

DK 535.41:536.24.08

# Interferenzverfahren zur Darstellung von Temperaturfeldern

Von Prof. Dr.-Ing. U. Grigull u. Dr.-Ing. W. Hauf, München

D. G a b o r, der Entdecker der Holographie, formulierte das H u y g e n s sche Prinzip auch in folgender, anderer Weise: "Die Information einer Lichtwelle geht niemals verloren, sondern pflanzt sich fort." Die hier zu behandelnden Meßverfahren, die klassische Interferometrie (M a c h - Z e h n d e r), Differentialinterferometrie, Interferenzholographie dienen in diesem Zusammenhang dazu, die Information einer Lichtwelle, die ihr von einem Temperaturfeld in Gasen oder Flüssigkeiten aufgeprägt wird, sichtbar und meßbar zu machen.

## 1. Die Wellenfront als Informationsträger

Meistens geht man von einer einfachen, definierten Form der Lichtwelle, einem Parallelstrahl mit ebenen Wellenfronten quasimonochromatischen Lichts aus. Nach Durchtritt des Lichts durch das Meßobjekt ist die ursprüngliche, ebene Wellenfront zu einer Raumfläche deformiert. Diese Fläche konstanter Phase (Phasenfläche) enthält die gewünschte Information über das Meßobjekt, ist aber vom Auge oder der photographischen Schicht, die ja nur auf Lichtintensitäten ansprechen, nicht direkt registrierbar. In Bild 1 ist ein Interferenzbild eines Temperaturverlaufs bei natürlicher Konvektion in einer Küvette gezeigt und eine einzige zugehörige Wellenfront (Phasenfläche) des Wellenzugs mit 10 000 - facher Überhöhung in z-Richtung konstruiert. Man erkennt, daß das Interferogramm die topographische Darstellung der räumlichen Wellenfront ist und daß die Interferenzlinien Höhenschichtlinien darstellen, die entstehen, wenn die verformten Wellenfronten mit ebenen Wellenfronten desselben Wellenzugs (kohärentes Licht) zur Interferenz gebracht werden. Geometrisch gesehen bedeutet das

eine Verschneidung dieser Raumflächen (des Meßstrahlenbündels) mit ebenen Flächen (des Referenzstrahlenbündels), Niveaulächen im Abstand der Lichtwellenlänge  $\lambda$ .

Hier im Bereich der geometrischen Optik ist die Lichtbewegung durch die Potentialtheorie beschreibbar: die Phasenflächen sind Äquipotentialflächen, ihre Normalen die Lichtstrahlen. In Bild 2 ist dies am Symmetrieschnitt der Phasenfläche in Bild 1 mit kleinerer Überhöhung in z-Richtung gezeigt. Die Lichtablenkung  $\epsilon$  ist meistens gering und ein Maß für den Gradienten der Raumfläche.

Die Schatten- und Schlierenverfahren haben die Messung der Lichtstrahlablenkung zur

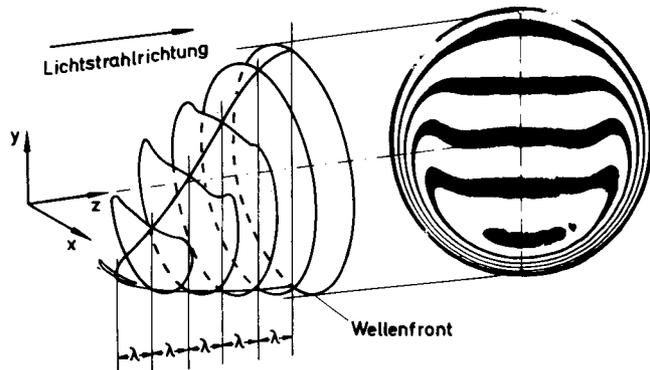


Bild 1: Darstellung einer Wellenfront als Raumfläche. Das Interferogramm rechts entspricht einer topographischen Darstellung durch Höhenschichtlinien.

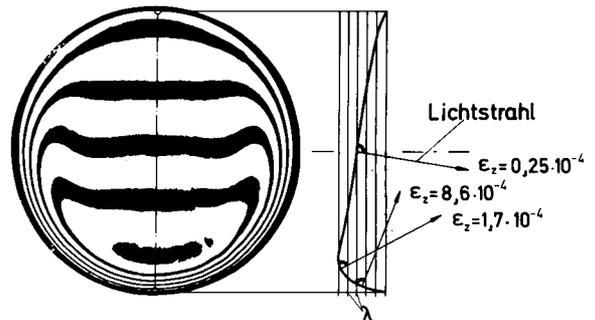


Bild 2: Darstellung der Lichtstrahlrichtung als Normale der Wellenfront.

Grundlage. Man kann das Meßobjekt als Schlierenlinse auffassen und auf einem entfernt aufgestellten Schirm ihre Brechungseigenschaften bzw. das verursachende Temperaturfeld (Dichtefeld) studieren. E. S c h m i d t [1] und später U. G r i g u l l [2] haben diese Methode eines einfachen Schattenverfahrens zur quantitativen Beobachtung von Temperaturfeldern verwendet.

Von H. S c h a r d i n u.a. [3-6] stammen umfangreiche Darstellungen der Schatten- und Schlierenmethoden, auf die hier nicht näher eingegangen wird.

## 2. Verformung einer ebenen Wellenfront in einem durchsichtigen Meßobjekt

An dem häufig vorkommenden Fall einer Temperaturgrenzschicht in der Nähe einer wärmeabgebenden Wand (Bild 3 schraffiert) wird die Verformung einer ebenen Wellenfront und die Lichtablenkung schematisch erläutert.

