

Experimentelle Untersuchung des Einflusses der Nebelbildung auf den Wärme- und Stofftransport an einer senkrechten gekühlten Platte bei freier Konvektion*

P. Koch und J. Straub, München

Experimental investigation of the influence of fog formation on the free convective heat and mass transfer at a vertical cooled plate

Abstract. The influence of fog formation within the boundary layer on free convective heat and mass transfer at a vertical cooled plate in humid air was studied experimentally. Temperature field, heat and mass transfer rates as well as thickness and structure of the fog layer were measured. Caused by fog formation, heat transfer at the wall is increased and mass transfer is decreased considerably.

Zusammenfassung. Experimentell untersucht wurde der Einfluß der Bildung von Nebel innerhalb der Grenzschicht auf den Wärme- und Stofftransport an einer senkrechten gekühlten Platte in feuchter Luft bei freier Konvektion. Gemessen wurde das Temperaturfeld, Wärme- und Stoffübergangsraten sowie die Dicke und Struktur der Nebelschicht. Die Bildung von Nebel steigert den Wärmetransport an die Wand und behindert den Stofftransport erheblich.

Formelzeichen

c	Massenkonzentration
$c_{\infty, \text{rel}}$	relative Dampfkonzentration in der Umgebung
d	Dicke
Gr_x	örtliche Grashofzahl
L	Modelllänge
\dot{m}	Massenstromdichte
n	Brechungsindex
$n' = dn/dy$	Brechzahlgradient
Nu_x	örtliche Nusseltzahl
p	Druck
q	Wärmestromdichte
\bar{r}	spezifische Refraktivität
R	spezielle Gaskonstante
S	Streifenordnung
t	Zeit
T	Temperatur
x, y, z	Ortskoordinaten
α_T	Wärmeübergangskoeffizient
λ_{Hg}	Lichtwellenlänge
ρ	Dichte

Indices

D	Dampf
L	Luft
RF	Reif
Tr	Tropfen, Nebel
W	an der Wand
∞	in der Umgebung

1 Einführung

An einer gekühlten Wand, die in Kontakt mit feuchter Luft steht, kondensiert Wasser aus, wenn die Wandtemperatur die Taupunkttemperatur der umgebenden Luft unterschreitet. Das Kondensat an der Wand ist fest, wenn die Wandtemperatur unter der Tripelpunkttemperatur von Wasser liegt; es bildet sich eine Reifschicht.

In der Grenzschicht vor der Wand bildet sich ein Dampfkonzentrationsprofil aus, das – näherungsweise – dem Temperaturprofil ähnlich ist (Bild 1, durchgezogene Linien).

Liegt die Feuchtigkeit der Umgebung ausreichend hoch bzw. die Wandtemperatur und damit die zugehörige Dampfkonzentration an der Wand (Sättigung) ausrei-

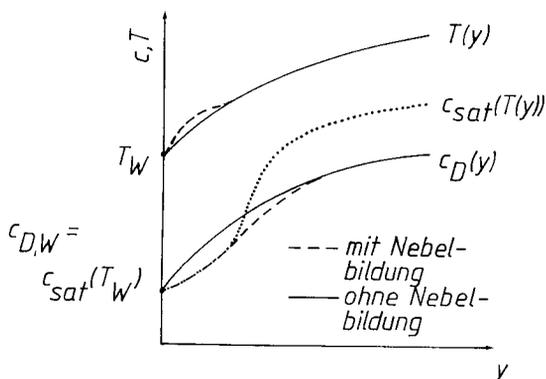


Bild 1. Verlauf von Temperatur und Dampfkonzentration in der Grenzschicht

* Herrn Prof. Dr.-Ing. U. Grigull zum 75. Geburtstag gewidmet

chend niedrig, würde dieses Konzentrationsprofil in Wandnähe über der temperaturabhängigen Sättigungskonzentration (punktirierte Linie) liegen. In Wirklichkeit tritt in diesem Gebiet Kondensation auf, d.h. in einer Schicht vor der Wand wird Nebel gebildet, und der Verlauf der Dampfkonzentration folgt dort dem der Sättigungskonzentration (gestrichelte Linie). Durch die freierwende Kondensationsenthalpie wird die Temperatur in dieser Zone angehoben (gestrichelte Linie).

Die Bildung von Nebel innerhalb der Grenzschicht beeinflusst den Transport von Wärme und Stoff an die Wand erheblich. Während der Wandgradient des Temperaturfeldes angehoben und damit der Wärmeübergang vergrößert wird, sinkt der Wandgradient des Konzentrationsfeldes erheblich ab, der Stoffübergang wird entsprechend reduziert. Die Nebeltröpfchen diffundieren nicht und werden im wesentlichen mit dem Geschwindigkeitsfeld der gasförmigen Phase mitgeführt. Von dem aus den äußeren Grenzschichtbereichen herangeführten Dampf gelangt nur ein Teil durch Diffusion an die Wand, der übrige wird als Nebel mit der Strömung parallel zur Wand transportiert.

