

Anwendungen der holografischen Zweiwellenlängeninterferometrie zur Messung überlagerter Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten

F. Mayinger, W. Panknin

Herrn Professor Sinn zum 65. Geburtstag



Gegenstand dieser Arbeit ist die Beschreibung einer Meßmethode, mit der auch überlagerte Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten rein optisch gemessen werden können. Sie beruht auf dem Einsatz von zwei Lasern unterschiedlicher Wellenlänge.

Einleitung

Interferometrische Meßmethoden werden wegen ihrer besonderen Vorteile bereits seit Jahrzehnten in der Wärme- und Stoffübergangsforschung erfolgreich eingesetzt. Sie beeinflussen nicht, wie zum Beispiel Sonden oder Thermoelemente, den untersuchten Vorgang und liefern anstelle diskreter Meßwerte Informationen über den gesamten durchstrahlten Querschnitt. Da sie verzögerungsfrei arbeiten, lassen sich auch sehr schnell ablaufende Prozesse untersuchen. Die am häufigsten eingesetzten Interferenzmethoden waren bisher die nach Mach-Zehnder und Michelson. Zu diesen bereits als klassisch geltenden Methoden ist in den letzten Jahren eine völlig neue Interferenztechnik hinzugekommen, die holografische Interferometrie. Bei gleicher Genauigkeit stellt sie weniger hohe Anforderungen an die Güte des optischen Aufbaus inklusive der Meßkammern. Während bei den sogenannten Zweistrahlinterferometern immer ein Strahl eine Vergleichsstrecke durchläuft und dann mit einem Strahl interferiert, der gleichzeitig durch die Meßstrecke tritt, wird bei der holografischen Interferometrie nur die Meßstrecke selbst durchleuchtet. Dies jedoch zweimal: Das erstemal, während in der Meßkammer der Vergleichszustand herrscht, das zweitemal während der zu messende Vorgang abläuft.

Allen hier betrachteten Interferenztechniken war gemeinsam, daß sie zunächst nur die Messung von Brechzahlendifferenzfeldern erlaubten. Nur wenn die Brechzahländerung

allein oder überwiegend durch Temperatur- oder Konzentrations- oder Druckänderungen erfolgte, konnten die Interferogramme exakt ausgewertet werden. Bei vielen technischen Problemen treten jedoch Wärme- und Stoffaustausch gleichzeitig auf. Dies sind unter anderem Verdunstungs- und Sublimationsprozesse, Trocknung, Verbrennung und andere chemische Reaktionen. Alle diese wichtigen und interessanten Prozesse entzogen sich bisher einer rein interferometrischen Messung, weil die Brechzahl sowohl durch Temperatur- als auch durch Konzentrationsänderungen beeinflusst wurde.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Beschreibung einer Meßmethode, mit der auch überlagerte Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten rein optisch gemessen werden können [12]. Sie beruht auf dem Einsatz von zwei Lasern unterschiedlicher Wellenlänge. Um diese Technik verständlich darzustellen, erscheint es angebracht, zunächst die Grundlagen der holografischen Interferometrie unter Verwendung nur eines Lasers kurz zu erläutern.

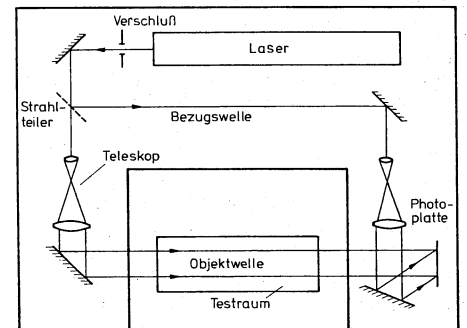
Grundlagen der holografischen Interferometrie

Das holografische Interferometer

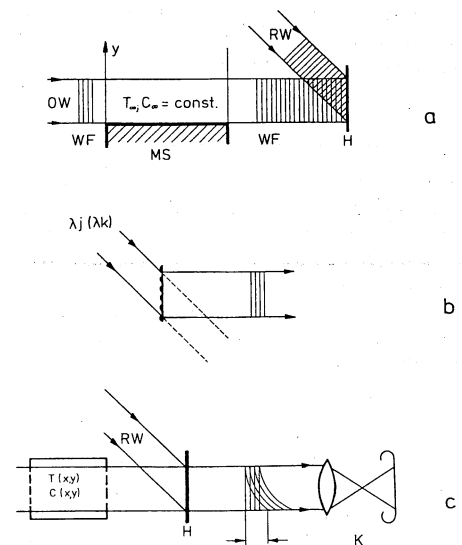
Der Strahlengang eines einfachen holografischen Interferometers ist in Bild 1 skizziert. Als Lichtquelle dient ein Laser, zum Beispiel ein He-Ne-Laser oder ein Argon-Laser. Dessen Strahl wird mit Hilfe eines halbdurchlässigen Spiegels in zwei Anteile aufgeteilt. Diese beiden Teilstrahlen werden als Bezugs- (Referenz-, Vergleichswelle) und Objektwelle bezeichnet. Der Objektstrahl wird mit einem Teleskop zu einem Parallelstrahl größeren Durchmessers (ca. 50 bis 100 mm) aufgeweitet. Er durchläuft die Versuchsstrecke. Der zweite Teilstrahl, der Bezugsstrahl, wird ebenfalls entweder zu einer parallelen Welle oder zu einer Kugelwelle aufgeweitet und überlagert sich hinter der Meßstrecke mit der Objektwelle. In diesem Gebiet wird in einem geeigneten Halter eine Fotoplatte aufgestellt. Alle optischen Komponenten sind fest mit einer Basisplatte verbunden, die zur Vermeidung von unerwünschten Schwingungen federnd aufgestellt ist.

Holografische Interferenztechniken

Die wichtigsten holografischen Interferenztechniken sind die sogenannte real-time-Technik und die Doppelbelichtungstechnik. Obwohl die real-time-Technik experimentell schwieriger durchzuführen ist als die Doppelbelichtungsmethode, soll sie zuerst erläutert werden, da sie gleichzeitig das grundlegende Prinzip der Holografie verdeutlicht [10].



1: Holografischer Aufbau für die Einwellenlängeninterferometrie



2: Prinzip der real-time-Technik
a) Aufnahme der Vergleichswelle
b) Rekonstruktion der Vergleichswelle
c) Überlagerung der rekonstruierten und der momentanen Objektwelle
OW Objektwelle, MS Meßstrecke, WF Wellenfront, H Hologramm, K Kamera

Prof. Dr.-Ing. Franz Mayinger, Lehrstuhl und Institut für Verfahrenstechnik der Technischen Universität Hannover, Dr.-Ing. Walter Panknin, früher wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verfahrenstechnik der Technischen Universität Hannover, jetzt bei Braun AG, Kronberg

Zunächst wird in der Meßkammer, die vom Objektstrahl durchleuchtet wird, ein räumlich konstantes Brechzahlfeld erzeugt. Im einfachsten Fall ist dies Luft mit Raumtemperatur. Die Objektwelle erfährt dann beim Durchlaufen der Meßstrecke keinerlei Veränderungen. Eingezeichnet sind in **Bild 2** die Wellenfronten im Abstand einer Wellenlänge. Die Objektwelle OW interferiert hinter der Meßstrecke mit der Bezugswelle RW. Je nach Winkel zwischen den beiden Strahlen und je nach Wellenlänge des Lasers entsteht ein stationäres Interferenzfeld mit über 1 000 Linien pro Millimeter. Diese mikroskopisch feine Hell-Dunkel-Verteilung wird auf einer Fotoplatte aufgezeichnet. Entwickelt man die Fotoplatte — jetzt bezeichnet als Hologramm — und beleuchtet sie anschließend wieder allein mit der Bezugswelle, so wirkt das aufgezeichnete mikroskopisch feine Interferenzmuster wie ein Beugungsgitter. Ein Teil der Bezugswelle tritt zwar ungestört hindurch, ein Anteil davon wird aber an dem Gitter gebeugt, und zwar derart, daß exakt die aufgenommene Objektwelle freigesetzt wird. Die Holografie ist also ein Zweistufen-Verfahren, bestehend aus Aufnahme und Wiedergabe einer Wellenfront.