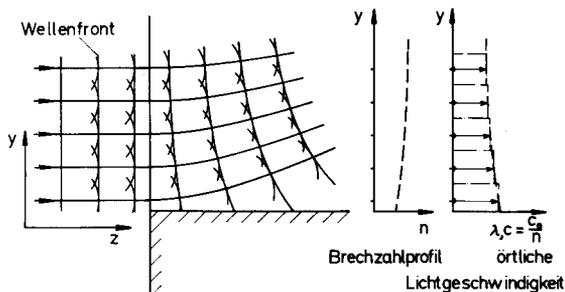


Bild 3: Lichtstrahlablenkung in einer Grenzschicht. Konstruktion der Wellenfronten mit Hilfe des Huygensschen Prinzips.

Mit Hilfe des Huygensschen Prinzips ist jede Wellenfront als Einhüllende von Elementarkugelwellen schrittweise konstruiert worden. Ihr Ursprung liegt auf der vorangehenden Wellenfront und ihr Halbmesser ist jeweils gleich der örtlichen Lichtwellenlänge  $\lambda(y) = c(y) \cdot \tau$  und damit proportional der örtlichen Lichtgeschwindigkeit  $c(y)$ , wenn  $\tau$  die konstante Periodendauer der Lichterregung ist.

Die örtliche Lichtgeschwindigkeit ist umgekehrt proportional der örtlichen Brechzahlverteilung  $n(y) = c_0/c(y)$ , die hier als zur Wand parallele Schichtung angenommen ist ( $c_0$  Vakuumlichtgeschwindigkeit). Die Lichtstrahlen werden bekannterweise zum "optisch dichteren Medium" abgelenkt. Sie beschreiben im Bereich des Meßobjekts eine

gekrümmte Bahn, verlassen diesen abgelenkt und zur Eintrittskoordinate  $y_0$  versetzt, um sich geradlinig fortzusetzen. Eine gekühlte Wand mit optisch dichter werdendem Medium in Wandnähe eignet sich daher weniger als Meßobjekt, da wandnahe Strahlen zur Wand hin abgelenkt und dort absorbiert bzw. (unerwünscht) reflektiert werden.

## 3. Prinzip der Zweistrahlinterferenz

Die Interferenzverfahren gestatten, wie eingangs gezeigt, die räumliche Phasenfläche direkt sichtbar zu machen. Die Lichtstrahlablenkung, der Meßeffect der Schatten- und Schlierenverfahren, ist hier jedoch unerwünscht: das Interferogramm soll möglichst wenig verzeichnet erscheinen. Dies gelingt durch sorgfältiges Fokussieren der aufnehmenden Kamera auf eine Abbildungsebene in der Mitte des Meßobjekts, wie anschließend noch erläutert wird. Die geringe Strahlver-

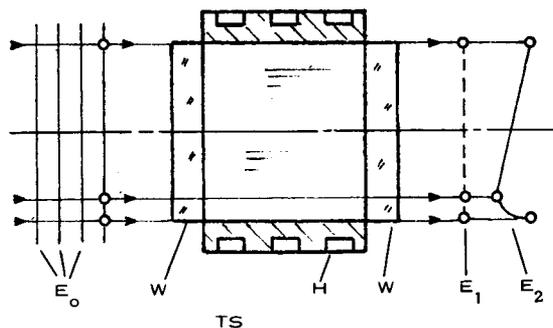


Bild 4: Verformung einer ebenen Wellenfront nach Durchtritt durch eine Modellküvette TS Modellküvette, H Heizmantel, W Küvettenfenster,  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$  Wellenfronten.

setzungen hier können meist vernachlässigt bzw. korrigiert werden, während sie bei den Schatten- und Schlierenverfahren auf einem entfernt aufgestellten Schirm (Abbildungsebene) möglichst groß dargestellt werden.

Im Schema Bild 4 ist jetzt ein geradliniger Strahlverlauf (ideale Interferometrie) durch eine Modellküvette TS mit den Fenstern W und einer Mantelheizung H angenommen worden, die im Fluid der zylindrischen Küvette eine zweidimensionale Temperaturverteilung  $T(x,y)$  und eine analoge, oft proportionale Brechzahlverteilung  $n(x,y)$  aufgrund der natürlichen Konvektion erzeugen soll. Eintretende ebene Wellenfronten  $E_0$  werden wegen

der unterschiedlichen, örtlichen Lichtgeschwindigkeit  $c(x,y)$  die umgekehrt proportional zur örtlichen Brechzahlverteilung  $n(x,y)$  ist, zur Wellenfront  $E_2$  verformt. Die Zeichnung entspricht wieder analog dem räumlichen Temperaturfeld  $T(x,y)$  - mit starker Überhöhung in Lichtstrahlrichtung ( $z$ -Richtung) - maßstäblich dem Beispiel in Bild 1 und 2. Besonders in den wandnahen Zonen der Küvette TS mit höherer Temperatur ist die Voreilung der Lichtstrahlen größer als in den übrigen Bereichen des Querschnitts der Küvette. Dieselbe Wellenfront  $E_0$  wäre eben geblieben, und befände sich nach dem gleichen Zeitraum in der Lage der gestrichelt eingezeichneten Wellenfront  $E_1$ , wenn das Fluid von der gleichförmigen Ausgangstemperatur  $T_\infty$  bzw. Brechzahl  $n_\infty$  gewesen wäre. Bei der Zweistrahlinterferenz wird ein solcher kohärenter Referenzstrahl ( $E_1$ ) zur Interferenz dem Meßstrahlengang überlagert, der im Regelfall außerhalb des Meßobjekts geführt wird.

Daraus resultiert bei Betrachtung der Lichtwege im gleichen Zeitintervall die Bestimmungsgleichung der idealen Interferometrie: Der Gangunterschied  $g(x,y)$  gemessen in Lichtwellenlängen  $\lambda_0$  ist, wenn  $l$  die Küvettenlänge und  $S(x,y)$  die Interferenzordnung, eine dimensionslose Zahl, bedeuten [vgl.6]:

$$g(x,y) = S(x,y)\lambda_0 = (1/c_r - 1/c_m)c_0$$

$$S(x,y) \cdot \lambda_0 = (n_r - n_m(x,y)) \cdot l = \Delta n \cdot l \quad (1)$$

Für nicht zweidimensionale Modelle, z.B. zylindrische oder unregelmäßige Objekte, gilt:

$$S(x,y) = \int_0^1 [n_r - n_m(x,y)] \cdot dz \quad (2)$$

In Bild 1 und 2 betragen z.B. die Interferenzordnungen für den wandnächsten, hellen Interferenzstreifen  $S = 11$  und für den innersten dunklen Streifen  $S = 6,5$ . Sie entsprechen Zonen gleicher Brechzahl und damit gleicher Temperatur des zweidimensionalen Modells der natürlichen Konvektion bei Aufheizung eines zylindrischen Behälters.

