

FORTSCHRITTE IM VERSTÄNDNIS DES WÄRMETRANSPORTES
DURCH OPTISCHE MESSVERFAHREN

F. Mayinger

1. EINLEITUNG

Für eine optimale Auslegung von technischen Apparaten, Maschinen und Anlagen benötigt der Ingenieur eine zuverlässige mathematische Beschreibung der darin ablaufenden Vorgänge. Dies wiederum setzt voraus, daß eine klare und physikalisch richtige Vorstellung - oft auch Modell genannt - über den Ablauf der zu erwartenden Phänomene existiert, die ihrerseits ja eine Folge von Naturgesetzen sind.

Der zunehmende Einsatz von elektronischen Rechenmaschinen erlaubt es, auch komplizierte Vorgänge mathematisch zu beschreiben und durch numerische Lösung der Gleichungssysteme rechnerisch nachzuvollziehen, was einen vertieften Einblick in die physikalischen Zusammenhänge erfordert.

Wärmetransport beruht - abgesehen von Strahlung und reiner Wärmeleitung - auf fluiddynamischen Vorgängen, die sich größtenteils anschaulich beschreiben und in Modelle kleiden lassen. Hierbei vermittelt der optische Eindruck oder die visuelle Beobachtung häufig die am besten zugängliche Modellvorstellung. Die für den Wärmetransport in fluiden Systemen wichtigen physikalischen Bedingungen, nämlich das Temperaturfeld, das Geschwindigkeitsfeld und - in Mehrphasensystemen - auch das Grenzflächenverhalten sind aber nicht immer ohne besondere optische Hilfsmittel visuell unmittelbar zugänglich. Das Auge ist für rasch ablaufende Vorgänge häufig zu träge, und es ist auch nicht in der Lage, den vollen Informationsgehalt einer Lichtwelle, der aus Frequenz, Amplitude und Phasenlage besteht, zu erfassen. Während die Frequenz als Farbe und

Amplitude als Helligkeit registriert wird, bedarf es zur Feststellung der Phasenlage spezieller optischer Einrichtungen, sogenannter Interferometer, die durch Vergleich und Überlagerung von Lichtwellen aus einem dabei entstandenen Streifenmuster - den sogenannten Interferenzstreifen - Auskunft über die Phasenlage bzw. deren Änderung geben.

Zeitlich rasch ablaufende Vorgänge können heute mit der modernen Hochgeschwindigkeitskinematographie erfaßt werden, die Bildfrequenzen bis zu 100 kHz bei Belichtungszeiten von 10^{-8} s erlaubt. Optische Meßverfahren dienen jedoch keineswegs nur dem visuellen Vorstellungsvermögen, sie arbeiten trägheitsfrei und berührungslos, ohne den zu untersuchenden Vorgang zu stören. Das optische Meßprinzip gestattet sowohl das Arbeiten auf kleinstem Raum wie z.B. mit der Laser-Doppler-Anemometrie als auch die Erfassung großflächiger Zustandsfelder wie mit der Interferometrie.

Beispiele für optische Meßverfahren, die bei Untersuchungen des Wärme- und Stoffaustausches zum Einsatz kommen, sind in Tabelle 1 aufgeführt. Im folgenden werden Anwendungsmöglichkeiten auf Untersuchungen in der Wärmeübertragung für einige dieser optischen Meßverfahren, nämlich

- die Interferometrie, speziell die holographische Interferometrie,
- die Hochgeschwindigkeitskinematographie und
- die Kombination von Interferometrie und Hochgeschwindigkeitskinematographie

kurz vorgestellt und über einige Beobachtungen und Ergebnisse berichtet, die mit diesen Meßverfahren am Institut für Verfahrenstechnik der Technischen Universität Hannover gewonnen wurden.

2. INTERFEROMETRIE

Für die Untersuchung von Wärme- und Stoffübergangsprozessen wird seit langem neben den verschiedenen Schlieren- und Schattenverfahren als Interferenzverfahren die Methode nach Mach-Zehnder verwendet. Hierbei wird, wie in Abb. 1 skizziert, das einer mono-

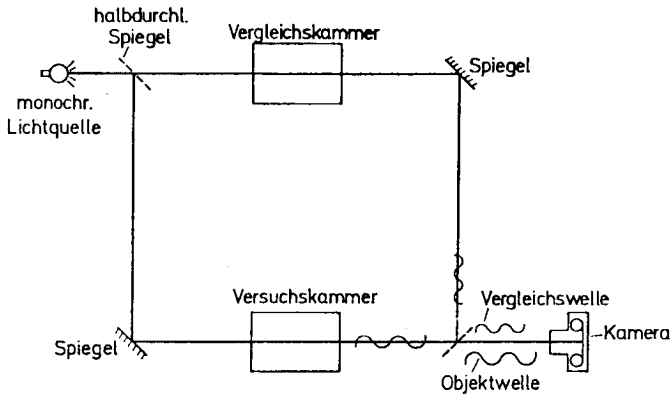


Abb. 1: Prinzip des Mach-Zehnder-Interferometers

chromatischen Lichtquelle entstammende Licht in einem halbdurchlässigen Spiegel in zwei Teilwellen zerlegt, von denen die eine den Versuchsraum durchläuft und die andere über eine Vergleichskammer geleitet wird, in der bis auf den zu untersuchenden Wärmetransportprozeß alle Zustände gleich bzw. möglichst ähnlich sind, so daß bei der Überlagerung beider Teilwellen die Phasenverschiebung zwischen Objektwelle und Vergleichswelle nur aus dem Wärmetransport resultiert.

Seit einigen Jahren wird nun diese klassische optische Methode durch eine neue Interferenztechnik ergänzt, ja teilweise ersetzt, die sich aus der Holographie /1,2/ entwickelt hat. Unterschiedlich zum Mach-Zehnder-Interferometer, welches gleichzeitig frei-

gesetztes Licht in zwei Wege aufspaltet, teilt die holographische Interferometrie den Meßvorgang in zwei Zeitschritte auf, wobei jedes Mal ein und dasselbe Testobjekt durchstrahlt wird. Man muß dabei zwischen der Aufnahme des Hologramms als solcher und der Entstehung des Interferogramms unterscheiden /3,4/.

Ein erstes Hologramm entsteht auf der lichtempfindlichen Platte, wenn sich, wie in Abb. 2 gezeigt, die Referenzwelle und die durch den Versuchsraum gehende Objektwelle überlagern. Hierbei ist der

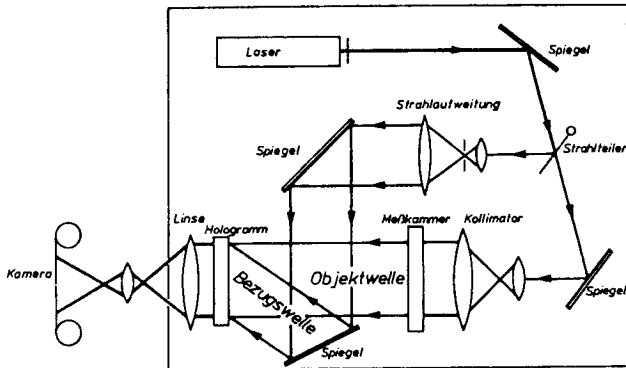


Abb. 2: Holographischer Aufbau

zu untersuchende wärmeübertragende Vorgang im Versuchsraum noch nicht in Gang gesetzt. Es liegen jedoch alle anderen thermodynamischen und auch fluiddynamischen Zustände wie z.B. Druck, Mengenstrom und Fluidtemperatur, bei denen die Untersuchungen ablaufen sollen, bereits vor. Der durch den Versuchsraum tretende Lichtstrahl ist also bereits durch optische Unzulänglichkeiten der Autoklavenfenster durch Strömungsturbulenz oder aber auch durch versuchsbedingte Temperaturfelder beeinflusst.

Für die zweite dann folgende Belichtung wird nun der interessierende Wärme- und Stofftransport in Gang gesetzt und die den Versuchsraum jetzt durchdringende Lichtwelle wird im Vergleich zur ersten Aufnahme zusätzlich nur noch durch Änderungen aus diesem Transportvorgang beeinflusst. Auch diese zweite Belichtung wird auf der Platte gespeichert.

Die lichtempfindliche Platte enthält demnach die Informationen von drei verschiedenen Wellenfronten, nämlich von zwei Objektwellen - vor und nach Einsetzen des zu messenden Teilvorganges - und von der jeweiligen Bezugswelle, die aber bei beiden Aufnahmen identisch sein muß. Dies wird dadurch möglich, daß man in hohem Maße kohärentes Licht verwendet, wozu ein Laser, meist ein Helium-Neon- oder ein Argon-Laser dient. Die Hologrammplatte enthält alle Informationen der Wellenfronten, nämlich deren Amplitude in Form unterschiedlicher Intensität, deren Wellenlänge in Form von Farbe und durch Vergleich mit der Bezugswelle auch deren Phasenverteilung.

Die Interferenz erfolgt dann bei der Wiedergabe der beiden, auf der Platte gespeicherten Hologramme dadurch, daß die entwickelte Fotoplatte wieder mit der Bezugswelle beleuchtet wird, die jetzt die Funktion einer Wiedergabewelle übernimmt. Bei dieser Beleuchtung wirkt die Fotoplatte ähnlich wie ein Beugungsgitter mit örtlich variabler Gitterkonstanten, und die beiden aus dem Hologramm austretenden Wellen - nämlich aus der ersten und aus der zweiten Aufnahme - überlagern sich hinter dem Hologramm, und es entsteht ein Interferenzstreifenmuster, welches das durch den Transportvorgang hervorgerufene Dichtefeld - bedingt durch Temperatur- oder Konzentrationsänderungen - beschreibt.