Die holografische real-time-Interferometrie beruht darauf, diese rekonstruierte „Vergleichs“-Objektwelle, mit der sich ab jetzt beliebig verändernden momentanen Objektwelle zu überlagern. Erzeugt man in der Meßstrecke beispielsweise ein Temperaturfeld, so werden die Wellenfronten deformiert und interferieren hinter dem Hologramm mit der Vergleichs-Objektwelle. Dieses makroskopische Interferenzbild kann dann kontinuierlich beobachtet oder zur Auswertung abfotografiert beziehungsweise abgefilmt werden. Die real-time-Interferometrie erfordert eine exakte Rückpositionierung der entwickelten Fotoplatte, da ansonsten unerwünschte Interferenzlinien entstehen, die die Auswertung der Bilder erschweren oder gar unmöglich machen. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, bietet sich die sogenannte Doppelbelichtungstechnik an. Wie in **Bild 3** skizziert, werden hier die Meß- und Vergleichsobjektwelle nacheinander gemeinsam auf einem Hologramm aufgenommen und interferieren dann bei der anschließenden Rekonstruktion. Das resultierende Interferenzbild wird für die Auswertung mit Hilfe einer Kamera abfotografiert. Für weitere Einzelheiten sei auf die Literatur verwiesen [3], [4], [8], [9], [14].

Auswertung der Interferenzbilder

Nimmt man an, daß ein rein zweidimensionales Brechzahlfeld $n(x, y)$ vorliegt und vernachlässigt man die Lichtstrahlablenkung, so berechnet sich die im Interferenzbild sichtbare Phasenverschiebung, gemessen in Vielfachen S der Wellenlänge λ aus der Differenz der optischen Weglängen $n \cdot l$ von Meß- und Vergleichswelle.

$$S_{(x,y)} \cdot \lambda = l [n_{(x,y)} - n_{\infty}] \quad (1)$$

Dies ist die Gleichung der idealen Interferometrie. Zunächst lassen sich also nur Brechzahlfelder ermitteln. Um daraus zum Beispiel reine Temperaturfelder bestimmen zu können, wird die Lorentz — Lorenz — Gleichung hinzugezogen, die sich für Gase mit ($n \approx 1$) zur Gladstone — Dale — Gleichung vereinfacht.

$$N = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho} \quad (2)$$

$$N = \frac{2}{3} (n - 1) \cdot \frac{M}{\rho} \quad \text{für } n \approx 1 \quad (3)$$

Unter Einbeziehung des Boyle-Mariott'schen Gesetzes folgt:

$$N = \frac{2}{3} \cdot \frac{R \cdot T}{p} (n - 1) \quad (4)$$

und man erhält nach Einsetzen in die Gleichung der idealen Interferometrie:

$$S(x,y) \cdot \lambda = \frac{3}{2} \cdot \frac{p}{R} \cdot l \cdot N \left[\frac{1}{T(x,y)} - \frac{1}{T_{\infty}} \right] \quad (5)$$

Somit kann man jeder Interferenzlinie eine Temperatur zuordnen, vorausgesetzt, daß der Vergleichszustand T_{∞} bekannt ist und zumindest an einer Stelle, zum Beispiel mit Thermoelementen, gemessen wurde. Bei der Herleitung von Gl. (5) wurde stillschweigend angenommen, daß sich die Zusammensetzung des untersuchten Fluids nicht ändert. Wenn sowohl Konzentrations- als auch Temperaturänderungen die Brechzahl ähnlich stark beeinflussen, so sind die Interferenzbilder zunächst nicht ohne weiteres auswertbar. Es muß eine zusätzliche Information gewonnen werden. Diese kann zum Beispiel darin bestehen, daß das Temperaturfeld zusätzlich konventionell mit Thermoelementen ausgemessen wird. Der Vorteil einer rein optischen Messung wäre dann aber verloren. Ein anderer Weg — und der wurde hier besprochen — besteht darin, die Abhängigkeit der Brechzahl von der Wellenlänge auszunutzen, um aus zwei simultan aufgenommenen Interferogrammen die überlagerten Temperatur- und Konzentrationsverteilungen zu bestimmen.

Holografische Zweiwellenlängeninterferometrie

Die Gladstone-Dale-Gleichung gibt eine Beziehung zwischen der Brechzahl n und der Dichte ρ eines Stoffgemisches. Die Molekularrefraktion N einer aus zwei Komponenten bestehenden Mischung läßt sich additiv aus denen der einzelnen Stoffkomponenten berechnen.

$$N = N_1 \cdot C_1 + N_2 \cdot C_2$$

C_i = Molenbruch der Komponente a

$$C_1 + C_2 = 1 \quad (6)$$

Da die Molekularrefraktion N von der Wellenlänge λ des Lichtes abhängt, lassen sich zwei mit verschiedenen Wellenlängen aufgenommene Interferogramme auswerten, indem man Gl. (5) zweimal ansetzt und nach T beziehungsweise C auflöst.

$$S \cdot \frac{\lambda}{D} \Big|_i - S \cdot \frac{\lambda}{D} \Big|_k = - \frac{T - T_{\infty}}{T \cdot T_{\infty}} \cdot A$$

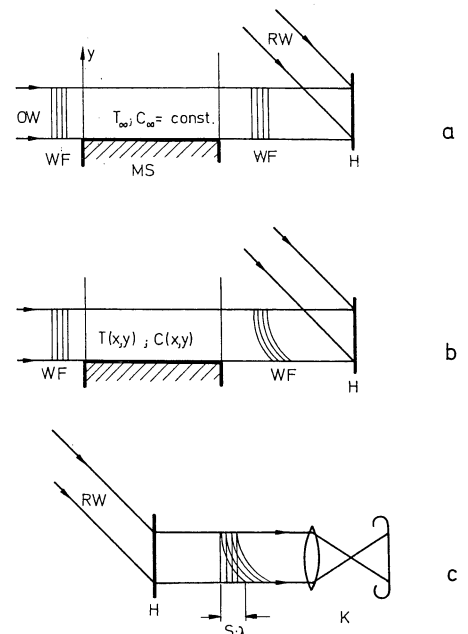
$$\left[\frac{N_i}{D_i} - \frac{N_k}{D_k} \right]$$

$$S \cdot \frac{\lambda}{N} \Big|_i - S \cdot \frac{\lambda}{N} \Big|_k = \left[\frac{C}{T} - \frac{C_{\infty}}{T_{\infty}} \right] \cdot A$$

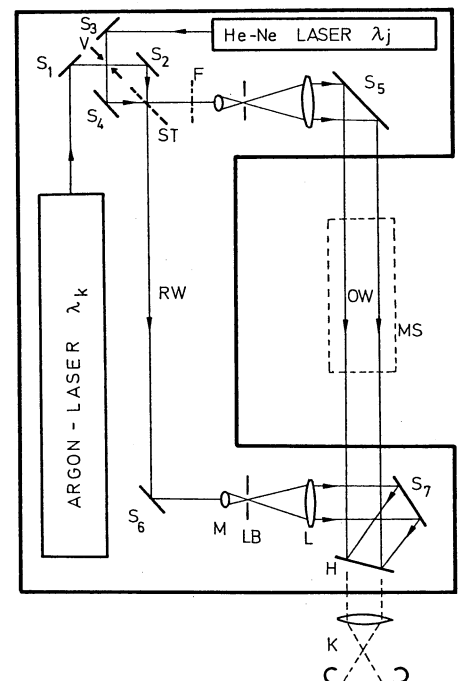
$$\left[\frac{D_i}{N_i} - \frac{D_k}{N_k} \right]$$

$$\text{mit } A = \frac{3}{2} \cdot \frac{p}{R} \cdot l \quad (7)$$

Aus diesen Gleichungen sieht man, daß in erster Näherung nur die Differenz der modifi-



3: Prinzip der Doppelbelichtungstechnik
a) Aufnahme der Vergleichswelle
b) Aufnahme der Meßwelle
c) Gemeinsame Rekonstruktion und Interferenz von Vergleichs- und Meßwelle
OW Objektwelle, MS Meßstrecke, WF Wellenfront, H Hologramm, K Kamera



4: Strahlengang des holografischen Zweiwellenlängeninterferometers
S Spiegel, H Hologramm, K Kamera, V Verschluss, M Mikroskopobjektiv, LB Lochblende, L Linse, MS Meßstrecke, ST Strahlteiler, F Filter, OW Objektwelle, RW Referenzwelle

zierten Phasenverschiebungen $\Delta S \cdot \frac{\lambda}{D}$ beziehungsweise $\Delta S \cdot \frac{\lambda}{N}$ den Temperaturdifferenzen $T - T_{\infty}$ beziehungsweise Konzentrationsdifferenzen $C - C_{\infty}$ proportional ist. Da der Meßeffect in der Regel sehr gering ist, im Vergleich zur Einwellenlängentechnik etwa um den Faktor $1/20$ — $1/100$ kleiner, werden äußerst hohe Anforderungen an den optischen Aufbau und die Genauigkeit beim Ausmessen der Interferenzbilder gestellt.