Mit der Bildung und den Eigenschaften von Reifschichten befassen sich zahlreiche Arbeiten, die aber nicht auf die Vorgänge innerhalb der Grenzschicht eingehen [1–3].

Die Bildung von Nebel innerhalb der Grenzschicht wurde von mehreren Autoren mit Hilfe vereinfachter Modelle untersucht; in [4] findet sich eine ausführliche Übersicht dieser Arbeiten. In neuester Zeit wurde dieses Phänomen für Zwangskonvektion [5] und für freie Konvektion [6] in umfangreichen experimentellen und theoretischen Studien untersucht.

2 Das Experiment

2.1 Übersicht

Der Versuchsaufbau und das Auswertungsverfahren ermöglichten die Messung folgender Größen:

- (1) Messung des Temperaturfeldes in der Grenzschicht mit einem Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) und daraus die Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten.
- (2) Messung der Wachstumsgeschwindigkeit der Reifschicht mit dem Interferometer und daraus die Bestimmung von Stoffübergangskoeffizienten.
- (3) Messung der Nebelschichtdicke und (qualitativ) des Verlaufs der Tropfenkonzentration mit dem Interferometer.

Die beiden wesentlichen Komponenten des Aufbaus waren eine ebene senkrechte gekühlte Platte als Versuchsobjekt und ein Mach-Zehnder-Interferometer als Meßgerät.

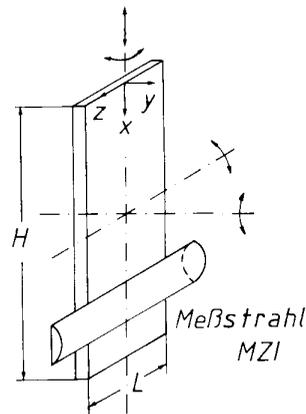


Bild 2. Anordnung und Abmessungen der Platte

2.2 Versuchsaufbau

2.2.1 Ebene Platte

Versuchsobjekt war eine senkrechte ebene Platte der Höhe $H = 1\text{ m}$ und der Breite $L = 0,25\text{ m}$ (Bild 2). Mit diesen Abmessungen wird bei einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = 50\text{ K}$ zwischen Umgebung und Wand eine maximale Grashofzahl von $Gr_{\max} = 10^{10}$ (Ende des laminaren Bereiches etwa bei $2 \cdot 10^9$) erreicht, und bei der Interferometrie beträgt die maximale Streifenordnung $S_{\max} = 25$, was eine sehr gute Auswertbarkeit sicherstellt.

Die Platte war in einer Aufhängung gelagert, die eine Positionierung und Justierung relativ zum Strahlengang des Interferometers und eine genaue Einstellung (besser als $0,5^\circ$) der vertikalen Lage erlaubte.

Zur Temperierung der Platte, die aus 15 mm starkem Aluminium bestand, waren in die Rückseite Kanäle eingefräst, die von einem Kühlmittel aus einem Kälte-thermostaten durchströmt wurden.

An der oberen Kante und an den Seitenkanten der Platte waren fluchtend mit der Plattenoberfläche Rechteckrohre angeklebt, die mit Wasser von Umgebungstemperatur durchströmt wurden. Dadurch wurde eine sehr saubere Realisierung der Randbedingung (für eine theoretische Modellierung) erreicht (Bild 3a). Ein Herumgreifen der Grenzschicht um die Kanten (Bild 3b) könnte durch Anbringen einer Isolierung (Bild 3c) zwar vermieden werden, ein befriedigend scharfer Temperatursprung ist damit aber nicht zu erreichen.

2.2.2 Meßeinrichtungen

Neben den im Abschn. 2.1 genannten Größen, die mit dem Interferometer erfaßt wurden, wurden folgende weitere Größen gemessen:

In der Umgebung: Temperatur, Dampfkonzentration und Druck;

an der Wand: Temperatur an der Plattenoberfläche an sieben verschiedenen Positionen;

Koordinaten: Wandabstand und Abstand von der Eintrittskante.