Die bisher diskutierte Aufnahme- und Wiedergabemethode des Interferogrammes gestattet nur einen einzelnen, augenblicklichen Zu-

stand festzuhalten und ermöglicht darüber hinaus nicht die Verfolgung des thermohydraulischen Geschehens während der Messung, da das Interferenz-Bild erst nach der Entwicklung des Hologrammes sichtbar wird. Diese Nachteile lassen sich durch eine einfache Änderung des Aufnahmeverfahrens umgehen, wie dies in Abb. 3 schematisch dargestellt ist. Die erste Belichtung des Hologramms erfolgt wie zuvor bei noch nicht vorhandenem Wärme- oder Stofftransport. Vor der zweiten Belichtung wird aber jetzt die fotografische

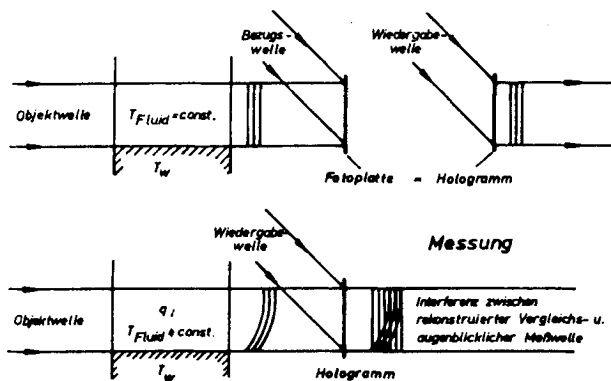


Abb. 3: Real-time-Methode

Platte chemisch behandelt, also entwickelt und fixiert, was z.B. an Ort und Stelle in einer einfachen überstülpbaren Küvette erfolgen kann. Entfernt man die Platte zu dieser Prozedur, so muß sie nachher wieder auf eine halbe Wellenlänge genau an die alte Stelle zurückpositioniert werden, was bei genügend fein justierbarem Plattenhalter, z.B. durch Piezo-Quarzverstellung durchaus möglich ist, da man nur darauf achten muß, daß bei der Beleuchtung mit der Bezugswelle keine Interferenzstreifen sichtbar sind.

Anschließend setzt man den Wärmetransportprozeß in Gang und beleuchtet nun die Hologrammplatte mit der den Versuchsraum durch-

dringenden Objektwelle sowie mit der Bezugswelle, welche die ursprünglich in der Hologrammplatte gespeicherte Vergleichswelle - die sogenannte Nullaufnahme - freisetzt. Hinter der Hologrammplatte interferieren dann beide Wellen und geben das im Versuchsraum herrschende Temperaturfeld wieder. Mit dieser Aufnahmemethode - dem sogenannten Echtzeit- oder Real-time-Verfahren - ist es möglich, das Temperaturfeld kontinuierlich z.B. mit Hilfe einer Filmkamera zu registrieren.

Die Auswertung der Interferenzlinien ist einfach, wenn sie eindeutig der Änderung einer Zustandsgröße z.B. der Temperatur zugeschrieben werden können und das Zustandsfeld über den Strahlweg weitgehend homogen ist. Die im Interferenzbild sichtbare Phasenverschiebung, ausgedrückt in vielfachem S der Wellenlänge λ berechnet sich nach Gleichung (1)

$$S(x,y) \cdot \lambda = 1 \left[n(x,y)_2 - n(x,y)_1 \right] \quad (1)$$

aus der Differenz der optischen Weglänge $n \cdot l$ von Meß- und Vergleichswelle. Eine Auslöschung des Lichtes tritt ein für $S = 1/2, 3/2, 5/2$ usw. und eine Verstärkung für $S = 1, 2, 3$ usw. Die Interferenzlinien sind also zunächst nur als Linien gleicher Brechzahl-differenzen zu deuten. Die Abhängigkeit der Brechzahl n von der Dichte ρ eines Mediums der Molmasse M ist durch die Lorenz-Lorentz-Gleichung gegeben.

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

Hierin ist die Molekularrefraktion N eine von Druck und Temperatur unabhängige Stoffkonstante, die sich selbst bei Wechsel des Aggregatzustandes kaum ändert, aber eine Funktion der Wellenlänge ist. Für Gase, deren Brechzahl sehr nahe bei 1 liegt, läßt sich die

Lorenz-Lorentz-Gleichung stark vereinfachen und wird dann als Gladstone-Dale-Gleichung

$$\frac{2}{3} (n - 1) \frac{1}{Q} = \frac{N}{M} \quad (3)$$

bezeichnet. Unter Einbeziehung des Boyle-Mariottschen-Gesetzes ergibt sich dann mit der Gaskonstanten R und dem Druck p der in Gleichung (4) dargestellte einfache Zusammenhang, mit Hilfe dessen aus dem aufgenommenen Brechzahlfeld die örtliche Temperatur

$$T(x,y) = \left[\frac{S(x,y) \cdot \lambda \cdot 2R}{3 \cdot N \cdot p \cdot l} + \frac{1}{T_0} \right] \quad (4)$$

unmittelbar angegeben werden kann, wenn an einer Stelle im Versuchsraum ein Temperaturwert - z.B. T_0 - mit einem herkömmlichen Meßfühler, z.B. einem Thermoelement, gemessen wird. Für Flüssigkeiten mit kompliziertem thermodynamischem Zustandsverhalten muß man auf Gleichung (1) zurückgreifen und die Abhängigkeit der Brechzahl n von der Temperatur T aus einer Zustandsgleichung oder aus Tabellenwerten entnehmen. Es läßt sich aber dann auch der Zusammenhang zwischen dem Temperaturfeld und dem Interferenzstreifenmuster in einfacher Weise zu

$$S(x,y) \lambda = l \cdot \frac{dn}{dT} \left[T(x,y) - T_0 \right] \quad (5)$$

darstellen.

In unmittelbarer Nähe der Wand, von oder zu der Wärmetransport erfolgt, kann man eine laminare Grenzschicht voraussetzen, in der das Gesetz des molekularen Wärmetransportes gilt. Bei bekanntem Wärmeleitkoeffizienten k des wärmetransportierenden Stoffes läßt sich dann der Wärmeübergangskoeffizient α allein aus dem über das Interferenzstreifenmuster gewonnenen Temperaturfeld ermitteln,

$$\alpha = \frac{k \cdot \left(\frac{dT}{dy} \right)_w}{T_w - T_o} \quad (6)$$

wobei zusätzlich nur noch ein Absolutwert der Temperatur, sei es an der Wand T_w oder im Fluid nach einer anderen bekannten Methode zu erfassen ist.

2.1 Aufnahme großräumiger Temperaturfelder

Die freie Konvektion wird bekanntlich durch Dichteunterschiede angetrieben, deren Ursache in einphasigen Fluiden Temperaturunterschiede sind. Für die Vorhersage und Beschreibung des Wärmetransportes unter den Bedingungen der freien Konvektion ist deshalb die Kenntnis des Temperaturfeldes wesentlich. Lange bekannt ist z.B. die Benard-Konvektion in horizontalen, flachen Räumen, deren untere Begrenzung beheizt und deren obere gekühlt ist. Es bilden sich Konvektionszellen aus, mit dem im oberen Teil von Abb. 4 gezeigten gleichmäßigen und symmetrischen Interferenzstreifenmuster.



Abb. 4: Benard-Konvektion und freie Konvektion mit inneren Wärmequellen

Wegen der ebenen Berandung des Versuchsraumes sind hier die Interferenzstreifen identisch mit Linien gleicher Temperatur. Aus dem Verlauf der Isothermen läßt sich unschwer ableiten, an welchen Stellen das am Boden erwärmte Fluid aufwärts strömt und an welchen es nach der Abkühlung an der oberen Berandung wieder nach unten sinkt.

Für verschiedene Probleme in der Technik, z.B. bei exothermen Reaktionen oder bei Elektrolyse-Vorgängen, interessiert, wie sich das Temperaturfeld und damit der Konvektionsvorgang ändert, wenn statt der Bedingungen bei der Benard-Konvektion, Energie im Fluid selbst in Form von homogen verteilten volumetrischen Wärmequellen erzeugt wird, die einseitig oder allseitig - nach oben, unten und zu den seitlichen Berandungen - abgeführt wird. Im unteren Teil von Abb. 4 ist die holographisch-interferometrische Aufnahme /5,6/ eines Temperaturfeldes wiedergegeben, das sich einstellt, wenn die obere und untere Berandung der Fluidschicht auf eine konstante Kühltemperatur gehalten wird und die Wärme im Inneren des Fluids gleichmäßig freigesetzt wird. An der unteren Berandung ist eine stabile dicke Grenzschicht vorhanden, die isolierend wirkt, während sich an der oberen Berandung eine wesentlich dünnere Grenzschicht großen Temperaturabfalls ausbildet, die rasch instabil wird, da kältere und damit dichtere Fluidschichten wärmeren überlagert sind, was zu periodischen Ablösungen und zu Abströmvorgängen führt.