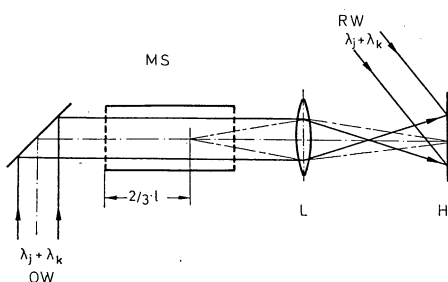
Das holografische Zweiwellenlängeninterferometer

Der Strahlengang des für die holografische Zweiwellenlängeninterferometrie entwickelten Interferometers ist in **Bild 4** skizziert. Als kohärente Lichtquellen dienen ein He-Ne-Laser (Leistung 5 mW, $\lambda_j = 6328 \text{ \AA}$) und ein Argon-Laser (Leistung 50 mW $\lambda_k = 4579 \text{ \AA}$). Die Überlagerung beider Strahlen sowie die Aufspaltung in je eine Objekt- und Referenzwelle erfolgt im Strahlenteiler (ST). Beide Strahlenpaare werden dann in je einem Teleskop zu parallelen Wellen von 60 mm Durchmesser aufgeweitet. Die Anordnung des Fotoverschlusses V im Kreuzpunkt beider Strahlen ermöglicht eine exakt gleichlange und gleichzeitige Belichtung der Fotoplatte durch die zwei Laser. Die Beschränkung auf relativ wenige optische Komponenten trägt wesentlich dazu bei, die unvermeidlichen Lichtverluste durch Mehrfachreflektion und Absorption klein zu halten. Auch ist durch die geringe Anzahl der Bauteile der gesamte Aufbau verhältnismäßig unempfindlich gegenüber Dejustage und Erschütterungen von außen.

Aufnahmetechniken der holografischen Zweiwellenlängeninterferometrie

Von den verschiedenen Interferentechniken, kurz erläutert wurden bereits die real-time-Technik und die Doppelbelichtungstechnik, eignet sich für die HZWI besonders die Doppelbelichtungsmethode. Sie garantiert, daß die beiden Interferogramme zu exakt gleichen Zeiten aufgenommen werden und mögliche Fehler, die bei der real-time-Technik durch unpräzises Rückpositionieren der Hologramme entstehen können, von vornherein eliminiert werden. Um die beiden Interferogramme getrennt ausmessen zu können, gibt es zwei Möglichkeiten. Die erste besteht darin, nacheinander die Interferogramme abzufotografieren und die zwei Negative getrennt auszuwerten. Dabei muß eine exakte Zuordnung der Negative, zum Beispiel durch aufbelichtete Hilfslinien, gewährleistet werden.

Der damit verbundene Aufwand wird umgangen, wenn man nicht das virtuelle Interferenzbild, sondern wie in **Bild 5** skizziert, das reelle Interferenzbild auf der Hologrammplatte aufzeichnet. Hierzu wird mit Hilfe des Abbildungsobjektives auf das erste Drittel der Meßkammerlänge fokussiert. Wird das Hologramm später abwechselnd mit einer der beiden Referenzstrahlen beleuchtet, so entstehen in der Hologrammebene selbst die zwei reellen Interferenzbilder und lassen sich vom Hologramm direkt exakt ausmessen. Zuordnungsfehler der beiden Streifensysteme sind dadurch ausgeschaltet.



5: Doppelbelichtungstechnik mit holografischer Speicherung der reellen Interferenzbilder
MS Meßstrecke, L Abbildungslinse, H Hologramm, OW Objektwelle, RW Referenzwelle

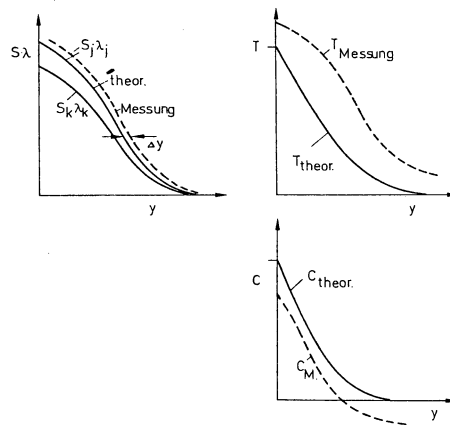
Abweichungen von der idealen Interferometrie

Bei der ersten Erprobung der HZWI traten zwei Effekte auf, die teilweise zum Versagen dieser neuen Meßmethode führten. Im folgenden werden die Auswirkungen, die Ursachen und Möglichkeiten zur Beseitigung dieser Effekte beschrieben.

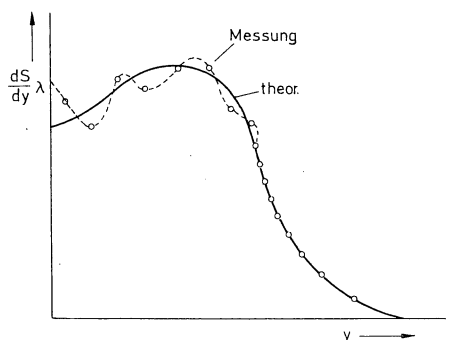
Der eine Effekt bewirkte eine gegenseitige Versetzung der roten und blauen Interferenzlinien, wodurch die gemessenen Temperatur- und Konzentrationsprofile erheblich von den theoretischen Verläufen abwichen (**Bild 6**). Der zweite Effekt verursachte unverhältnismäßig starke Streuungen der Meßwerte und ließ sich leicht an einem unregelmäßigen Verlauf der Liniendichte $\frac{dS}{dy}$ erkennen (**Bild 7**).

Eine Erklärung für diese Effekte ist darin zu suchen, daß sich die idealen Verhältnisse, für die allein die Gleichungen der idealen HZWI gelten, experimentell nur unvollkommen verwirklichen lassen. Als Ursache für die gegenseitige Versetzung wurden chromatische Fehler der verwendeten Linsensysteme ermittelt. Von vornherein läßt sich dieser Fehler ausschalten, wenn im gesamten holografischen Aufbau anstelle von Linsen nur Hohlspiegel verwendet werden, da deren Abbildungseigenschaften unabhängig von der Wellenlänge sind.

Der zweite Effekt, die Streuung der Meßwerte, ist darauf zurückzuführen, daß bei überlagerten Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten sehr stark gekrümmte Brechzahlverläufe auftreten können. In diesem Fall ist es unzulässig, einen geraden oder parabelförmigen Verlauf der Lichtstrahlen in der Grenzschicht anzunehmen. Aus einer erweiterten



6: Einfluß einer gegenseitigen Interferenzstreifenversetzung Δy auf die gemessenen Temperatur- und Konzentrationsverläufe



7: Typischer Verlauf der gemessenen Liniendichte

Interferometergleichung, die den wahren Lichtstrahlverlauf erfaßt, erkennt man, daß die Mindestabweichungen von der idealen Interferometrie der ersten und zweiten Ableitung des Brechzahlverlaufes proportional sind, [12], [15].

$$\frac{\Delta S \cdot \lambda}{l} \sim (n')^2 \cdot n''^2 \quad (8)$$

Bei den üblichen Anwendungen von Interferentechniken ist

$$n''^2 \ll 1$$

und die Abweichungen $\frac{\Delta S \cdot \lambda}{l}$ bleiben vernachlässigbar klein. Bei überlagerten Grenzschichten können jedoch erheblich größere Werte für n''^2 auftauchen, die dann unregelmäßige Schwankungen in den gemessenen S, S' Verläufen bewirken.