#### 4. Interferenzverfahren

Die zwei wichtigsten Zweistrahl-Interferenzanordnungen für durchsichtige Objekte wer-

den im folgenden beschrieben:

#### 4.1 Das Mach-Zehnder Interferometer (klassische Zweistrahlinterferenz)

Die Planspiegel Anordnung des Mach-Zehnder Interferometers (Bild 5) ist im Normalfall (Nullfeld, unendliche Streifenbreite) so justiert, daß die vier Spiegel im Bereich von Bruchteilen der Lichtwellenlänge, parallel zueinander und die Wege des Referenzstrahlengangs  $M1, M1', M2'$  und des Meßstrahlengangs  $M1, M2, M2'$  genau gleich sind. Im Instrument ohne Meßobjekt TS werden dann quasimonochromatische Wellenzüge geringer Kohärenzlänge (normale Lichtquellen) in Referenz- (Index  $r$ ) und Meßstrahl (Index  $m$ ) gleicher Lichtintensität zerlegt und identisch an  $M2'$  nach gleicher Laufzeit wieder vereinigt. Die eingetretene Lichtwelle verläßt das Interferometer ungestört. Erst ein Gangunterschied  $g(x,y)$  des Meßstrahlengangs verursacht durch das Meßobjekt TS, erzeugt mit dem Referenzstrahlengang im Bereich der Bildebene  $t_i-t_i$  reell ein räumlich stationäres Interferenzfeld (Interferenzflächen); der Schnitt  $t_i-t_i$  ergibt das Interferogramm. Das Abbildungssystem  $L2, L3$  ist so fokussiert, daß  $t_m-t_m$  in der Mittelebene des Meßobjekts und  $t_r-t_r$  etwa in der Spiegelebene von  $M1'$  konjugierte Objektebenen der Bildebene  $t_i-t_i$  sind.

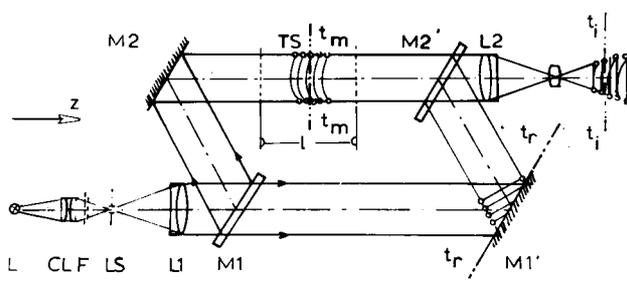


Bild 5: Schematischer Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers.

L Quecksilberhochdruckdampfampe  
 CL Doppelkondensator, F Engbandfilter, LS Lochblende, L1, L2 achromatische Fernrohrobjektive  
 M1, M2' halbdurchlässige Spiegel zur Strahlteilung, M1', M2' Oberflächenspiegel (Oberflächengenauigkeit  $\lambda/10$ ), TS Modellzone, L3 Kameraobjektiv.

$t_r-t_r$  Objektebene im Referenzstrahlengang  
 $t_m-t_m$  Objektebene im Meßstrahlengang  
 $t_i-t_i$  dazu konjugierte Bildebene (Filmebene)

Anschaulicher kann man sich dieses räumliche Interferenzfeld virtuell im Bereich des Meßobjekts TS befindlich vorstellen, wenn man sich die Objektebenen  $t_r-t_r$  mit den umgebenden Wellenzügen um eine Achse in der Spiegeloberfläche  $M2'$  geklappt denkt, so daß sie in der Ebene  $t_m-t_m$  zu liegen kommt. Für eine streng monochromatische, punktförmige Lichtquelle ist dieses Interferenzfeld unendlich ausgedehnt. Eine endliche, kreisförmige Lichtquelle (Lochblende LS, Durchmesser  $d$ ) vom Öffnungswinkel  $\omega$ ,  $\omega = d/2f$  ( $f$  Brennweite von  $L2$ ), erzeugt ein räumlich beschränktes Interferenzfeld im Bereich von TS (räumliche Kohärenz). Für den Fall eines konstanten Brechzahl- bzw. Temperaturgradienten mit konstanter Lichtablenkung  $\epsilon$  im Meßobjekt TS ist z.B. die Verteilung des Kontrastes  $K$  ( $0 \leq K \leq 1$ ) dieses Interferenzfeldes in Bild 6 gezeigt.

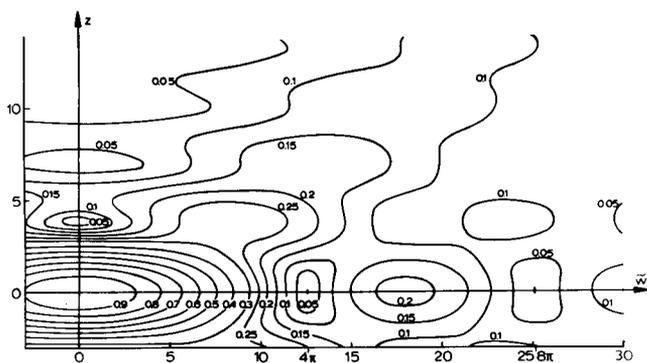


Bild 6: Räumliche Verteilung des Interferenzkontrastes  $K$  für konstanten Brechzahlgradienten.