Den Übergang von der Benard-Konvektion in die Konvektionsform mit inneren Wärmequellen im Fluid zeigen die Interferenzszenen /5/ in Abb. 5 nochmals anschaulich. Die Aufnahmen wurden so gewonnen, daß zunächst eine Temperaturdifferenz von 3 K zwischen unterer und oberer Berandung der Fluidschicht angelegt wurde, wodurch sich reine Benard-Konvektion einstellte. Diese Temperaturdifferenz wurde in den folgenden Szenen konstant gehalten, die Konvektionsverhältnisse jedoch durch zunehmende Wärmefreisetzung im Inneren des Fluides

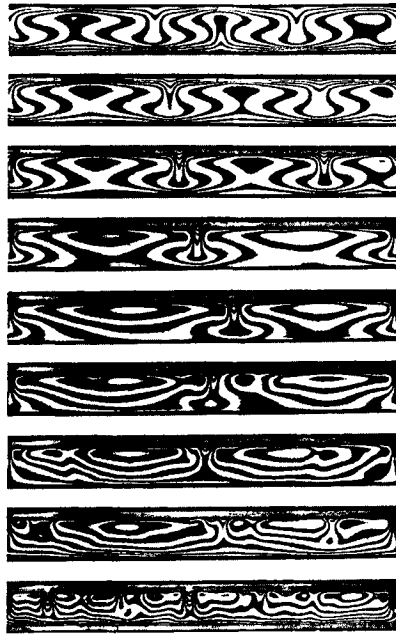


Abb. 5: Übergang von Benard-Konvektion in freie Konvektion
mit inneren Wärmequellen

verändert. Dies geschah einfach dadurch, daß als Fluid Wasser geringer elektrischer Leitfähigkeit verwendet wurde, das von Strom durchflossen war. Solange die Wärmefreisetzung im Inneren des Fluids noch gering ist und sich die höchste Fluidtemperatur von der Temperatur der unteren Berandung noch nicht merklich unterscheidet, bleibt die Konvektionsform ähnlich den Benardschen Bedingungen. Mit zunehmender Wärmequellendichte bildet sich schließlich eine untere gekühlte Grenzschicht aus, und die obere Grenzschicht zeigt die aus Abb. 4 bekannten periodischen Instabilitäten.

Das Temperaturfeld und das daraus resultierende Geschwindigkeitsfeld lassen sich mit den Erhaltungssätzen für die Masse und die Energie sowie mit der Navier-Stokesschen Gleichung beschreiben /7/.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \omega = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{Pr} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] + \frac{1}{Pr} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + v_x \frac{\partial \omega}{\partial x} + v_y \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} - (Gr \cdot Da) \frac{\partial T}{\partial x} \quad (9)$$

In der in dimensionsloser Form dargestellten Navier-Stokesschen Gleichung (Gl. 9) ist die Geschwindigkeit durch die Wirbelfunktion

$$\omega = \text{rot } \vec{v} \quad (10)$$

ausgedrückt und in der Kontinuitätsgleichung (Gl. 7) ist die Stokessche Stromfunktion ψ

$$v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y} ; \quad v_y = - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (11)$$

eingeführt. Die Grashof-Zahl

$$Gr = \frac{\beta \cdot \Delta T \cdot L^3 \cdot g}{\nu^2} \quad (12)$$

enthält das treibende Temperaturgefälle ΔT , das jedoch bei Vorhandensein innerer Wärmequellen eine implizite und damit schwer zugängliche Größe ist. In Anlehnung an die im Stofftransport gebräuchliche Definition wurde deshalb eine modifizierte Dammköhler-Zahl

$$Da = \frac{q_i \cdot L^2}{k \cdot \Delta T} \quad (13)$$

eingeführt /5/, und das Produkt aus Grashof- und modifizierter Dammköhler-Zahl gibt schließlich eine modifizierte Grashof-Zahl Gr'

$$Gr' = \frac{\beta \cdot q_i \cdot L^5 \cdot g}{v^2 \cdot k} \quad (14)$$

die anstelle der Temperaturdifferenz ΔT die innere Wärmequellendichte als unmittelbar zugängliche Größe enthält. Durch Multiplikation mit der Prandtl-Zahl erhält man schließlich eine für die Verhältnisse der freien Konvektion mit inneren Wärmequellen modifizierte Rayleigh-Zahl. Für die Beschreibung der turbulenten Bereiche in der Konvektionsschicht müssen in die Wirbelfunktion empirische Ansätze eingefügt werden, die sich aus den interferometrischen Beobachtungen ableiten lassen.

Verfahrenstechnische Apparate in der Praxis haben in der Regel nicht rechteckige Berandungen, sondern stellen Zylinder- und Kugelhöden dar. Den Verlauf der Isothermen in einem horizontalen Halbzylinder, wie er bei Rotationssymmetrie auch näherungsweise in einem Kugelhoden vorliegt, zeigt Abb. 6. In der linken Hälfte die-

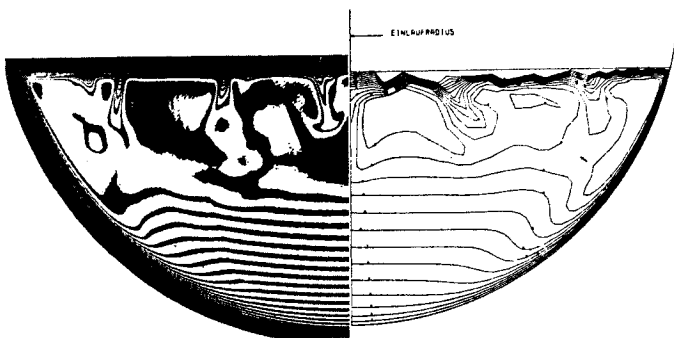


Abb. 6: Vergleich gemessener und berechneter Isothermen in einem Kugelhoden (linke Seite: Messung; rechte Seite: Rechnung)

ser Abbildung ist das experimentell aufgenommene Interferenzbild /5/ wiedergegeben, und rechts sind als Vergleich dazu berechnete Isothermen /7/ eingetragen. Rechnung und Messung zeigen nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ gute Übereinstimmung. Man erkennt deutlich die dicke laminare Fluidschicht schlechten Wärmetransportvermögens in der unteren Kugelkalotte. Der höchste Wärmetransport an die allseitig auf gleicher Kühltemperatur gehaltene Berandung findet an der oberen Ecke statt, wie man aus dem dichten Zusammenliegen der Isothermen in diesem Bereich leicht ersieht. Gute Durchmischung und gleichmäßige Temperatur liegt nur im oberen Teil des Zylinders zwischen der dicken unteren und der dünnen oberen laminaren Schicht vor.

Die Verhältnisse ändern sich völlig, wenn dem Bad, wie in Abb. 7 gezeigt, Fluid von oben zuströmt /8/. Der in Behältermitte eintre-

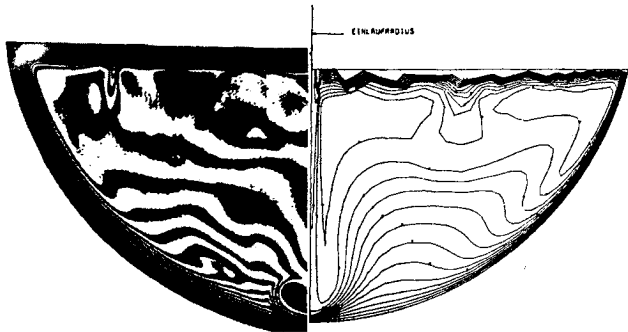
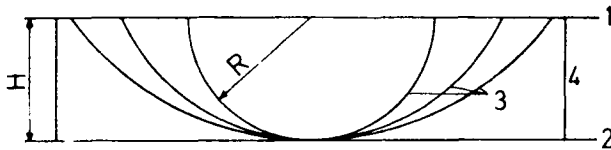


Abb. 7: Vergleich gemessener und berechneter Isothermen in einem Kugelboden mit Zulauf (linke Seite: Messung; rechte Seite: Rechnung)

tende Strahl ruft am Zylinder- bzw. Kugelboden eine Staupunktströmung hervor, wodurch hier der Wärmetransport erheblich verbessert wird und etwa den gleichen Betrag erreicht wie an der oberen Ecke. Das gesamte Fluid ist nun wesentlich besser durchmischt. Die Rech-

nung /9/ kann - offensichtlich wegen zu großer Schrittweiten bei der numerischen Integration - den interferometrisch am Zylinderboden zu beobachtenden Wirbel nicht wiedergeben.

Für viele praktische Rechnungen genügt es, den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten an den Berandungen zu kennen, und es wäre zu aufwendig, dafür jedes Mal die Gleichungen (7) bis (9) numerisch zu lösen. Aus den interferometrischen Messungen lassen sich in einfacher Weise auch empirische Beziehungen /5/ für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten angeben, wie dies in Abb. 8 am Beispiel verschiedener Berandungen gezeigt ist.