Um dies zu verdeutlichen und um den Einsatzbereich der Meßmethode abzugrenzen, seien einige überlagerte Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten sowie die zugehörigen Brechzahlverläufe angegeben.

Es wird zunächst eine laminare thermische Grenzschicht betrachtet, für deren Temperaturverlauf folgende Gleichung angenommen werden kann, [6], [7].

Einfache Modellgrenzschichten

Es wird zunächst eine laminare thermische Grenzschicht betrachtet, für deren Temperaturverlauf folgende Gleichung angenommen werden kann, [6], [7].

$$\Theta = \frac{T - T_{\infty}}{T_w - T_{\infty}} = 1 - 2\eta_T + 2\eta_T^3 - \eta_T^4 \quad (9)$$

Analog ergibt sich für das Konzentrationsprofil in einer Konzentrationsgrenzschicht:

$$\psi = \frac{C - C_{\infty}}{C_w - C_{\infty}} = 1 - 2\eta_c + 2\eta_c^3 - \eta_c^4$$

für $C_{\infty} = 0$

$$\psi = \frac{C}{C_w} = 1 - 2\eta_c + 2\eta_c^3 - \eta_c^4 \quad (10)$$

Bei überlagerten Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten berechnet sich die Phasenverschiebung $S \cdot \lambda$ beziehungsweise Brechzahldifferenz zu:

$$S \cdot \lambda = (n - n_{\infty}) \cdot l = A \cdot \frac{1}{T} \cdot \left[-\frac{N}{T_{\infty}}(T - T_{\infty}) + D \cdot C \right] \quad (11)$$

Um eine bezogene Brechzahldifferenz zu definieren, wird die Brechzahl eingeführt, die sich bei reinen Temperaturfeldern an der Wand ausbildet.

$$S_{wT} \cdot \lambda = \Delta n_{wT} \cdot l = A \cdot \frac{1}{T_w} \cdot \left[-\frac{N}{T_{\infty}}(T_w - T_{\infty}) \right] \quad (12)$$

Die bezogene Brechzahldifferenz Ω beträgt dann

$$\Omega = \frac{n - n_{\infty}}{\Delta n_{wT}} = \frac{T_w}{T} (\Theta + K \cdot \psi) \quad (13)$$

Die Konstante K

$$K = -\frac{D}{N} \cdot \frac{T_{\infty} C_w}{(T_w - T_{\infty})} \quad (14)$$

ist in erster Näherung ein Maß dafür, wie stark das für reine Temperaturgrenzschichten typische Interferenzbild durch Überlagerung mit einer Konzentrationsgrenzschicht verändert wird. Um mit der HZWI Temperatur- und Kon-

zentrationsprofile mit ähnlicher Genauigkeit messen zu können, muß der Betrag der Brechzahländerung, hervorgerufen durch Temperaturänderungen, von ähnlicher Größenordnung sein wie der durch die Konzentrationsänderung. Er wird abgeschätzt zu:

$$4 > |K| > \frac{1}{4}$$

Die bezogene Brechzahldifferenz Ω beträgt dann

$$4 > \frac{\delta_T}{\delta_C} > \frac{1}{4} \quad (15)$$

Für $\frac{\delta_T}{\delta_C} = 2$ sind in **Bild 8** die Temperatur- und

Konzentrationsprofile sowie typische Brechzahlverläufe und deren Ableitungen dargestellt. Als Parameter ist die Konstante K gewählt. Aus den Verläufen läßt sich vor allem folgende Tendenz erkennen.

Verbunden mit dem Beginn der dünneren Grenzschicht ist eine starke Änderung der Verläufe von Ω' und Ω'' , wodurch ab hier die Abweichungen von der idealen Interferometrie, die ja proportional Ω'^2 und Ω''^2 sind, erheblich ansteigen. Um diese Abweichungen möglichst klein zu halten, muß bei der Auslegung der Meßstrecke darauf geachtet werden, daß — wie bereits angedeutet — $n''l^2$ möglichst klein sein sollte, vor allem aber nicht den Wert 2 überschreiten sollte, da in diesem Fall die Abweichungen unzulässig hohe Werte annehmen können.

Anwendungen der holografischen Zweiwellenlängeninterferometrie

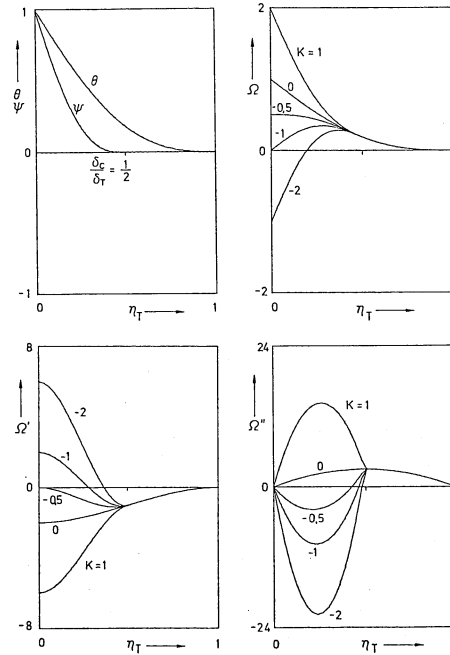
Gleichzeitiger Wärme- und Stoffübergang an einer vertikalen Platte

Der gleichzeitige Wärme- und Stoffübergang an einer Platte bei freier Konvektion wurde bereits relativ häufig sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht. Allerdings beschränkten sich vor allem die experimentellen Arbeiten meistens auf die Messung von Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten und nur vereinzelt liegen auch Messungen von Temperatur- und Konzentrationsverteilungen in der Grenzschicht vor, anhand derer die theoretisch ermittelten Profile überprüft werden könnten. So haben Adams und McFadden [1] überlagerte Profile gemessen, indem sie eine interferometrische Meßmethode (Mach-Zehnder-Interferometer, Einwellenlängentechnik) mit der konventionellen Messung der Temperatur durch Thermoelemente kombinierten. Barton und Trass [2] bestimmten örtliche Temperaturprofile auch mit Thermoelementen und ermittelten Konzentrationsverteilungen mit Hilfe einer Absorptionstechnik. El-Wakil, Myres und Schilling [5] benutzten ein Mach-Zehnder-Interferometer mit einer Wellenlänge und werteten die Interferogramme unter vereinfachenden Annahmen aus.

Es liegen also sowohl experimentelle als auch theoretische Arbeiten vor, mit denen Messungen nach der holografischen Zweiwellenlängeninterferometrie verglichen werden können. Die Messungen erfolgten an einer beheizbaren — zur Erzeugung der Konzentrationsgrenzschicht — beidseitig mit Naphtalin beschichteten Platte. Diese bestand im wesentlichen aus zwei ausgesuchten planen Kupferplatten von 2,5 mm Stärke, die durch Kupferstäbe miteinander verklebt und zusätz-

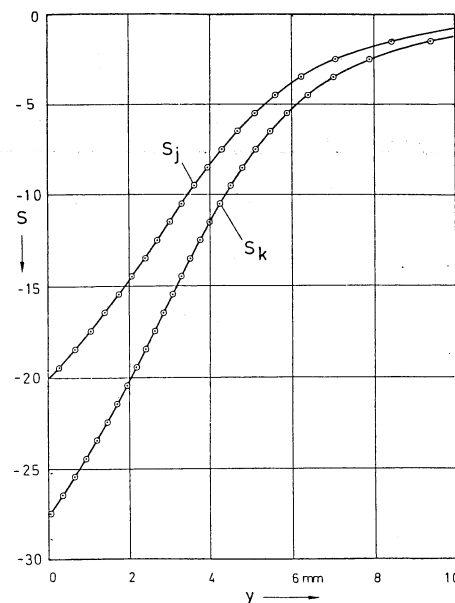
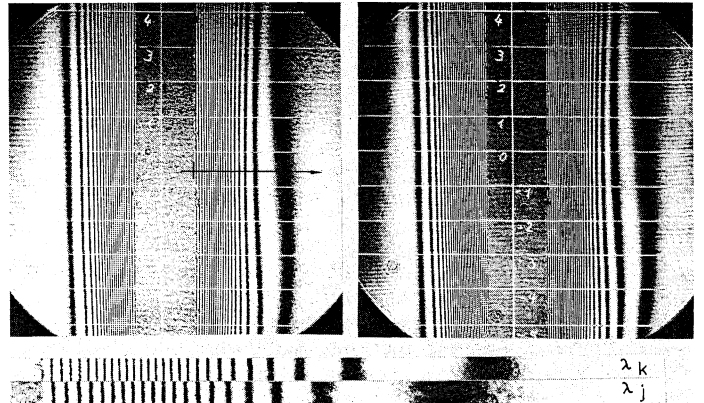
lich vernietet waren. Die Platte wurde mit Warmwasser beheizt, und durch eine mäanderförmige Anordnung der Strömungskanäle konnte vor allem in Lichtstrahlrichtung z eine sehr gleichmäßige Oberflächentemperatur erzielt werden.