Die dimensionslose Darstellung in  $z$ -Richtung (Lichtstrahlrichtung)  
 $\tilde{z} \approx \text{konst. } z = (4\pi/\lambda) \sin(\epsilon/2) \cdot \omega \cdot z$   
 und in  $y$ -Richtung (Gradientenrichtung)  
 $\tilde{y} \approx \text{konst. } y = (4\pi/\lambda) \sin(\epsilon/2) \cdot \omega^2 \cdot y$   
 läßt erkennen, daß die Ausdehnung des räumlichen Interferenzfeldes primär von der Größe der Strahlablenkung  $\sin(\epsilon/2)$  und dem Öffnungswinkel der Lochblende  $\omega$  abhängt. Starke Gradienten ( $\sin \epsilon/2$ ) bedingen kleine Öffnungswinkel  $\omega$  um guten Kontrast zu erreichen. Das ist praktisch der zentrale Bereich des Interferenzfeldes ( $1 \geq K \geq 0.5$ ) in Bild 6 ( $K = 0$  bedeutet vollständiges Verschwinden der Interferenzerscheinung). Bei starken Gradienten mit räumlich eng begrenztem Interferenzfeld ist eine sorgfältige Fokussierung der Objektebe-

ne  $t_r-t_r$  erforderlich, die möglichst die  $z$ -Achse (Bild 6) enthalten soll. Kleine Blenden, d.h. angenäherte Punktlichtquellen, führen bekanntlich zu ausgeprägten - im Interferogramm störenden - Beugungsinterferenzen vor allem in Wandnähe eines wärmeabgebenden Körpers im Meßobjekt, die sich dem Interferogramm überlagern. Man wählt daher die Lochblende ( $d$ ) gerade so groß, um ausreichenden  $K$  Kontrast des Interferogramms zu sichern, andererseits aber Beugungsinterferenzen noch möglichst zu unterdrücken. Laserlicht hat einen hohen, jedoch endlichen Kohärenzgrad und läßt Beugungsinterferenzen an Staubteilchen und in Wandnähe in störender Weise sichtbar werden. Die Bedingungen für den Wegeabgleich des Referenz- und des Meßstrahls (Bild 4) sind nicht mehr so kritisch, so daß auch einfachere, dem Mach-Zehnder-Interferometer ähnliche Interferenzanordnungen bekannt geworden sind.

In Bild 7 ist der austrittsseitige Teil des Mach-Zehnder-Interferometers zur Erläuterung der Interferogrammabbildung gezeigt. Das abbildende System ist das Meßobjekt als Schlierenlinse, der Strahlteiler ( $M2'$ ) und das Objektiv  $L2$ . Man kann zeigen, daß eine zeichnungsfreie Punkt - Punkt Abbildung trotz der Schlierenlinse für eine bestimmte Objektebene  $t_r-t_r$  in die Bildebene  $t_i-t_i$  existiert, wenn die Brechzahlverteilung  $n(x,y)$  im Meßobjekt (Schlierenlinse) linear

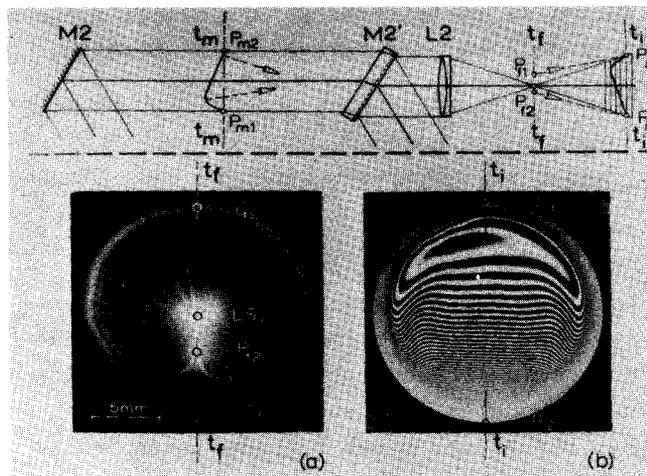


Bild 7: Schlierenlinse (Meßobjekt) als Teil des Abbildungssystems im Meßstrahlengang des Mach-Zehnder-Interferometers. (a) Brennebene  $t_f-t_f$ , (b) Bildebene  $t_i-t_i$ .

bzw. quadratisch im Bereich der dann parabel- bzw. kosinusförmigen Lichtbahn im Meßobjekt ist [6]. Eine genaue Fokussierung auf diese Objektebene in bildwichtigen Bereichen des Interferogramms (z.B. Wandnähe bei thermischen Grenzschichten) ist dann erforderlich. In anderen Ebenen des Strahlengangs, z.B. der Brennebene  $t_f - t_f$  von L2 (Bild 7, Teil a) ist die Lichtablenkung deutlich zu sehen, wobei sich die Punkte  $P_{m1}$ ,  $P_{f1}$  und  $P_{m2}$ ,  $P_{f2}$ ,  $P_{i2}$  entsprechen. In der Bildebene  $t_i - t_i$  ist das praktisch zeichnungsfreie Interferogramm abgebildet (Bild 7, Teil b). Das Bild der Lochblende  $LS_{fr}$  ist in natürlicher Größe in Bild 7, Teil a, durch einen Kreis gekennzeichnet und entsteht durch den Referenzstrahlengang. Ein zweites Bild  $LS_{fm}$  entsteht deckungsgleich durch den ungestörten Meßstrahlengang; es ist jedoch durch den Einfluß der Schlierenlinse (Meßobjekt TS) zu einer hellen Zone verzerrt. Eine ausführliche Darstellung, die prinzipiell ähnlich auch für andere Zweistrahlinterferenzen ist, findet sich in [6]. Eine weniger aufwendige Abart ist das Differentialinterferometer, bei dem durch Wollastonprismen zwei linear polarisierte Wellenzüge als Meß- und Referenzstrahl erzeugt werden. Diese treten beide durch das Meßobjekt, wenn auch in ihren optischen Achsen geometrisch versetzt, Man vergleicht also zwei Objektwellenfronten, die seitlich zueinander versetzt sind und mißt praktisch einen Differenzenquotienten des Temperaturfelds (Brechzahlfeld).