Obere Begrenzung	$Nu_o = 0,36 Ra'^{0,23}$
Untere Begrenzung	$Nu_u = 1,39 Ra'^{0,095}$
	$Nu_u = 0,54 Ra'^{0,18} \left(\frac{H}{R}\right)^{0,26}$
Seitliche Begrenzung	$Nu_s = 0,60 Ra'^{0,19}$

Abb. 8: Zusammenfassung der Ergebnisse für den Wärmeübergang

2.2 Bestimmung des Grenzschichtcharakters mit der Interferometrie

Aus dem im Interferenzbild sichtbaren Temperaturfeld lassen sich zuverlässige Schlüsse auf die Grenzschichtverhältnisse wie z.B. Grenzschichtablösung oder Umschlag von laminar in turbulent bei diabater Strömung ziehen. Als Beispiel hierfür seien die Verhältnisse an einer senkrechten wärmeaufnehmenden Wand bei freier Konvektion /10/ kurz demonstriert. In Abb. 9 sind drei Abschnitte aus

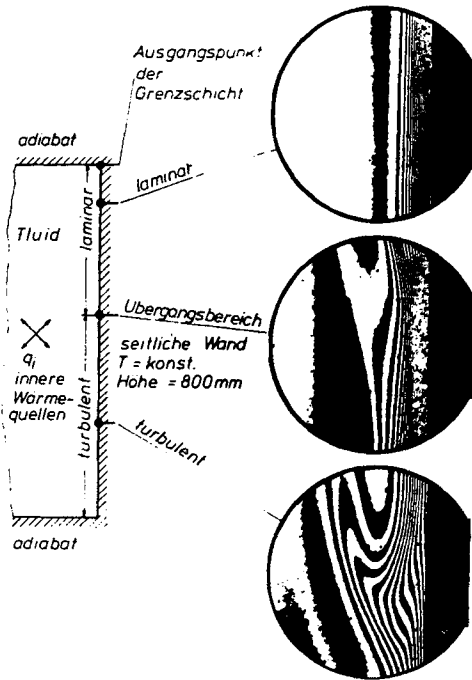


Abb. 9: Freie Konvektion an der senkrechten Wand

verschiedenen Höhen der Wand herausgegriffen. Im obersten Bereich, in dem die Strömung anläuft, ist die wandnahe Strömung laminar und glatt. Nach genügend großer Anlauflänge zeigt die laminare Schicht wellige Störungen und instabiles Verhalten. Diese Wellen verstärken sich im weiteren Verlauf der Strömung auf ihrem Weg nach unten, bis die wandnahe Schicht turbulent wird.

Einen noch besseren Einblick in den Charakter dieser Strömungsschwankungen gibt ein anderes optisches Meßverfahren, die Laser-Doppler-Anemometrie /11/, die es gestattet, nicht nur einen mittleren Betrag der örtlichen Geschwindigkeit, sondern auch deren zeitliche Schwankungen in und quer zur Strömungsrichtung zu messen.

Diese optische Geschwindigkeitsmessung beruht auf dem Doppler-Effekt, der Frequenzänderungen des Laserlichtes infolge von Strömungsbewegungen hervorruft. Hierfür müssen mikroskopisch kleine, lichtstreuende Teilchen in dem zu untersuchenden Fluid vorhanden sein, wozu meist der natürliche Verschmutzungsgrad von Wasser oder Luft ausreicht. In Abb. 10 ist versucht, die Wirkungsweise eines Zweistrahl-Anemometers anzudeuten. Zwei kohärente Lichtstrahlen werden im Meßvolumen gekreuzt, durch das sich auch die in dem strömenden Fluid suspendierten Teilchen bewegen. Diese Teilchen streuen Licht von jedem der beiden Strahlen, und die beiden ge-

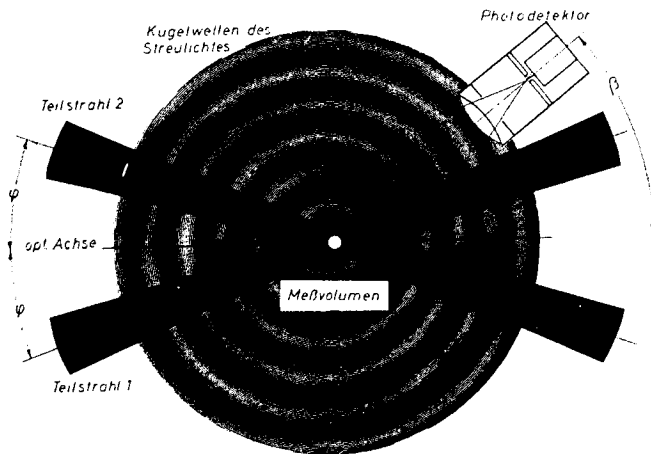


Abb. 10: Wirkungsweise des Zweistrahl-Anemometers

streuten Lichtwellen weisen, da die beiden Strahlen unterschiedliche Richtungen im Raum haben, unterschiedliche Frequenzverschiebung infolge des Doppler-Effektes auf. Durch Überlagerung der beiden Streuwellen entsteht eine Schwebefrequenz - in Abb. 10 als dunkle Ringe angedeutet - die zu Lichtintensitätsänderungen am Fotodetektor führt und deren Frequenz wiederum ein Maß für die Geschwindigkeit des streuenden Teilchens ist. Hierbei werden die

Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Winkelhalbierenden der beiden Laserstrahlen bestimmt. Damit ist eine Geschwindigkeitsmessung nach Größe und Richtung möglich.

Mit diesem Laser-Doppler-Anemometer lassen sich auch kleinste Geschwindigkeiten messen, bei denen herkömmliche Meßsonden versagen. In Abb. 11 sind die Geschwindigkeitsverhältnisse im turbulenten Bereich der vorher diskutierten Fallströmung längs der senkrechten Wand wiedergegeben [12/]. Durch die welligen Störungen entstehen in vertikaler wie in horizontaler Richtung Geschwindigkeitschwankungen, deren Mittelwert bis zu einem Drittel der Geschwindigkeit der Vertikalströmung ausmacht.

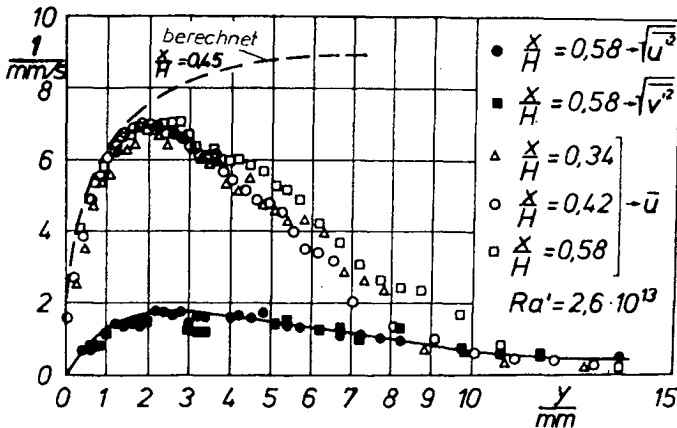


Abb. 11: Geschwindigkeitsverteilung gemessen mit dem Laser-Doppler-Anemometer

2.3 Interferometrie zur Bestimmung örtlicher Wärmeübergangskoeffizienten

Feinkörniges Fotomaterial und sorgfältiger optischer Versuchsaufbau erlauben es, bis zu 30 Interferenzlinien pro Millimeter aufzulösen, was eine relativ gute Ermittlung der örtlichen Wärmeübergangszahl an der Wand zuläßt, solange in deren unmittelbarer Nähe laminare Strömungsverhältnisse herrschen. Bei Verwendung von Ausgleichspolynomen zur Bestimmung des für Gleichung (6) notwendigen Temperaturgradienten unmittelbar an der Wand genügen 5 Interferenzstreifen, so daß örtliche Wärmeübergangskoeffizienten selbst bei Grenzschichtdicken von weniger als 0,2 mm noch zuverlässig interferometrisch ermittelt werden können.

In Abb. 12 ist das Temperaturfeld im längsdurchströmten freien Raum zwischen 3 beheizten Stäben dargestellt. Die Untersuchungen /13/ wurden bei niedrigen Reynolds-Zahlen durchgeführt und das gezeigte

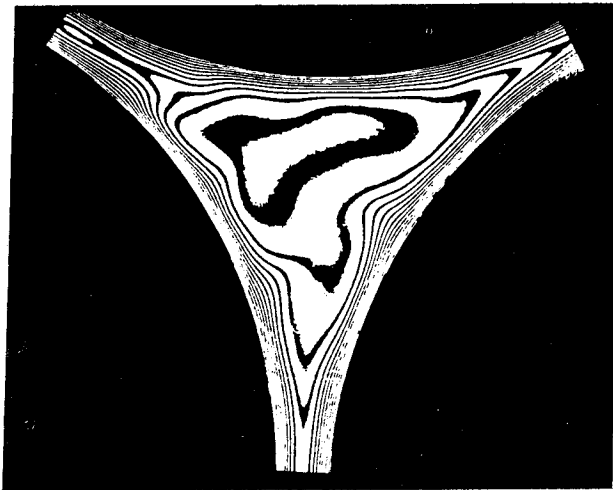


Abb. 12: Temperaturfeld im Raum zwischen beheizten Stäben

Beispiel gibt die Situation wieder, bei der sich in dem von den Stabwänden am weitesten entfernten Bereich ein turbulenter Kern auszubilden beginnt. An den engsten Stellen zwischen den Stäben herrscht noch weitgehend laminare Strömung.