Die Länge der Platte ($l = 470$ mm) war optimal den zu untersuchenden Grenzschichtprofilen angepaßt. Die Plattenhöhe betrug 400 mm, um ohne Änderung der Temperaturdifferenzen



8: Verlauf der dimensionslosen Brechzahldifferenzen in Abhängigkeit von der Konstanten K

9: Interferogramme λ_j (links) und λ_k von der überlagerten Temperatur- und Konzentrationsgrenzschicht an der vertikalen Platte. Darunter Ausschnittsvergrößerungen ($l = 470$ mm)

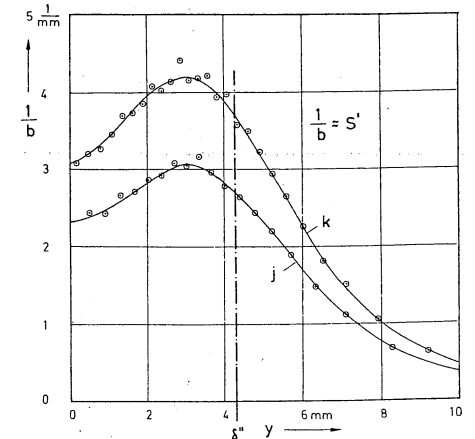


Messungen in einem größeren Grashofzahlbereich ($Gr \sim h^3$) durchführen zu können. Die Platte war in einem zweiarmigen Stativ derart aufgehängt, daß sie nach einmaliger Ausrichtung zum Objektstrahl ohne Schwierigkeiten reproduzierbar ein- und ausgebaut werden konnte. Für jede Meßreihe wurde die Platte erneut im Tauchverfahren mit einer dünnen Naphtalinschicht überzogen. Diese Schichten waren spiegelartig glatt, so daß eine anschließende mechanische Bearbeitung entfallen konnte. Die Interferogramme wurden nach der Doppelbelichtungstechnik in einem Aufbau wie Abbildung (5) aufgenommen. Die Auswertung der Interferenzbilder soll an einem Beispiel verdeutlicht werden. **Bild 9** zeigt zwei simultan aufgenommene Interferogramme der überlagerten Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten an der vertikalen Platte bei freier Konvektion, darunter Ausschnittsvergrößerungen von der ausgewerteten Stelle. Die Verläufe der Phasenverschiebung S_j und S_k sowie die Differenzialquotienten $\frac{ds}{dy}$ sind in **Bild 10** graphisch aufgetragen.

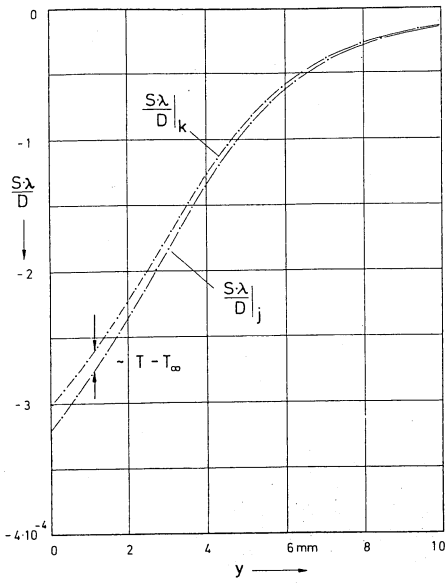
Die Differenz $\Delta S \cdot \frac{\lambda}{D}$ ist in erster Näherung

$T - T_\infty$ proportional und $\Delta S \cdot \frac{\lambda}{N}$ ist proportional $C - C_\infty$.

Aus den Verläufen von S' lassen sich die Abweichungen von der idealen Interferometrie unmittelbar erkennen. Die Schwankungen um einen geglätteten Mittelwert sind in der ersten Hälfte der Grenzschicht, nämlich dort, wo sich Temperatur- und Konzentrationsfeld überla-

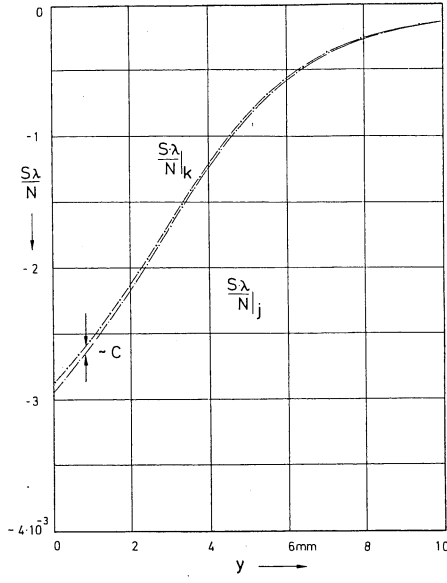


10: Verlauf der aus Bild 9 ermittelten Phasenverschiebung S und der Liniendichte S'



11: Verlauf der aus Bild 9 ermittelten Phasenverschiebung

$$S \text{ und } S \cdot \frac{\lambda}{N}$$



[11] abgeleiteten kombinierten Grashof-Zahl aufgetragen. Ein Ausgleich der Meßwerte, durchgeführt nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, liefert

$$Nu = 0,446 \left[Gr^* \cdot \frac{Pr}{Sc} \right]^{0,255} \quad (16)$$

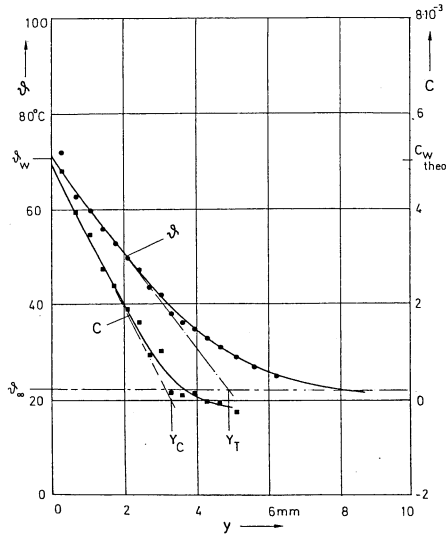
Das Ergebnis stimmt gut mit der Beziehung von Merk [11]

$$Nu = 0,416 \left[Gr^* \cdot \frac{Pr}{Sc} \right]^{0,25} \quad (17)$$

überein.

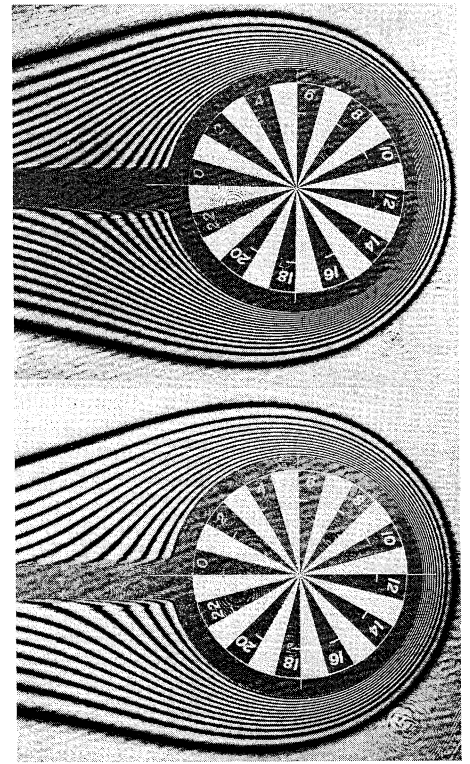
Gleichzeitiger Wärme- und Stoffübergang an einem horizontalen Zylinder

