicht. Die Richtung der Interferenzstreifen ist senkrecht zur Richtung der Bewegung.

6. Zusammenfassung

Die verschiedenen angewendeten Methoden zur Schwingungsanalyse haben ihre spezifischen Vor- und Nachteile. So eignet sich die erste holographische Methode sehr gut, um sofort einen Überblick der Bewegungen der ganzen Stimmgabel zu erhalten und um sofort asymmetrische Deformationen anhand der Interferenzstreifen feststellen zu können. Zur Untersuchung der dreidimen-

sionalen Bewegungen (in der Ebene und senkrecht dazu) der verschiedenen Ausschnitte des Bildes eignet sich die zweite Methode. Es hat sich ergeben daß bei kleinen Asymmetrien in der Erregung des Schwingers eine Bewegung aus der Ebene bis $2\ \mu\text{m}$ und eine Torsion der Stege auftritt.

Als sehr einfach und genau erwies sich die Anwendung der Granulation zur Messung von Deformationen und Schwingungen in der Ebene. Keine Referenzwelle und keine speziellen photographischen Emulsionen sind erforderlich. Gegenwärtig sind auch Versuche im Gange, mit zwei schrägen Beleuchtungswellen Verkippungen des Schwingers durch Anwendung der Granulation zu messen.

*

Der Autor möchte dem Vorsteher des Institutes für Technische Physik und Direktor der Abteilung für industrielle Forschung an der ETH Z, Prof. Dr. *E. Baumann* danken für die wohlwollende Unterstützung während der Ausführung der Untersuchungen. Der Dank gilt ferner weiteren Mitarbeitern des Institutes, besonders den Herren *W. Witz* für das kritische Lesen des Manuskriptes und *A. Greuter* für die Bereitstellung der elektronischen Uhr.

Literatur

- [1] *A. Greuter*, Neue Zürcher Zeitung 751, 767 (1968).
- [2] *J. Ch. Viénot*, Nouv. Rev. Opt. Appl. 1 (1970) 91.
- [3] *P. Boone*, Opt. Acta 16 (1969) 555
- [4] *W. T. Welford*, Opt. Commun. 1 (1970) 311.
- [5] *N. E. Molin*, *K. A. Stetson*, Optik 31 (1970) 3
- [6] *J. W. C. Gates*, Opt. Technol. 2 (1969) 247.
- [7] *G. W. Stroke*, An Introduction to Coherent Optics and Holography (1969) (Academic Press).
- [8] *H. Kiemle* und *D. Röss*, Einführung in die Technik der Holographie (1969) (Akademische Verlagsgesellschaft).
- [9] *R. Torge*, Vortrag bei der DGaO Tagung 1971.
- [10] *L. I. Goldfischer*, J. Opt. Soc. Am. 55 (1965) 247.
- [11] *H. H. Hopkins* und *H. J. Tiziani*, Proc. Int. Symp. of Holography, Besançon (1970).
- [12] *J. M. Burch* und *J. M. J. Tokarski*, Opt. Acta 15 (1968) 101.
- [13] *W. Fink* und *P. A. Bürger*, Z. angew. Physik 30 (1970) 176.
- [14] *J. N. Butters* und *J. A. Leendertz*, J. Phys. E, Sci. Instr. 4 (1971) 277.
- [15] *A. Kozma*, J. Opt. Soc. Am. 56 (1966) 428.
- [16] *H. J. Tiziani*, Optica Acta (im Druck).
- [17] *E. Archbold*, *J. M. Burch* und *A. E. Ennos*, Optica Acta 17 (1970) 883.
- [18] *U. Köpf*, Optik (im Druck).