Das Auflösungsvermögen der interferometrischen Messung sei für das Beispiel des längsangeströmten, dreieckig angeordneten Stabbündels für unterschiedliche Teilung in Abb. 13 gezeigt. Als Teilung ist das Verhältnis von Stababstand zu Stabdurchmesser definiert. In Abb. 13 ist für 4 verschiedene Teilungen und für verschiedene Reynolds-Zahlen die Änderung des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten über den Stabumfang, ausgehend vom engsten Abstand aufgetragen. Wie zu erwarten, zeigen enge Teilungen und niedrige Wärmeüber-

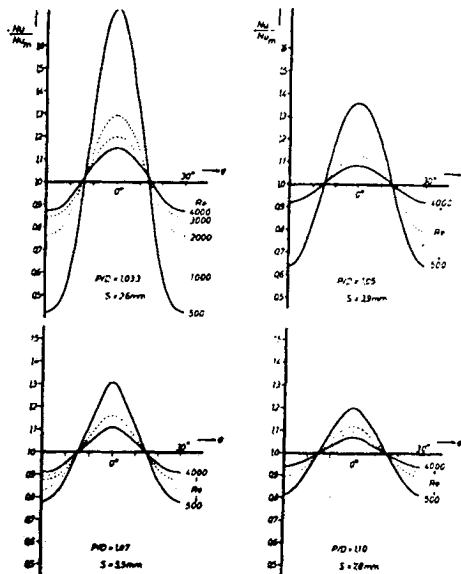


Abb. 13: Änderung des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten über den Stabumfang

gangskoeffizienten die größten Unterschiede. Unter technisch interessanten Bedingungen ist die Variation des Wärmeübergangskoeffizienten über den Umfang, wie man aus Abb. 13 entnehmen kann, jedoch bereits so gering, daß sie außer acht gelassen werden kann.

3. HOCHGESCHWINDIGKEITSKINEMATOGRAFIE

Käufliche Drehprismenkameras erlauben die Herstellung vorführfähiger Filme bis zu Aufnahmefrequenzen von 20 kHz. Bei der kinematographischen Wiedergabe ergibt sich dadurch ein etwa 1000facher Zeitdehnungseffekt, der für die Analyse und Beobachtung der meisten Strömungsvorgänge ausreicht. Verzichtet man auf die Vorführfähigkeit des aufgenommenen Filmes, so kann man ebenfalls im Handel befindliche Trommelkameras synchronisiert und in Verbindung mit Hochfrequenz-Blitzlampen einsetzen, die bei einer Blitzdauer von 10^{-6} s über Bruchteile von Sekunden Bildfrequenzen bis zu 100 kHz ermöglichen. Die Bedienung dieser Geräte erfordert nicht nur Erfahrung und experimentelles Geschick, schwieriger ist es häufig, einen geeigneten Triggermechanismus zu finden und erfolgreich einzusetzen, der es erlaubt, in der äußerst kurzen, zur Verfügung stehenden Aufnahmezeit exakt den Vorgang zu erfassen, der versuchstechnisch interessiert. Ultrakurzzeit-Fotografie und Hochgeschwindigkeits-Kinematographie sind in der Wärmeübertragung besonders dann von Nutzen, wenn es gilt, rasch veränderliche Grenzflächen wie z.B. in der Zweiphasenströmung zu analysieren. Abhängig von verschiedenen fluiddynamischen Parametern wie Mengenstrom, Gemischverhältnis und Kanalgeometrie stellen sich bei Zweiphasenströmungen insbesondere mit Gas-Flüssigkeits-Gemischen bestimmte örtliche Phasenverteilungen, sogenannte Strömungsformen ein. Die Kenntnis der Phasenverteilung über den Strömungsquerschnitt ist von Bedeutung für eine zuverlässige Vorhersage des Wärme- und Stoffaustausches im Gemisch und zwischen seinen Komponenten.

Für die optische Beobachtung der Strömungsform bedarf es neben einer Hochgeschwindigkeitskamera und einer geeigneten hochfrequenten Beleuchtungseinrichtung aber häufig darüber hinaus einer besonderen Aufnahmetechnik, die den Einblick mit dem nötigen Informationsgehalt in das Strömungsgeschehen gestattet. Bei hohem Gasgehalt bildet sich eine Ringströmung aus mit einem dünnen Flüssigkeitsfilm an der Wand und im Gaskern eingebetteten Flüssigkeitstropfen. Die Aufteilung der Flüssigkeit auf beide Zonen sowie die Größe und die radiale Bewegung der im Dampf getragenen Tropfen läßt sich optisch dadurch erfassen, daß man versucht, axial in die Strömung zu blicken /14/. Dies geschieht, wie in Abb. 14 skizziert, dadurch, daß man am Ende der interessierenden Strömungsstrecke eine Kamera mit einem Objektiv langer Brennweite montiert, die aus der Länge des Strömungsweges nur eine Ebene von wenigen Millimetern Tiefe scharf erfaßt. Für ein klares Blickfeld muß das Gas-Flüssigkeits-Gemisch kurz vor der Kamera durch einen geeigneten Strömungsteiler separiert und seitlich abgeleitet werden. Flüssigkeitstropfen, die trotzdem auf das Kamerafenster treffen, können durch eine leichte, quergerichtete Gasströmung beseitigt werden.

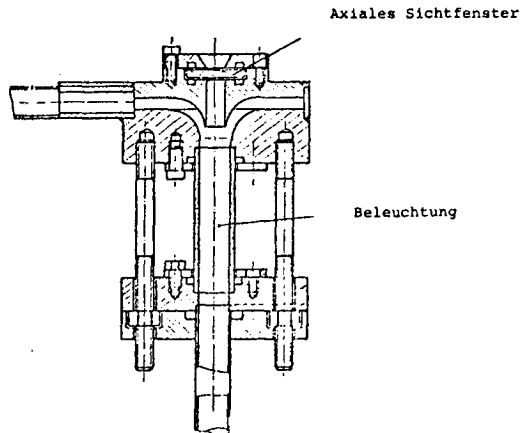
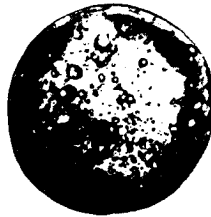


Abb. 14: Vorrichtung zur Beobachtung der Strömung in axialer Richtung

Ein Ergebnis dieser Aufnahmetechnik zeigt Abb. 15, in der in fotografischen Aufnahmen die Ringströmung im Ausbildungsstadium (a) und beim Übergang zur Sprühströmung mit dünnem Flüssigkeitsfilm (b) dargestellt ist /15/. Versuchsfluid war siedendes Kältemittel R 12 bei einem Druck von 10,8 bar in einem Rohr von 14 mm Durchmesser. Der Flüssigkeitsfilm ist nicht, wie bei theoretischen Betrachtungen häufig angenommen wird, von gleichmäßiger Dicke über den Umfang der Rohrwand, und es bilden sich - besonders bei mittleren und kleineren Gas- bzw. Dampfgehalten Flüssigkeitsbrücken über den Dampfraum aus. Die Phasengrenzfläche wechselt rasch, was den Transport



*Flüssigkeitsbrücken in
einer sich ausbildenden
Ringströmung*



*Vollausgebildete
Ringströmung bei hohen
Dampfgehalten*

Abb. 15: Aufnahmen mit der in Abb. 14 gezeigten Vorrichtung

und das thermodynamische Gleichgewicht zwischen den Phasen fördert. Bei Grenzbelastungen der Heizfläche können jedoch Berechnungen, die auf der Annahme eines gleichmäßig dicken Flüssigkeitsfilmes beruhen, zu falschen Voraussagen, z.B. zu wesentlich zu geringen kritischen Heizflächenbelastungen führen.

Die Tropfen im Gaskern werden stetig aus dem Flüssigkeitsfilm neu gebildet und treten auch in diesen Flüssigkeitsfilm wieder ein. Dies bewirkt einerseits einen Impulsaustausch zwischen den Phasen und damit einen Druckverlust, andererseits aber eine Verbesserung des Wärme- und Stofftransportes. Beide Austauschvorgänge werden von der radialen Tropfengeschwindigkeit und von der Größenverteilung des Tropfenspektrums bestimmt. Aus den optischen Aufnahmen lassen sich, wie in Abb. 16 gezeigt, diese Größen in einer Sprühströmung einwandfrei ermitteln /15/. Wie zu erwarten, haben größere Tropfen geringere radiale Geschwindigkeiten und damit kleinere Austauschendenzen als kleine, die der Turbulenz des Gases bzw. des Dampfes besser folgen.

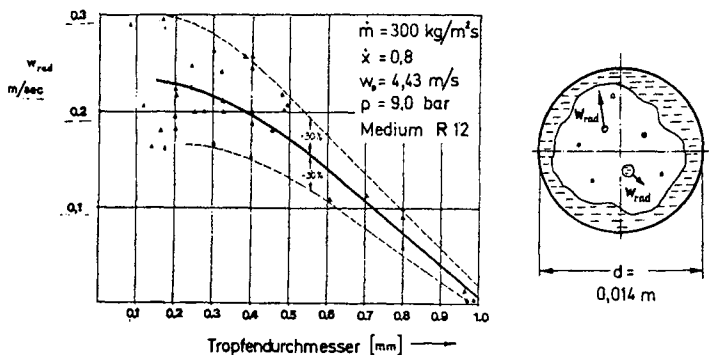


Abb. 16: Auftragung der radialen Tropfengeschwindigkeit über dem Tropfendurchmesser

Phasenwechselvorgänge in Kanalströmungen mit Geschwindigkeiten der Flüssigkeitspartikel bis zu einigen 10 m/s lassen sich mit Belichtungszeiten von 10^{-6} s und Aufnahmefrequenzen der Hochgeschwindigkeitskamera von 10 - 20.000 1/s noch auswertbar erfassen. Für höhere Geschwindigkeiten und rascher veränderliche Vorgänge bedarf es einer Zeitlupentechnik größeren Auflösungsvermögens. Hierfür wird auch heute noch die bereits vor vielen Jahren von Cranz und Schardin

angegebene Aufnahmetechnik /16/ verwendet, die in Abb. 17 skizziert ist. Eine Anzahl von übereinander angeordneten Funkenstrecken, die in extrem kurzem zeitlichem Abstand - bis herab zu einer Mikrosekunde - hintereinander gezündet werden können, erzeugen Lichtblitze einer Leuchtdauer von rund 10^{-8} s, die über Spiegel und Linsen das Versuchsobjekt beleuchten und auf ein und derselben fotografischen Platte mehrere Bilder entwerfen, die mittels abgestimmter Justierprismen geometrisch versetzt sind. Ein Rotationsverschluß gibt den