Das Modell des beheizten stoffabgebenden Zylinders bestand aus zwei konzentrischen Kupferrohren, die durch einen spiralförmig aufgewickelten Draht voneinander getrennt waren. Das Modell wurde im Gegenstrom mit Warmwasser beheizt, wodurch eine sehr gleichmäßige Oberflächentemperatur erzielt werden konnte. Thermoelemente, die über dem Umfang und in axialer Richtung eingelötet waren, zeigten maximale Temperaturdifferenzen von 1 K an. Als Stoffsystem wurde — wie bei der Platte — das System Naphtalin-Luft gewählt. Die Beschichtung des Zylinders mit Naphtalin erfolgte ebenfalls durch Tauchen in eine Naphtalinschmelze. Dabei wurde besonders auf die Erzielung dünner Schichten ($\delta < 0,3 \text{ mm}$) geachtet, um keine unzulässige, durch das Tauchverfahren bedingte kegelförmige Auftragung zu erhalten. Die Versuchsdurchführung, der optische Aufbau und die Interferentechnik waren ähnlich wie bei den Messungen an der Platte. Allerdings mußte das Modell noch sorgfältiger um die x-y-Achsen ausgerichtet werden, um die Interfero-

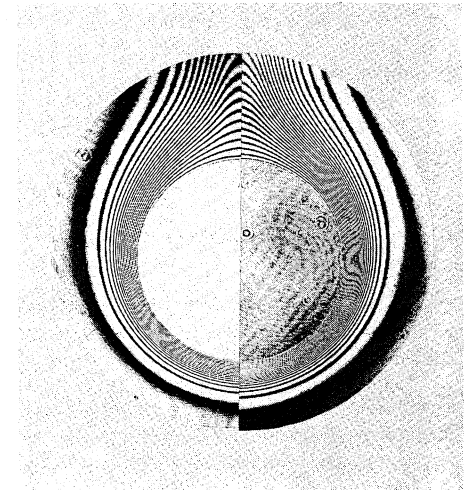


12: Temperatur- und Konzentrationsprofile ermittelt aus Bild 9

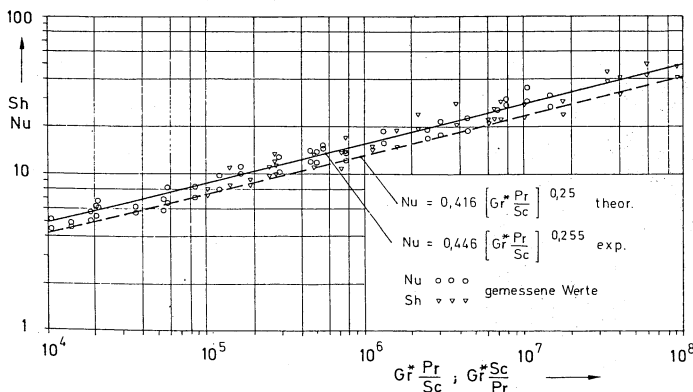
gern, besonders ausgeprägt. Bei der Auswertung der Interferenzbilder wurden die chromatischen Linsenfehler rechnerisch berücksichtigt. Das ermittelte Temperatur- und Konzentrationsprofil zeigt **Bild 12**. Trotz der kleinen Meßgröße und der dünnen Grenzschichtdicke ist die Streuung der einzelnen Meßpunkte gering. Die Ermittlung der Steigung an der Wand und damit auch die Bestimmung der Nu- und Sh-Zahlen ist jedoch mit einer größeren Unsicherheit behaftet. In **Bild 13** sind die Nu- und Sh-Zahlen über der von Merk



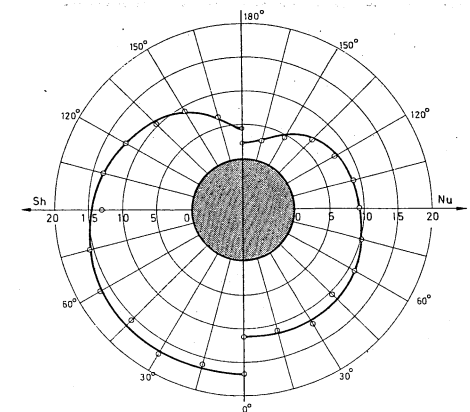
14: Simultan mit den Wellenlängen λ_j und λ_k aufgenommene Interferogramme. Zuordnung der Interferenzbilder mit Hilfe eines aufbelichteten Strichgitters



15: Simultan mit den Wellenlängen λ_j und λ_k (rechts) aufgenommene Interferenzbilder von der überlagerten Temperatur- und Konzentrationsgrenzschicht um einen beheizten, stoffabgebenden Zylinder (das linke Bild ist seitenverkehrt abgezogen)



13: Experimentell ermittelte Nusselt- und Sherwood-Zahlen



16: Verlauf der aus Bild 15 ermittelten Nu- und Sh-Zahlen

gramme über den gesamten Zylinderumfang auswerten zu können.

Die exakte Justierung wurde auch hier durch Beobachtung des Beugungsbildes sowie am gleichmäßigen Aufleuchten feinsten Naphtalinkristalle im Objektstrahl kontrolliert.

Interferogramme von gleichzeitigem Wärme- und Stoffübergang am Zylinder sind in den **Bildern 14 und 15** dargestellt. Bei Bild 15 sind auf der linken Seite das mit der Wellenlänge λ_j aufgenommene, auf der rechten Seite das mit der Wellenlänge λ_k aufgenommene Interferenzbild gegenübergestellt.

Die Auswertung der Interferenzbilder entsprach der bei der Platte beschriebenen Vorgehensweise, so daß hier nicht erneut darauf eingegangen werden muß. Über dem Umfang wurden im Abstand von 15° die Temperatur- und Konzentrationsprofile ermittelt und daraus Nu und Sh Zahlen bestimmt. Sie sind gebildet mit dem Rohrdurchmesser als charakteristische Länge, über dem Umfang in **Bild 16** in Polarkoordinaten aufgetragen. Die Nu und Sh-Verteilungen stimmen im wesentlichen mit denen für reinen Wärmeübergang überein, da hier der Einfluß des schwereren Naphtalindampfes auf die Konvektion wesentlich kleiner als der durch die Auftriebskraft, bedingt durch Temperaturdifferenzen, ist. Die etwas stärkere Streuung der Nu und Sh Zahlen ist vor allem dadurch bedingt, daß sich die Steigungen dT/dy und dC/dy nicht mit der Genauigkeit wie die Profile selbst ermitteln lassen.

Im Zusammenhang mit der Auswertung sei erwähnt, daß bei 13 Winkeln und 5 Ableisungen pro Interferenzlinie bei ca. 2×30 Linien bereits 4 000 Zahlenwerte anfallen. Dieser nicht unbeträchtliche Aufwand müßte, um die holografische Zweiwellenlängentechnik als vollwertige Meßtechnik einsetzen zu können, durch weitgehende Automatisierung beim Ausmessen der Bilder und in der Datenerfassung reduziert werden.

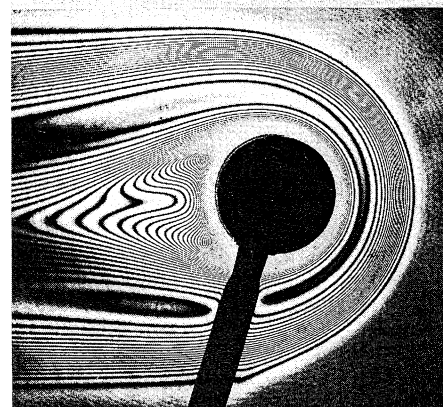
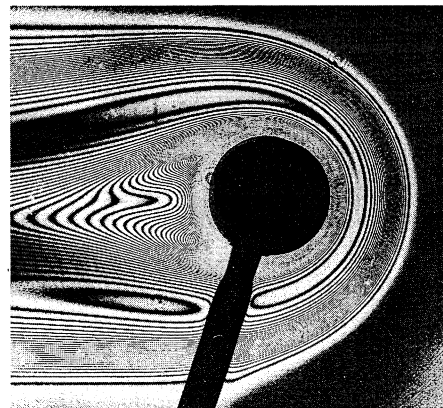
Temperatur- und Brennstoffverteilung in einer Flamme