#### 4.2 Interferenzholographie

Erweiterte Möglichkeiten für die Zweistrahlinterferenz bietet die Holographie (Speicherung von Objektwellen), die durch die Laserlichtquelle hoher Kohärenz einfach in der Anwendung geworden ist. In Bild 8 ist das Schema eines holographischen Interferometers (real-time) gezeigt; das in seinem Aufbau dem Mach-Zehnder-Interferometer ähnlich ist. Diese Anordnung [7] arbeitet gegenüber anderen ohne Streuscheibe mit definiertem Parallelstrahl, der für die Untersuchung zweidimensionaler Objekte vorteilhaft ist; die Wahl der Objektebene bei der Fokussierung unterliegt keiner Beschränkung [vgl. 6,7].

Den Objektwellenfronten des Meßstrahlenganges (L1, Sp1, H, O1) in Bild 8 werden wieder Referenzwellenfronten, erzeugt durch den Rekonstruktionsstrahlengang (L2, Sp3, H, O1), überlagert, so daß sich im Prinzip gleiche Interferenzfelder im Bereich der Filmebene der Kamera K ergeben. Die Referenzwellenfronten entstehen in Richtung der optischen Achse durch Beugung an der mikroskopischen Linienstruktur der Hologrammplatte H bei Beleuchtung durch den Rekonstruktionsstrahlengang R mit hier ebenen Wellenfronten. Die Hologrammplatte H mit ihrer photographisch festgehaltenen Linienstruktur kann als Beugungsgitter angesehen werden, das genau die gespeicherte Form der Wellenfront wieder erzeugt.

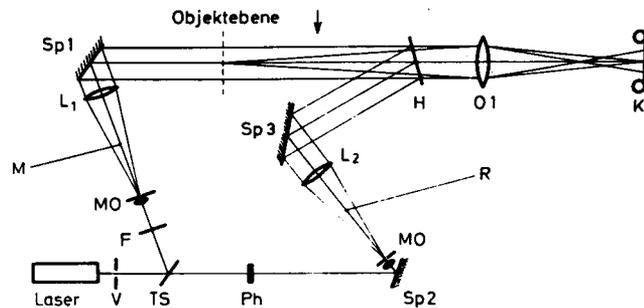


Bild 8: Schema des holographischen Interferometers,

Sp Planspiegel; MO Mikroskopobjektiv mit Blende zur Strahlspreizung; L Linsen, O1 Objektiv, H Hologramm der Referenzwellenfront, K Kamera.

(nach H. Becker und U. Grigull [7])

Zur Speicherung der Referenzwellenfronten wird eine hochauflösende Photoplatte im Strahlengang des holographischen Interferometers ohne Meßobjekt, d.h. ohne Temperaturfeld ("leeres Instrument") belichtet und die durch Interferenz der beiden kohärenten Strahlengänge M, R entstandene Linienstruktur festgehalten (Bild 8). Die entwickelte Hologrammplatte H, meist zur Erhöhung der Transparenz als ausgebleichtes Phasenhologramm, enthält nun, als später zu rekonstruierende Referenzwellenfront, die Objektwellenfront des "leeren Meßstrahlengangs" gespeichert. Die Referenzwellenfronten, und das ist ein entscheidender Vorteil der Interferenzholographie, unterliegen in ihrer Form prinzipiell keiner Beschränkung.

Während beim Mach-Zehnder-Interferometer alle optischen Elemente einschließlich der Küvettenfenster von sehr hoher optischer Qualität sein müssen (Oberflächengüte  $\lambda/10$ , optisches Glas), können hier Bauteile normaler Güte z.B. Küvettenfenster aus Plexiglas, deformierte Druckküvetten oder verwickelt geformte, durchsichtige Apparateile im Meßstrahlengang verwendet werden. Sie bewirken eine Deformation der Objektwellenfronten, die aber, rekonstruiert durch das Hologramm, genau gleich der Referenzwellenfront ist. So wird im holographischen Interferometer nur die zusätzliche Deformation, z.B. erzeugt durch ein Temperaturfeld während des Meßvorgangs, als normales Interferogramm sichtbar.

Die Genauigkeit der Lage der Hologrammplatte H in bezug zu den übrigen optischen Elementen des holographischen Interferometers und die Anforderungen an die mechanische Stabilität der Anordnung sind groß und mit denen des Mach-Zehnder-Interferometers vergleichbar. Die Holographie bietet auch die Möglichkeit zwei unterschiedliche Objektwellenfronten, wie sie durch ein instationäres Temperaturfeld nach einem bestimmten, oft sehr kurzen, Zeitintervall entstehen, miteinander zu vergleichen. Durch doppelte Belichtung werden beide Wellenfronten im Hologramm superponiert gespeichert. Die Rekonstruktion durch dieses Interferenzhologramm ergibt direkt das Interferogramm für die zeitliche Veränderung des Temperaturfeldes.

5. Auswertung eines Interferogramms

Beim bisher betrachteten Beispiel des zweidimensionalen Temperaturfeldes  $T(x,y)$  stellen sich zwei voneinander unabhängige Meßaufgaben:

5.1 Bestimmung der Temperatur T aus der Interferenzordnung S.

Für einen Punkt  $(x_i, y_i)$  im Meßquerschnitt gilt mit Gl. (1) für die Interferenzordnung  $S(x_i, y_i)$ :

$$S_i(x_i, y_i) = (1/\lambda) \int_{T_{\infty}}^{T_i} (dn/dT) dT \quad \dots(3)$$

oder für den meist im Meßbereich  $T_i - T_{\infty} = \Delta T$  konstant anzunehmenden Brechzahlgradienten  $dn/dT$  und bekannter Temperatur  $T_{\infty}$ :

$$S_i(x_i, y_i) = (1/\lambda) \cdot (dn/dT) \cdot \Delta T \quad \dots(4)$$

Neben Endkorrekturen u.ä. tritt in Gl.(4) noch ein Korrekturglied für den gekrümmten Strahlverlauf hinzu (ideale Interferometrie) für das ein angenähert parabelförmiger Strahlverlauf angenommen wurde:

$$S = (n_{\infty} \cdot \lambda \cdot l) / (12 \cdot b^2) \quad \dots(5)$$

Sämtliche Werte sind bekannt bzw. direkt dem Interferogramm zu entnehmen:  $b = \Delta y$  (etwa  $\cong 0,03$  mm) ist der Abstand zweier Isothermen (Interferenzlinien).