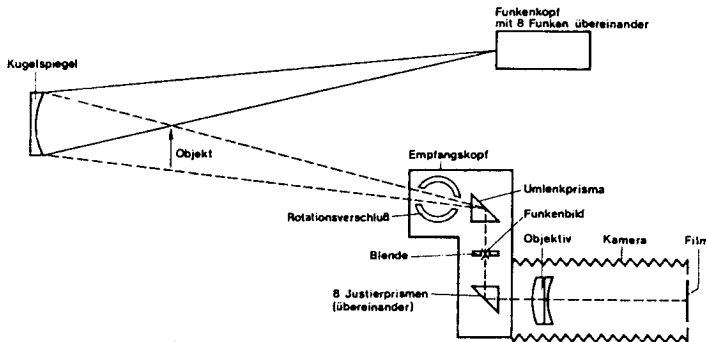


Abb. 17: Funkenzeitlupe nach Cranz-Schardin (Draufsicht)

Lichtweg zur fotografischen Platte kontinuierlich solange frei, bis die letzte Funkenstrecke gezündet ist.

Hiermit lassen sich Strömungsvorgänge mit Geschwindigkeiten von über 100 m/s auch in Gas-Flüssigkeits-Gemischen erfassen. Als Beispiel für die Möglichkeiten dieser Aufnahmetechnik seien Untersuchungen /17,18/ zur Verteilung des Flüssigkeitsstrahles in einem Venturi-Wäscher kurz dargestellt. Der Venturiwäscher dient zur Auswaschung von submikronen Partikeln oder Aerosolen aus Gasen mittels Flüssigkeiten - meist Wasser - die wie in Abb. 18 angedeutet an der engsten Stelle des Venturirohres - Kehle genannt - seitlich

zugeführt werden. In der Praxis haben die Venturi-Wäscher meist rechteckigen Querschnitt und die Flüssigkeit wird auf beiden Längsseiten in der Venturikehle über einfache Bohrungen eingebracht. Das Gas wird im vorgeschalteten Konfusor auf Geschwindigkeiten bis zu 120 m/s beschleunigt. In der Literatur wird meist angenommen, daß die hohen Impuls- und Scherkräfte den Flüssigkeitsstrahl in einen

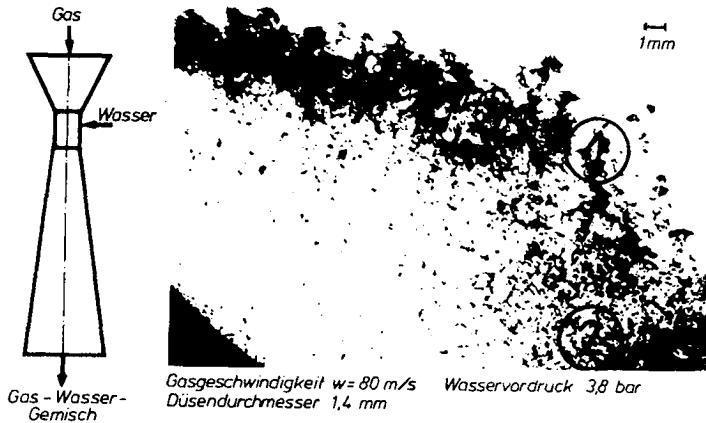


Abb. 18: Staubabscheidung im Venturi-Hochleistungswäscher
- Strahlzerfall -

Schwarm kleinster Tropfen zerteilt. Das Tropfenspektrum wird mit Hilfe der kritischen Weber-Zahl berechnet, und man versucht, die Abscheidewirkung dadurch zu erfassen, daß man wie in Abb. 19 skizziert eine Grenzstaubbahn aus einem gedachten Stromlinienverlauf um die Tropfen definiert, die den Einfangquerschnitt des Tropfens bestimmt. Berechnungen mit dieser Methode unterschätzen den Abscheidewirkungsgrad eines gut konstruierten Venturi-Wäschers erheblich, und es stellt sich deshalb die Frage, ob diese Modellvorstellung überhaupt den physikalischen Gegebenheiten der Phasenverteilung in der Venturikehle entspricht.



Abb. 20: Aufnahme einer aufgeblähten Flüssigkeitsmembran



Abb. 21: Überdehnte Flüssigkeitsmembran

Aus diesen Beobachtungen ist der Schluß zu ziehen, daß für die Berechnung der Abscheidung von Staub und Aerosolen in Venturi-Wäschern der auf dem Tropfenmodell beruhende Ansatz die Verhältnisse nicht richtig wiedergibt. Es ist aussichtsreicher, wie Abb. 22 zeigt, für die Vorhersage der Abscheidewirkung des Venturiwäschers ähnlich wie bei den -allerdings meist heute noch empirischen - Ansätzen für den Druckverlust in einer zweiphasigen Rohrströmung vorzugehen

$$\eta = f \left(Re, Eu, \frac{1-\dot{x}}{\dot{x}}, We, \frac{w_s}{w_g} \right) \quad (15)$$

und die Beschleunigungs- und besonderen Schubspannungsverhältnisse in der Venturikehle durch Korrekturen zu berücksichtigen. Der Abscheidegrad η wird dabei aus empirischen der zweiphasigen Rohrströmung ähnlichen Ansätzen bestimmt, in denen neben bekannten Kennzahlen der Wassergehalt $(1-\dot{x})$ des Gasstromes, die Gasgeschwindigkeit w_g und eine die Partikelgröße beschreibende Sinkgeschwindigkeit w_s enthalten sind. Eine theoretische Erfassung des Strömungsgeschehens im Venturi-Wäscher bedarf sicherlich noch eingehender Analysen.

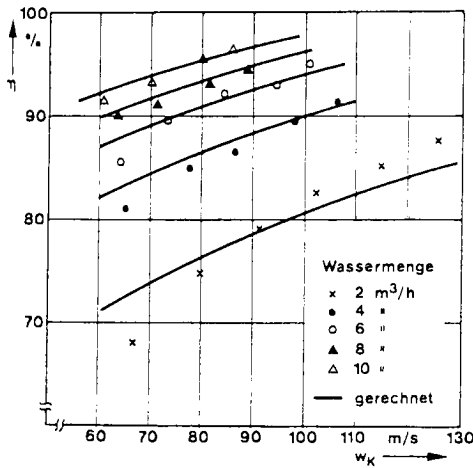


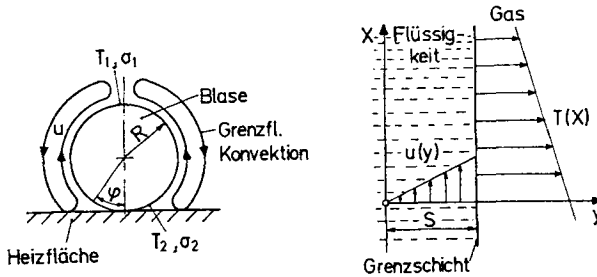
Abb. 22: Nach dem Zweiphasenmodell gerechnete Entstaubungsgrade im Vergleich zu Meßergebnissen nach Nomine /17/

4. KOMBINATION VON INTERFEROMETRIE UND HOCHGESCHWINDIGKEITS-KINEMATOGRAFIE

Für instationäre Vorgänge des Wärme- und Stofftransportes bietet es sich an, die optischen Methoden der Hochgeschwindigkeitskinematographie und der Interferometrie zu kombinieren, um somit Informationen über ein rasch wechselndes Temperatur- oder Konzentrationsfeld zu erhalten, aus denen sich die örtlichen Nusselt- und Sherwood-Zahlen ableiten lassen. Als Beleuchtungseinrichtung ist dann selbstverständlich statt der Funken-Blitz-Strecke ein Laser, entweder mit kontinuierlichem Licht, wie der Gas-Laser, oder mit Kurzlichtimpulsen wie der Rubin-Laser zu verwenden. Gas-Laser machen den Einsatz von Drehprismenkameras notwendig und beschränken damit die Aufnahmefrequenz auf maximal 20.000 Bilder/s, was aber für die meisten Wärmeübergangsprobleme voll ausreichend ist. Rubin-Laser haben zwar eine extrem kurze Blitzdauer von nur 10^{-8} s, erlauben aber in der Regel nur Doppelblitze, also 2 Aufnahmen kurzen zeitlichen Abstandes.