Die Messungen an der Platte und am Zylinder waren nach Überwindung anfänglicher Schwierigkeiten schließlich von derart großer Genauigkeit, daß sie dazu ermutigten, einen komplizierten Wärme- und Stoffaustauschvorgang zu messen, wie er zum Beispiel bei Verbrennungsprozessen vorliegt. Ermittelt werden sollte die Temperaturverteilung und die Verteilung des unverbrannten Brennstoffes in einer Flamme. Das Modell bestand aus einem Hohlzylinder aus poröser Sinterbronze. Die Länge betrug 50 mm, der Durchmesser 9,5 mm. Die Enden des Hohlzylinders waren durch Kappen aus Messing verschlossen und ein Messingrohr diente als Zuleitung für den Brennstoff. Als Brennstoff wurde n-Hexan gewählt, wobei der Zulauf so geregelt wurde, daß die Zylinderoberfläche während der Verbrennung immer benetzt war. Für die Aufnahme der Interferogramme mußte der holografische Aufbau leicht modifiziert werden. Um eine zusätzliche Schwärzung der Fotoplatte durch das Eigenleuchten der Flamme zu vermeiden, wurde im Objektstrahl der großformatige Schlitzverschluss einer 6×6 Kamera angeordnet und mit dem Verschuß im Kreuzungspunkt beider Strahlen synchronisiert. Diese Maßnahme reichte aus, eine störende Belichtung der Fotoplatte durch die Flamme weitgehend zu vermeiden. **Bild 17** zeigt zwei simultan aufgenommene Interferogramme, **Bild 18** eine Ausschnittsvergrößerung. Die an der Stelle $\varphi = 0^\circ$ ermittelte Phasenverschie-

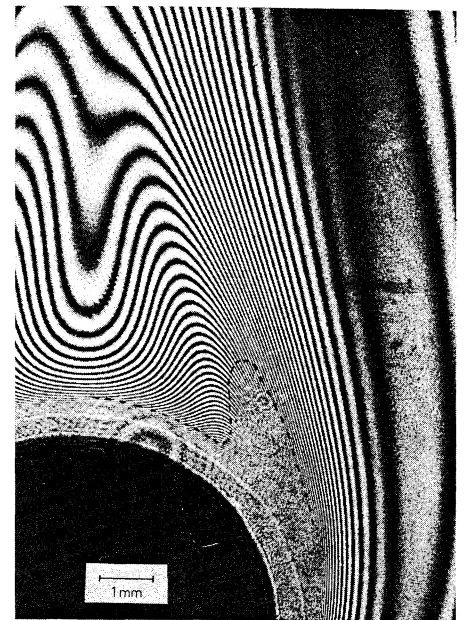
bung ist in **Abbildung (19)** dargestellt. Wie aus der Liniendichte bereits abzuschätzen ist, nimmt in **Bild 19**, ab $S = 20$ beziehungsweise $S = 27$, die Ordnung der Phasenverschiebung wieder ab. Dies wird bestätigt durch die Aufnahme von Interferenzbildern mit vorgegebenem horizontalen Streifenfeld. Obwohl nahe der Oberfläche Interferenzliniendichten von bis zu 40 Linien pro Millimeter auftraten, konnten diese unter dem Mikroskop noch einwandfrei ausgezählt werden.

Dieses hohe Auflösungsvermögen ist ein weiterer wesentlicher Vorteil der Doppelbelichtungstechnik mit holographischer Speicherung der reellen Interferenzbilder. Trotz der Erstellung exakt ausmeßbarer Interferogramme treten bei der Auswertung nach der HZWI mehrere Probleme auf, die zur Zeit noch nicht beherrscht werden und die die augenblicklichen Grenzen des Einsatzbereiches dieser neuen Meßtechnik aufzeigen.

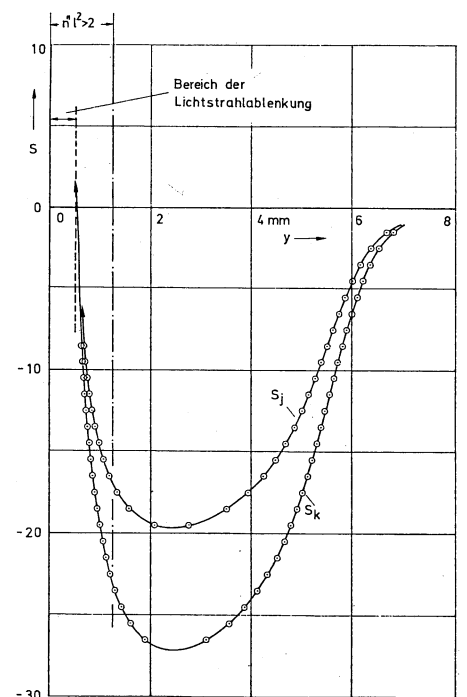
1. Die Wellenlängenabhängigkeit der Molekularrefraktionen des Systems n-Hexan/Luft ist äußerst gering. Hierdurch beträgt die tatsächliche Meßgröße nur etwa 1 % der im Interferenzbild sichtbaren Phasenverschiebung. Dies entspricht in der Mitte der Grenzschicht, wo die Ordnungszahl 30 auftritt, einer maximalen Meßgröße von 0,3 Interferenzstreifen. Um die Bilder dennoch auswerten zu können, wird eine äußerst präzise Bestimmung der Streifenpositionen nötig.
2. Im wandnahen Bereich treten Liniendichten von ca. 20 bis 40 Linien pro Millimeter auf. Selbst wenn man einen Gesamtfehler von 30 % zuließe, müßte ΔS viel kleiner als 0,1 sein, was gleichzeitig bedeutet, daß der Fehler bei der Ortsbestimmung der Interferenzlinien $1 \mu\text{m}$ nicht überschreiten dürfte. Eine derart hohe Genauigkeit beim Ausmessen und bei der Zuordnung der Interferenzlinien kann zur Zeit nicht erreicht werden.



17: Simultan mit den Wellenlängen λ_j und λ_k (rechts) aufgenommene Interferogramme einer Flamme

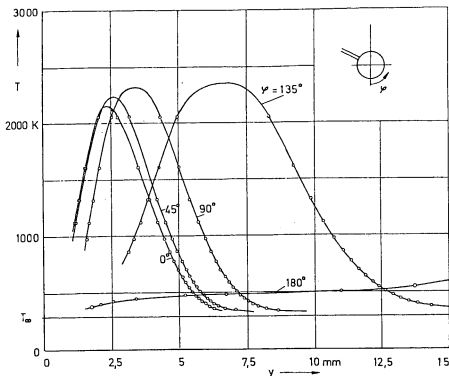


18: Ausschnittsvergrößerung vom Interferogramm der Flamme. - Bereiche unverbranntes n-Hexan



19: Verlauf der Phasenverschiebung $S \cdot \frac{\lambda}{N}$ an der Stelle $\varphi = 0^\circ$ in Bild 17

3. Überdies werden im wandnahen Bereich die Lichtstrahlen zur Oberfläche hin abgelenkt, so daß hier überhaupt keine Interferenzlinien entstehen können. Die Erstreckung dieser Zone berechnet sich näherungsweise zu 0,5 mm.
4. Wie eine Abschätzung zeigt, ist nahe der Zylinderoberfläche das früher angegebene Kriterium $n^2 < 2$ erheblich verletzt, so daß auch hier aus diesen Gründen keine exakte Auswertung möglich ist. Um die Bedingung in $n^2 < 2$ zu erfüllen, müßte das ohnehin kurze Modell weiter verkürzt werden. Dies kommt aber nicht in Frage, da dann Randeinflüsse noch stärker die Meßgenauigkeit beeinträchtigen würden.
5. In dem verbleibenden Grenzschichtbereich aber ist der Einfluß der Temperatur auf die Phasenverschiebung wesentlich größer als der durch Konzentrationsverteilung



20: Aus Bild 17 ermittelte Temperaturprofile in der Flamme

lungen innerhalb der Flamme. Allein aus diesem Grunde verbietet sich hier der Einsatz der Zweiwellenlängenmethode.