Für  $S = 1$ , das ist der Temperatursprung  $\Delta T$  zwischen zwei Interferenzstreifen (Isothermen) und der Küvettenlänge  $l = 0,5$  m in Luft bzw.  $l = 0,05$  m in Flüssigkeiten, ergibt sich mit  $\lambda = 0,546 \cdot 10^{-6}$  m:

	T	dn/dT
Luft (20°C; 760 Torr)	1,17 K	$0,927 \cdot 10^{-6} K^{-1}$
Wasser (20 °C)	0,109K	$1,00 \cdot 10^{-4} K^{-1}$
Äthanol (20°C-30°C)	0,027 K	$4,05 \cdot 10^{-4} K^{-1}$
Schwefelkohlenstoff(25°C)	0,0137K	$7,96 \cdot 10^{-4} K^{-1}$

Für nicht polarisierende Stoffe kann  $dn/dT$  mit guter Genauigkeit aus der Lorenz-Lorentz Beziehung ( $n = f(\rho)$ ) berechnet werden, wenn  $\rho = f(T)$  bekannt ist.

Die Empfindlichkeit ist beträchtlich und man kann durch Wahl eines geeigneten Fluids und einer passenden Küvettenlänge l den Meßbereich dem Objekt entsprechend variieren. Wegen des beschränkten Durchmessers der Strahlengänge ist man jedoch häufig auf Analogieversuche angewiesen.

Nicht zweidimensionale Modelle wie z.B. zylindrische oder sphärische Temperaturfelder können ebenfalls ausgewertet werden. Der Lichtstrahl verläuft nicht mehr in einer Zone konstanter Brechzahl, wie beim zweidimensionalen Modell mit linear zunehmendem Gangunterschied  $g = S \cdot \lambda$  im Meßobjekt, sondern integriert auf seinem Weg in der Modellzone. Die Auswertung führt auf Abelsche Integrale.

Das Interferogramm unregelmäßiger Objekte (Schliere) repräsentiert die Enthalpiesu-  
nahme der Schliere im Verhältnis zum umge-  
benden Fluid, wobei wieder die integrieren-  
de Eigenschaft des etwa geradlinig verlau-  
fenden Lichtstrahls ausgenutzt wird. Dies  
wird einsehbar, wenn man in Bild 1,2 die  
deformierte Wellenfront als räumlich ana-  
loges Temperaturprofil ansieht. Der Raum-  
inhalt zwischen Objekt- und ebener Referenz-  
wellenfront ist bei konstanter spezifischer  
Wärme proportional der Enthalpiedifferenz.  
Dies gilt ebenfalls für unregelmäßige Objek-  
te.

Weitergehende Aussagen über die räumliche  
Temperaturverteilung lassen sich erzielen,  
wenn mehrere Interferogramme mit unter-  
schiedlichen Strahlrichtungen aufgenommen  
werden. Hier bietet die Interferenzhologra-  
phie mit Streuscheibe praktische Vorteile:  
beim Doppelbelichtungsverfahren kann z.B.  
das Interferenzhologramm in verschiedenen  
Strahlrichtungen ausgewertet werden.

Die prinzipiellen Möglichkeiten sind am In-  
terferogramm einer abströmenden Grenzschicht  
von einem plötzlich beheizten Draht in ru-  
hender Flüssigkeit demonstriert. (nicht  
zweidimensionales Objekt, Bild 9):

Qualitativ: Ausbildung von Zellen, deren  
Abstand für Stabilitätsbetrachtungen wich-  
tig ist.

Quantitativ: Die Enthalpie der abströmenden  
Grenzschicht (bei Ablösung und später) ist  
bestimmbar.

Aus der Enthalpie ist bei bekannten Volumen  
eine kalorisch gemittelte Übertemperatur  
errechenbar. Falls Teile der Zellen als  
kugelförmig angesehen werden können, ist  
der Temperaturverlauf in diesem Bereich  
bestimmbar.

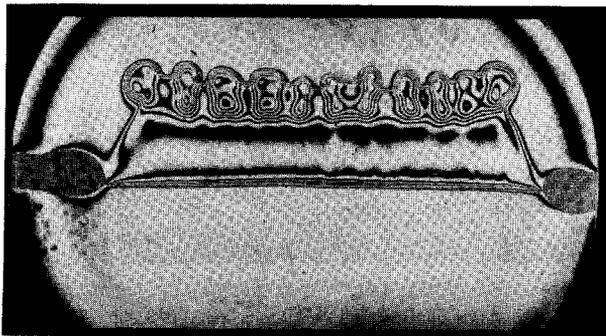


Bild 9: Grenzschichtablösung an einem plötz-  
lich beheizten Platindraht in Frigen ( $\text{CFCl}_3$ ).

## 5.2 Vermessung der Lage der Interferenz- linien (Isothermen)

Häufiger interessiert nicht das Temperatur-  
feld in seiner Gesamtheit für die quantita-  
tive Aussage, sondern der Temperaturgradi-  
ent insbesondere an wärmeabgebenden Ober-  
flächen. Hier gilt wegen der Wandbindung  
(d.h. die Geschwindigkeitskomponenten  $w_x$   
und  $w_y$  in bezug auf die Oberfläche sind  
null) die Randbedingung für das Temperatur-  
feld:

$$q = -\lambda(dT/dy)_w = -\lambda (\Delta T/\Delta y) \quad \dots(6)$$

mit der Wärmestromdichte  $q$ , der Wärmeleit-  
zahl  $\lambda$  und dem experimentell ermittelten  
Temperaturgradienten  $(dT/dy)_w$  an der Wand.  
In den folgenden Beispielen ist hoher Wär-  
meübergang immer bei hoher Streifendichte  
in Wandnähe zu erwarten.