Ein interessanter und experimentell schwer zugänglicher Vorgang ist bei wachsenden und kondensierenden Dampfblasen der Wärmetransport zwischen den Phasen. Beim Sieden von Flüssigkeiten auf Heizflächen geht der Wärmestrom bekanntlich zunächst in die Flüssigkeit, überhitzt diese über die dem Systemdruck entsprechende Sättigungstemperatur und fließt erst dann bei Vorhandensein ausreichender Keimstellen der Phasengrenze und damit der Blase zu, um in Form von Verdampfungswärme aus dem Siedebereich abgeführt zu werden. Bei der Berechnung des Wärmetransportes an der Phasengrenze wird häufig Wärmeleitung vorausgesetzt, was besonders bei hohen Heizflächenbelastungen zu kleine Blasen-Wachstumsraten ergibt. Beer /20/ zieht den Marangoni-Effekt zur Beschreibung des Wärmetransportes an der Phasengrenze heran, der aufgrund unterschiedlicher Oberflächenspannung über den Phasenumfang - hervorgerufen durch Temperaturunterschiede zwischen Blasenfuß und Blasenkopf - wie in Abb. 23 angedeutet, zu einer Zirkulationsströmung von

der Geschwindigkeit u an der Phasengrenze führt.



$$u = \left(\frac{\beta q \delta}{v} + \frac{1}{v\rho} \frac{d\sigma}{dX} \right) y - \frac{\beta q \delta}{2v} y^2$$

Abb. 23: Zirkulationsströmung nach Beer

Messungen mit der holographischen Interferometrie lassen Temperaturunterschiede über den Blasenumfang erkennen /21/. In Abb. 24 weist die Flüssigkeit am Blasenfuß einer unmittelbar nach Beginn der Beheizung sich bildenden ersten Blase starke Temperaturunterschiede auf. Der größte Teil dieser Blase ist jedoch von gleich-

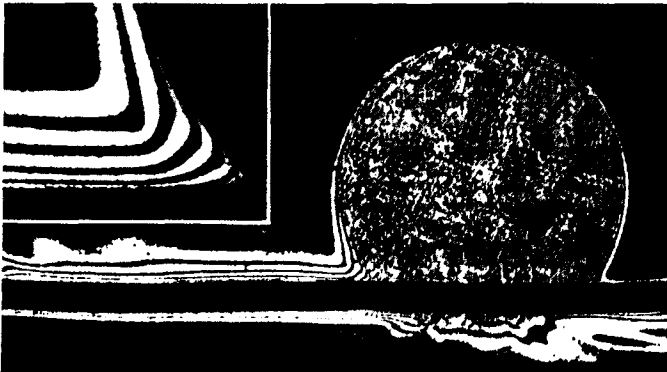


Abb. 24: Einzelblase am beheizten Draht

mäßig temperierter, auf Sättigungszustand befindlicher Flüssigkeit umgeben. Die Blase wurde an einem 0,4 mm dicken waagrecht ausgerichteten elektrisch beheizten Draht erzeugt.

Wesentlich unterschiedlich dazu sieht das Temperaturbild einer zweiten Blase aus, die sich nach Ablösen der ersten in deren Driftströmung an der Heizfläche bildet. In Abb. 25 ist diese zweite Blase zufällig an derselben Keimstelle wie die erste Blase entstanden. Am Blasenkopf sind die Temperaturverhältnisse von der Driftströmung der abziehenden ersten beeinflusst, und unmittelbar an der Heizfläche am Blasenfuß wurde die sich in der Flüssigkeit um den Heizdraht bildende überhitzte Grenzschicht seitlich verdrängt. Weitere folgende Blasen finden nun, abhängig von der Vorgeschichte der Siedeereignisse und vom Entstehungsort, unterschiedliche Temperaturbedingungen vor. Eine exakte Beschreibung des Siedevorganges müßte deshalb auch statistische Betrachtungen über die Keimstellenverteilung und -aktivierung beinhalten.



Abb. 25: Folgeblase

Einfacher, zumindest was die Anfangsbedingungen betrifft, scheinen die Verhältnisse zu sein, wenn man Sattedampf in gleichmäßig temperierte unterkühlte Flüssigkeit blasenförmig einbringt und den

Wärmeübergang bei der Kondensation der Dampfblasen betrachtet. Im Prinzip gelten natürlich dieselben Gesetzmäßigkeiten wie beim Blasenwachstum. Ein Vergleich theoretischer Ansätze aus der Literatur, wie er in Abb. 26 für einige Beispiele durchgeführt wurde, zeigt große Unterschiede. Hierbei ist aber auch zu beachten, daß die Kondensationsgeschwindigkeit - ebenso wie die Wachstumsgeschwindigkeit - bei Flüssigkeitstemperaturen, die wesentlich unter der Sättigungstemperatur liegen, also bei hohen Unterkühlungsgraden, nicht nur vom Wärmetransport an der Phasengrenze, sondern auch von der Trägheit der Flüssigkeit bestimmt wird, die in den kon-

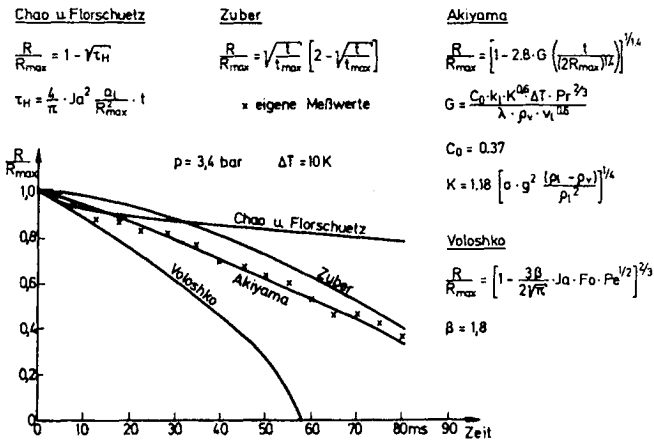


Abb. 26: Ein Vergleich theoretischer Ansätze zur Wärmeübergangsbestimmung bei der Kondensation von Dampfblasen

densierten Dampfraum nachströmen muß.

Die in der Natur zu beobachtenden hohen Kondensationsgeschwindigkeiten bedingen sehr gute Wärmeübergangskoeffizienten an der Phasengrenze, was sehr dünne laminare Grenzschichten voraussetzt,

falls solche überhaupt vorhanden sind. Ein auf die örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten auswertbares Interferenzbild benötigt Grenzschichten, in denen sich eine hinreichende Zahl von Interferenzstreifen identifizieren läßt. Bei kondensierenden Dampfblasen ist der Laufweg des Lichtstrahles wegen ihres kleinen Durchmessers kurz und der Einflußbereich des Kondensationsvorganges in der Flüssigkeit gering. Zur Erhöhung der Auswertgenauigkeit muß man deshalb zu einem einfachen optischen Trick greifen, dadurch, daß man durch geringfügiges Verkippen eines Spiegels nach der Nullaufnahme des Hologrammes künstliche Interferenzstreifen erzeugt /22/, die dann durch das Temperaturfeld um die Blase abgelenkt werden. Durch einen zweiten Referenzstrahl und teilweises Ausblenden des Lichtes in beiden Referenzstrahlen, wie in Abb. 27 gezeigt, kann man die Ausgangsbedingungen in verschiedenen Bereichen der Blase, z.B. an deren linken und rechten Hälfte unterschiedlich gestalten, dadurch, daß man Interferenzstreifen verschiedener Orientierung vorgibt, oder auch in der einen Hälfte keine Vorstreifen erzeugt.

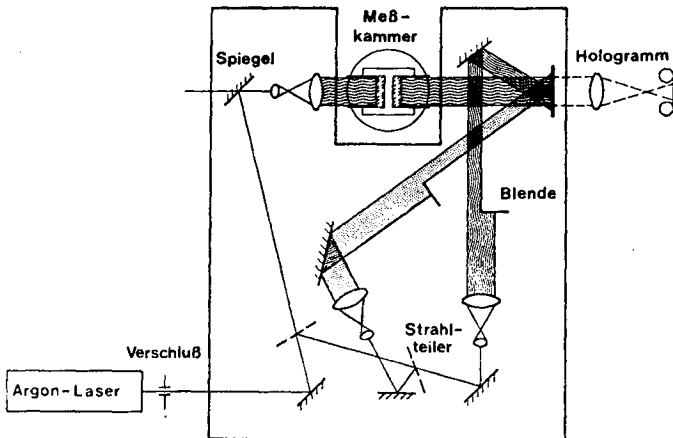


Abb. 27: Holographischer Aufbau mit zwei Referenzstrahlen

Abb. 28 zeigt 2 Sequenzen /23/ von kondensierenden Dampfblasen, von denen die eine Flüssigkeit geringer, die andere hoher Unterkühlung vorfand. Unter der letztgenannten Bedingung, bei der der Kondensationsvorgang wesentlich rascher ablief, spielen Trägheits- einflüsse eine wesentliche Rolle und ungeordnete heftige Bewegungen in der Flüssigkeit, insbesondere zu Ende der Kondensationsphase,

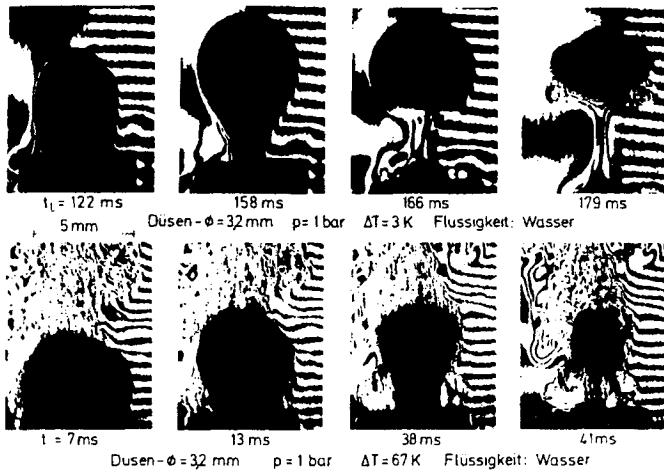
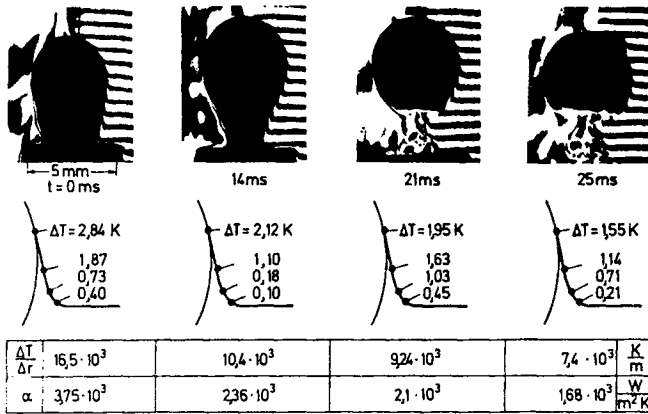