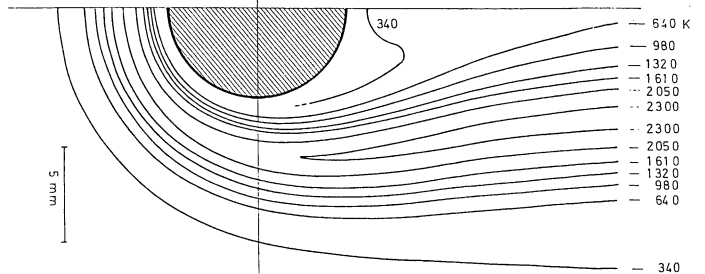
6. Eine weitere Schwierigkeit würde noch dadurch auftauchen, daß bei der Verbrennung kein reines Zweistoffsystem vorliegt. Es treten neben reinen n-Hexan/Dampf in der Reaktionszone unterschiedliche, vom Ort abhängige Konzentrationen von O_2 , N_2 , CO , CO_2 , H_2O auf. Zur Auswertung nach der HZWI müßten diese Verteilungen bekannt sein und die unterschiedlichen Molekularrefraktionen der reinen Komponenten in Abhängigkeit von der Wellenlänge ermittelt werden.

Wenn auch die Auswertung nach der HZWI hier nicht möglich ist, so lassen sich die Interferogramme dennoch näherungsweise nach der Einwellentechnik auswerten. Hierzu nimmt man eine mittlere Molekularrefraktion N_m an und es gilt:

$$S \cdot \lambda = A \left[\frac{N_m}{T} - \frac{N_{\infty}}{T_{\infty}} \right] \quad (18)$$

Da N_m sich nicht allzusehr von der von Luft unterscheidet, kann mit $N_m/N_{\infty} \approx 1,1$ gerechnet werden. Daher lassen sich die Interferenzlinien in erster Näherung als Isothermen deuten. Bei der Auswertung des Interferenzbildes wurde statt der geometrischen Länge des Zylinders (50 mm) eine wirksame Länge $l = 54$ mm eingesetzt, um den Einfluß der sich um die Stirnfläche herumziehenden Brechzahlgrenzschicht näherungsweise mitzuerfassen. Die aus den Interferenzbildern ermittelten Temperaturprofile für die Winkel $\varphi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$ sind in Abbildung (19) aufgetragen. Die maximalen Temperaturen betragen ca. 2 400 K. Das daraus resultierende Isothermenfeld ist in Bild (20) dargestellt. Sowohl Bild 19 als auch Bild 20 zeigen, daß die Erstreckung der Reaktionszone und die Temperaturverteilung stark vom Umfangswinkel φ abhängen. Sie reicht bei kleinen Winkeln bis nahe an die Zylinderoberfläche heran, verbreitert sich dann und erstreckt sich etwa bis an den in Abbildung (18) rechts eingezeichneten Bereich. Ab hier ist überwiegend unverbrannter n-Hexandampf vorhanden. Diese Meßergebnisse stimmen im wesentlichen mit den theoretischen und experimentellen Arbeiten [3], [13] überein.

21: Aus Bild 17 ermitteltes Isothermenfeld in der Flamme



Bildnachweis: Autoren

Zusammenfassung

Überlagerte Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten ließen sich bisher nicht rein interferometrisch messen, da sowohl Temperatur- als auch Konzentrationsänderungen die Brechzahl beeinflussen und die im Interferenzbild sichtbare Phasenverschiebung bewirken.

Zur Messung dieser Grenzschichten wurde in der vorliegenden Arbeit die für verschiedene Stoffe unterschiedliche Abhängigkeit der Brechzahl von der Wellenlänge ausgenutzt, um durch die simultane Aufnahme von zwei Interferogrammen mit zwei verschiedenen Wellenlängen den Temperatur- und Konzentrationsseinfluß voneinander zu trennen. Als Interferenztechnik kamen hierfür erstmals die holographische Zweiwellenlängeninterferometrie zum Einsatz. Die experimentelle Erprobung dieser Methode erfolgte durch Messung der überlagerten Temperatur- und Konzentrationsprofile an einer beheizten stoffabgebenden Platte und an einem horizontalen Zylinder. Die Ergebnisse stimmen gut mit anderen theoretischen und experimentellen Arbeiten überein. Die Untersuchung der Temperatur- und Brennstoffverteilung in einer Flamme zeigte jedoch die theoretisch und experimentell gegebenen Grenzen dieser neuen Meßmethode auf. Eine Erweiterung ihres Einsatzbereiches ist vor allem durch eine größere Spreizung der verwendeten Wellenlängenkombination zu erreichen, weshalb für zukünftige Messungen der Einsatz von Farbstofflasern oder die Frequenzverdopplung eines Lasers vorgeschlagen wird. Die Vorteile der HZWI, nämlich berührungslos und verzögerungsfrei gleichzeitig im gesamten Meßquerschnitt überlagerte Temperatur- und Konzentrationsfelder ausmessen zu können, lassen den erhöhten experimentellen Aufwand gerechtfertigt erscheinen.

Schrifttum

- [1] Adams, J. A., P. W. McFadden: Simultaneous Heat and Mass Transfer in Free Convection with Opposing Body Forces. A.I.Ch.E. Journal, Juli (1966) 1 642—647
- [2] Barton, H. J., O. Trass: Simultaneous Heat and Mass Transfer through Laminar Boundary Layers in Combined Forced and Free Convection. Canadian Journal Chemical Engineering, 47, (1969), 20—29
- [3] Caulfield, H. J., Sun Lu: The Applications of Holography. Wiley-Interscience, New York (1970)
- [4] Collier, R. J., C. B. Burckhardt, L. H. Lin: Optical Holography. Academic Press, New York (1971)
- [5] El-Wakil, M. M., G. E. Myers, R. J. Schilling: An Interferometric Study of Mass Transfer from a Vertical Plate at Low Reynolds Numbers. Journal of Heat Transfer, Nov. (1969), 399—406
- [6] Grigull, U.: Einige optische Eigenschaften thermischer Grenzschichten. Int. J. Heat Mass Transfer, 6 (1963), 669—679

- [7] Hauf, W., U. Grigull: Optical Methods in Heat Transfer. Advances in Heat Transfer, 6 (1970), 133—366 Academic Press, New York
- [8] Kiemle, H., D. Röss: Einführung in die Technik der Holographie. Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt (1969)
- [9] Lehmann, M.: Holography. Technique and Practice. The Focal Press, London (1970)
- [10] Mayinger, F., W. Panknin: Holography in Heat and Mass Transfer. 5th Int. Heat Transfer Conference, VI, 28, Tokio (1974)
- [11] Merk, H. J.: Apl. Sci. Res., 4 (1954), 435
- [12] Panknin, W.: Eine holographische Zweiwellenlängeninterferometrie zur Messung überlagelter Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten. Dissertation, T. U. Hannover (1977)
- [13] Ross, P. A.: Application of a Two-Wavelength Interferometer to the Study of a Simulated Drop of fuel, Ph. D. Thesis, University of Wisconsin, Madison, Wis., (1960)
- [14] Smith, H. M.: Principles of Holography. Wiley-Interscience, New York (1969)
- [15] Svensson, H.: The Second-Order Aberrations in the Interferometric Measurement of Concentration Gradients. Opt. Acta 1 (1954), 25—32

Formelzeichen

A	Konstante
C	Konzentration, Molenbruch
D	Differenz der Molrefraktionen $N_b - N_a$
Gr	Grashof-Zahl
l	Modelllänge
M	Molmasse
N	Molrefraktion
Nu	Nußelt-Zahl
n	Berechnungsindex
Pr	Prandtl-Zahl
p	Druck
R	Gaskonstante
S	Interferenzstreifenordnung
Sh	Sherwood-Zahl
T	Temperatur
x, y, z	kartesische Koordinaten
α	Wärmeübergangskoeffizient
β	Stoffübergangskoeffizient
δ	Grenzschichtdicke
ϑ	Temperatur
λ	Wellenlänge
ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte
Θ	bezogene Temperaturdifferenz
ψ	bezogene Konzentrationsdifferenz
Ω	bezogene Brechzahldifferenz

Indices

a	Stoff a, hier Luft
b	Stoff b, hier Naphtalin
C	Konzentration, Stoffübergang zu Wellenlänge 6328 Å gehörig
j	zu Wellenlänge 4579 Å gehörig
k	zu Wellenlänge 4579 Å gehörig
M	Meßzustand
T	Temperatur, Wärmeübergang
∞	Umgebung