## 6. Beispiele von Temperaturfeldern

(Interferogramme zweidimensionaler Felder,  
die Interferenzlinien bedeuten Isothermen).  
Aus dem Temperaturfeld kann auf das Strö-  
mungsfeld bei (meist laminarer) natürlicher  
Konvektion geschlossen werden. Hohe Linien-  
dichte bedeutet hohen Temperaturgradient und  
hoher Wärmeübergang. [ Photo: Bild 10, J.Bach;  
Bild 9,11-14: W.Hauf ]

1. Interferogramme als Temperaturfelder
  2. Mischkonvektion, Grenzschichtumkehr
  3. Natürliche Konvektion in geschlossenen  
Räumen und in der Atmosphäre
- Der Film ist bei den Verfassern erhältlich.

## 7. Einführende Literatur (Auswahl)

- [1] Schmidt, E.: Schlierenaufnahmen des  
Temperaturfeldes in der Nähe wärmeab-  
gebender Körper, VDI-Forschungsheft 3  
(1932), S. 181-189.
- [2] Grigull, U.: Einige optische Eigen-  
schaften thermischer Grenzschichten,  
Int.J.Heat Mass Transfer, Bd. 6(1963),  
S.669-679.
- [3] Schardin, H.: Die Schlierenverfahren  
und ihre Anwendungen, in Ergebnisse  
der exakten Naturwissenschaften, Bd.20  
(1942), S.303-439.

- [4] Weyl, E.J.: Analysis of optical methods, in Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion, Bd.A1, (1954) Princeton Univ. Press, S.1-25.
- [5] Weinberg, F.J.: Optics of Flames, Butterworths, London,(1963).
- [6] W.Hauf and U.Grigull: Optical Methods in Heat Transfer, in Advances in Heat Transfer, Bd.6 (1970) S.133-366.
- [7] H. Becker u. U. Grigull: Ein holographisches Realzeit-Interferometer zur Messung von Phasenänderungen transparenter Objekte, Z.Optik, Bd.35,(1972), S.223-236

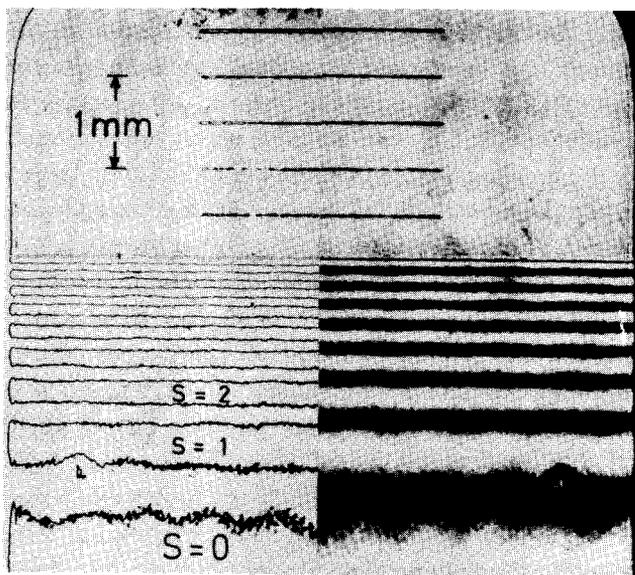


Bild 10: Eindimensionales, instationäres Temperaturfeld (nach unten gerichtet) bei reiner Wärmeleitung in Wasser, das zur Bestimmung der Temperaturleitzahl  $a$  und der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  dient. Die stabile Temperaturschichtung und die kurze Meßdauer im Anfahrzustand begünstigen die konvektionsfreie Messung, insbesondere im Bereich des kritischen Punkts. (Links Äquidensiten)



Bild 11: Natürliche Konvektion im horizontalen zylindrischen Ringspalt in Luft. Linkes Stromlinienbild durch Raucheinblasung sichtbar gemacht, rechtes Isothermenbild im Interferogramm der zur vertikalen Achse streng symmetrischen Strömung. Im unteren Staupunktsbereich des beheizten Innenzylinders hoher Temperaturgradient und Wärmeübergang ( $\Delta T = 15,6 \text{ K}$ ,  $\delta/d_i = 0,5$ ,  $\delta = 33 \text{ mm}$ ,  $\delta = (d_a - d_i)/2$ )

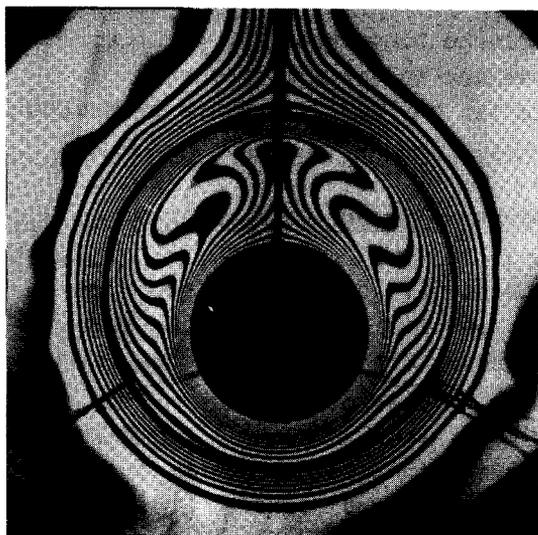


Bild 12a: Exzentrischer Ringspalt, Stabheizung im Schutzrohr mit Übertragungsflüssigkeit. Günstige Verteilung der Wärmestromdichte (Temperaturgradient) an der Innenfläche des Schutzrohres ( $\Delta T = 25 \text{ K}$ )

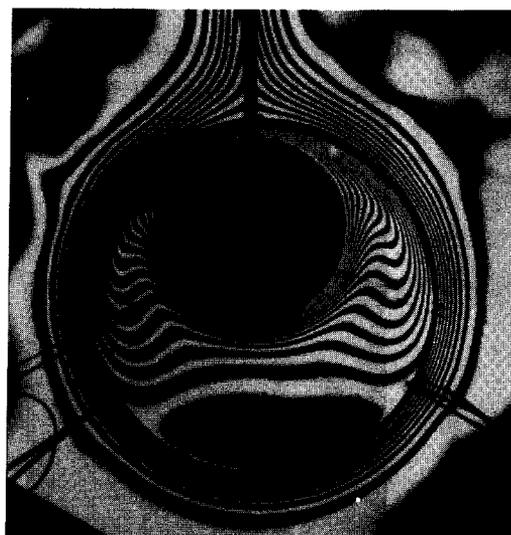


Bild 12b: Exzentrischer Ringspalt. Ungünstige, ungleichmäßige Verteilung der Wärmestromdichte im Schutzrohr.