Abb. 28: Kondensierende Dampfblase

verhindern die Entstehung einer laminaren Schicht an der Phasengrenze. Selbst bei kleinen Unterkühlungsgraden reicht jedoch das Auflösungsvermögen der herkömmlichen holographischen Interferenzmethode ohne Streifenvorgabe nicht mehr aus, ein auswertbares Bild zu erzeugen, wie man aus dem linken Teil jeder Blasenszene deutlich erkennt. Mit Streifenvorgabe ist die Auswertung, wie in Abb. 29 am Beispiel der geringen Unterkühlung demonstriert, mit guter Genauigkeit möglich. Durch Anlagern einer Flüssigkeitsschicht von Sättigungstemperatur, die sich beim Kondensationsvorgang bildet, nimmt der Wärmeübergangskoeffizient mit der Zeit ab, wodurch sich



$p = 1 \text{ bar}$, $\Delta T = 3 \text{ K}$, Flüssigkeit: Wasser

Temperaturverlauf in der Flüssigkeit vor und nach dem Ablösen

Abb. 29: Temperaturverlauf in der Flüssigkeit vor und nach dem Ablösen der Blase

die Kondensationsgeschwindigkeit verringert. Für die Auswertung am Blasenkopf müßten durch andersartige Verkipfung eines Spiegels im Referenzstrahl statt horizontaler vertikale Vorstreifen erzeugt werden.

5. SCHLUSSBEMERKUNG

Der unternommene Versuch, Methoden und Anwendungsmöglichkeiten optischer Meßverfahren an ausgewählten Beispielen zu demonstrieren, darf keineswegs zu dem Schluß führen, daß dadurch herkömmliche Meßverfahren mechanischer oder elektrischer Art teilweise oder ganz überflüssig werden. Jede Meßmethode hat ihre Anwendungsgrenzen sowie ihre Vor- und Nachteile. Bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten und damit sehr geringen Grenzschichtdicken gibt die Interferometrie

auch bei einphasigen Strömungen kein auswertbares Bild, und die Hochgeschwindigkeitskinematographie kann nur eine Meßebene erfassen, wobei die Auswertung und die Integration über einen größeren zeitlichen oder räumlichen Bereich wegen des umfangreichen Bildmaterials äußerst mühsam und zeitraubend ist. Alle optischen Verfahren setzen selbstverständlich transparente Medien voraus, wodurch der Verwendung von Modellsubstanzen Grenzen gesetzt sind.

Für die Vermittlung klarer physikalischer Vorstellungen und für die Erarbeitung darauf aufbauender theoretischer Beschreibungen sind optische Meßverfahren ein hervorragendes Hilfsmittel, häufig aber auch die einzige Möglichkeit, die wegen der trägheitsfreien und berührungslosen Arbeitsweise unmittelbaren Zugang zum Problem gewährleisten. In vielen Fällen gestattet die Auswertung interferometrisch gemessener Temperaturfelder quantitative Aussagen über den Wärme- und Stofftransport gleicher oder manchmal sogar höherer Genauigkeit wie die aufwendigen experimentellen, kalorischen Verfahren.

TABELLE 1

Beispiele für

Optische Messverfahren

INTERFEROMETRIE	TEMPERATUR KONZENTRATIONS DRUCK	FELDER
LASER-DOPPLER- ANEMOMETRIE	GESCHWINDIGKEIT	
HOCHGESCHWINDIGKEITS- KINEMATOGRAFIE	BEWEGUNGSABLAUF	
Schattenriß- und Schlierenverfahren	Temp.-, Konz.- und Druckfelder	
Absorptions- und Emissions- Spektroskopie	Temperatur, Konzentration	
Laser-Raman-Verfahren (Streuung)	Temperatur, Konzentration	

NOMENKLATUR

a	Temperaturleitzahl
Da	Dammköhler-Zahl
Gr	Grashof-Zahl
k	Wärmeleitkoeffizient
L	charakteristische Länge
l	Modelltiefe bzw. Länge der Meßstrecke
M	Molmasse
n	Brechungsindex
N	Molekularrefraktion
p	Druck
Pr	Prandtl-Zahl
q_i	innere spezifische Wärmequellldichte
R	Gaskonstante
S	Interferenzstreifenordnung
t	Zeit
T	Temperatur
v	Vektor der Geschwindigkeit
x	waagerechte Koordinate
y	senkrechte Koordinate
α	Wärmeübergangskoeffizient
β	Volumenausdehnungskoeffizient
λ	Wellenlänge
ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte
ψ	Stromfunktion
ω	Wirbelfunktion

REFERENZEN

- /1/ Gabor, D.: Nature 161 (1948) 777; Proc. Roy. Soc. A 197 (1949) 454; Proc. Phys. Soc. B 64 (1951) 449
- /2/ Kiemle, H. u. D. Röss: Einführung in die Technik der Holographie; Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt/Main 1969.
- /3/ Mayinger, F., W. Panknin: Holography in Heat and Mass Transfer; 5th Intern. Heat Transfer Conference, VI, 28, Tokio (1974)
- /4/ Panknin, W.: Einige Techniken und Anwendungen der holographischen Durchlichtinterferometrie, CZ-Chemie-Technik, Sonderdruck 3 (1974) 219-225
- /5/ Jahn, M.: Holographische Untersuchung der freien Konvektion in volumetrisch beheizten Fluiden; Diss., TU Hannover, 1975
- /6/ Jahn, M., H.-H. Reineke: Free Convection Heat Transfer with Internal Heat Sources Calculations and Measurements, Fifth International Heat Transfer Conference Tokio 1974
- /7/ Reineke, H.-H.: Berechnung der freien Konvektion mit inneren Wärmequellen
Diss., TU Hannover 1974
- /8/ Steinberner, U., F. Mayinger: Untersuchung von Temperaturgrenzschichten mit Hilfe holographischer Interferometrie Fachtagung der Kerntechnischen Gesellschaft 1977, Hannover
- /9/ Reineke, H.-H., R. Schramm, U. Steinberner: Verhalten eines geschmolzenen LWR-Cores am Boden des Reaktordruckbehälters, Reaktortagung Mannheim 1977
- /10/ Mayinger, F., U. Steinberner: Flow Visualization with Holographic Interferometry; Intern. Symposium on Flow Visualization Tokio 1977
- /11/ Durst, F., A. Melling, J.H. Whitelaw: Principles and Practice of Laser-Doppler-Anemometry; Academic-Press 1976
- /12/ Steinberner, U., H.-H. Reineke: Turbulent Buoyancy Convection Heat Transfer with Internal Heat Sources; 6th International Heat Transfer Conference Toronto 1978
- /13/ Panknin, W., M. Jahn, H.-H. Reineke: Forced Convection Heat Transfer in the Transition from Laminar to Turbulent Flow in Closely Spaced Circular Tube Bundles; 5th Intern. Heat Transfer Conference Tokio 1974
- /14/ Arnold, C.R., G.F. Hewitt: Further Developments in Photography of Two-Phase Flow; Journal of Photographic Science 15 (1967) 97
- /15/ Langner, H.: Untersuchungen des Entrainment-Verhaltens in stationären und transienten zweiphasigen Ringströmungen
Diss., TU Hannover 1978

- /16/ Cranz, C., H. Schardin: Z. Phys. 56 (1929) 147-183
- /17/ Neumann, M.: Ein Beitrag zum Abscheidemechanismus eines Venturiwäschers, Diss., TU Hannover, 1978
- /18/ Mayinger, F., M. Neumann: Staubabscheidung in Venturiwäschern; DECHEMA Monographien 80, 1976, S. 637-652
- /19/ Hesketh, Engel, Calvert: Atomization - a new type for better gas scrubbing
Atmospheric Environment 4 (1970) 6, S. 639/650
- /20/ Beer, H.: Beitrag zur Wärmeübertragung beim Sieden; Progress in Heat and Mass Transfer 2, 311/70 (1969)
- /21/ Mayinger, F., D. Nordmann, W. Panknin: Holographische Untersuchung zum unterkühlten Sieden; CIT 46 (1974) Nr. 5
- /22/ Schmidt, H., H. Beer: Holographische Untersuchungen zur Wärmeübertragung durch natürliche Konvektion am kritischen Punkt von Kohlendioxid bei kleinen Temperaturdifferenzen. Brennst.-Wärme-Kraft 29 (1977) Nr. 1
- /23/ Mayinger, F., D. Nordmann: Temperature, Pressure and Heat Transfer near Condensing Bubbles; ICHMT 1978 International Seminar in Dubrovnik, 1978