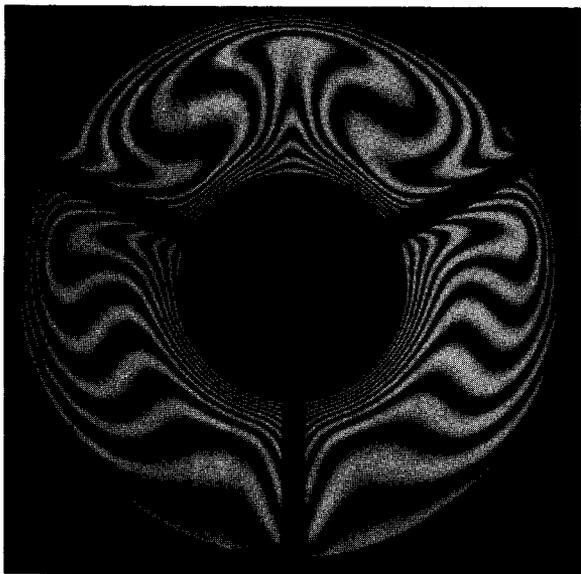


Bild 13a: Ringspalt mit massedichten Abstandhaltern (Koaxialkabel). Günstige Verteilung des Temperaturgradienten am beheizten Innenzylinder ( $\Delta T = 12,6$  K Luft).

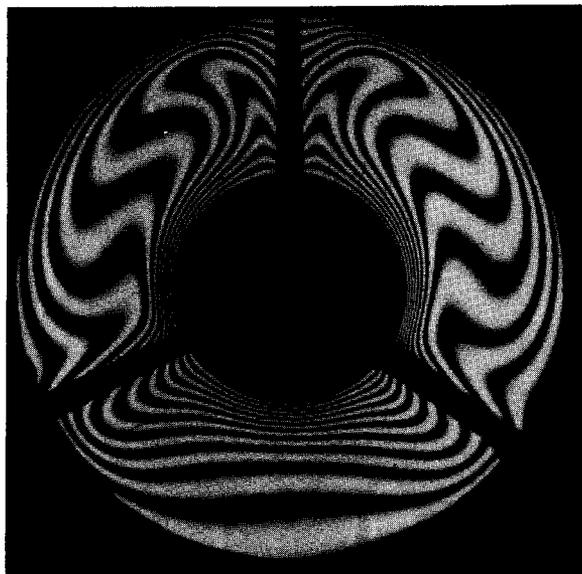


Bild 13b: Ungünstige Verteilung des Temperaturgradienten am Innenzylinder. Der untere Teilbereich weist eine stabile Temperaturschichtung mit geringer Konvektionsbewegung und geringem Wärmeübergang auf.

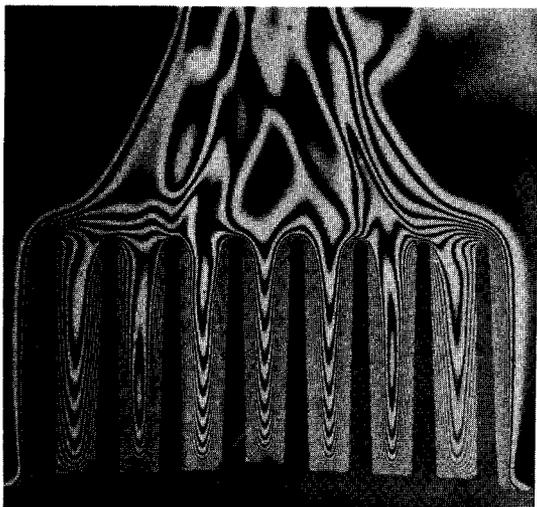


Bild 14a: Natürliche Konvektion an wärmeabgebenden Kühlrippen in Wasser. Periodische Konvektionsbewegungen ähnlich dem Thermosyphon. (Wasser)

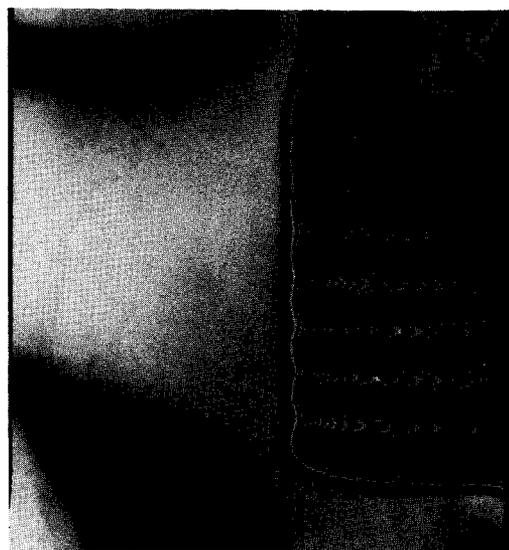


Bild 14b: Ungünstigere Anordnung; durch die aufsteigende, grenzschichtartige Strömung ist der Austausch mit der umgebenden Flüssigkeit behindert (Wasser).

Weitere Beispiele instationärer Temperaturfelder im Film:

"Wärmeübergang sichtbar gemacht"  
(Visualization of Heat Transfer)