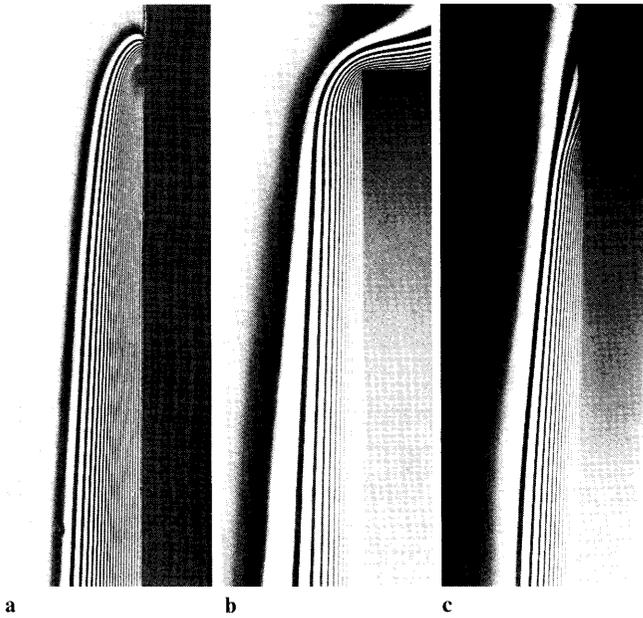


Bild 3 a – c. Realisierung der Eintrittsrandbedingung

2.3 Versuchsablauf

Bedingt durch die niedrige Wärmeleitfähigkeit des Reifs weicht die Reifoberflächentemperatur mit zunehmender Reifdicke immer mehr von der gemessenen Wandtemperatur ab. Die Oberflächentemperatur ist aber nicht bekannt, da sie mit dem Interferometer an einer gekühlten Wand wegen der Lichtbrechung nicht gemessen werden kann. Vielmehr wird zur Auswertung der Interferogramme die Wandtemperatur benötigt (s. u.). Eine sinnvolle Messung ist also nur für sehr dünne Reifschichten möglich.

Um dies zu erreichen, wird zunächst die Verbindung zwischen Platte und Kältethermostat abgesperrt und das Bad im Thermostaten vorgekühlt. Nach Öffnen der Verbindung zur Platte sinkt die Wandtemperatur etwa innerhalb einer Minute auf den gewünschten stationären Wert ab.

Unmittelbar darauf werden am Interferometer zwei Aufnahmen mit Referenzstrahl (Messung des Temperaturfeldes) und eine ohne Referenzstrahl gemacht. Letztere hält die Anfangsbedingung für die Messung der Bereifungsgeschwindigkeit fest und erlaubt die Vermessung der Nebelgrenzschicht. Diese Messung erfolgt also bei bekannter, örtlich konstanter Wandtemperatur.

Zur Messung der Bereifungsgeschwindigkeit folgen dann über einen längeren Zeitraum in kurzen Abständen weitere Aufnahmen ohne Referenzstrahl. Ziel dieser Messung ist es, aus dem Verlauf der Reifschichtdicke über einen längeren Zeitraum die Wachstumsgeschwindigkeit der Reifschicht zu Beginn des Bereifungsvorganges zu ermitteln (Reifschichtdicke $d_{RF} = 0$) und so Aussagen über den Stofftransport bei bekannter Wandtemperatur zu erhalten.

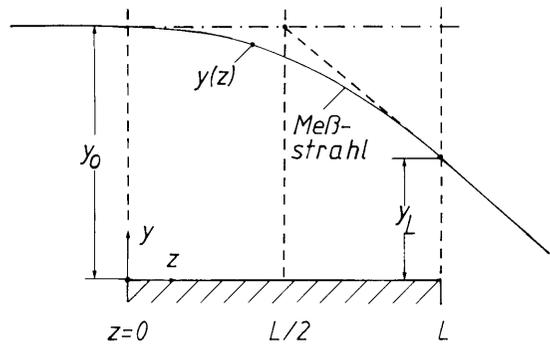


Bild 4. Lichtweg durch ein Brechzahlfeld

Durchgeführt wurden zwei umfangreiche Meßreihen mit 0,3 und 0,6 relativer Luftfeuchtigkeit. Die Temperaturen lagen bei $T_w \approx -30^\circ\text{C}$ und $T_\infty \approx 22^\circ\text{C}$. Dafür wurden bei Lauflängen von $x = 0,05 \dots 0,1 \dots 0,9\text{ m}$ mehrfach Temperaturfeld, Bereifungsgeschwindigkeit und Nebelschichtdicke vermessen.

2.4 Interferometrie und Auswertungsverfahren

2.4.1 Temperaturfeld

Die Messung des Temperaturfeldes erfolgt mit Hilfe eines Mach-Zehnder-Interferometers. Eine umfassende Darstellung dieser Methode findet sich in [7]. Unter den Annahmen der „Idealen Interferometrie“ können die beobachteten Interferenzstreifen bei ebenen Versuchsobjekten als Isothermen gedeutet werden, wenn nur die Temperatur die Dichte des Versuchsmediums beeinflusst (weitere mögliche Einflußgrößen sind Druck und Konzentration). Im hier vorliegenden Fall (feuchte Luft) hängt die Ordnung S der Interferenzstreifen sowohl von der Temperatur T als auch von der Dampfkonzentration c_D ab [6]:

$$S = \frac{3L}{2\lambda_{Hg}} p \left[\frac{c_{D,\infty} \bar{r}_D + (1 - c_{D,\infty}) \bar{r}_L}{T_\infty (c_{D,\infty} R_D + (1 - c_{D,\infty}) R_L)} - \frac{c_D \bar{r}_D + (1 - c_D) \bar{r}_L}{T (c_D R_D + (1 - c_D) R_L)} \right] \quad (1)$$

Allerdings überwiegt der Einfluß der Temperatur auf die Streifenordnung den der Dampfkonzentration bei weitem. Durch eine sinnvolle Annahme für den Verlauf der Dampfkonzentration innerhalb der Grenzschicht kann dieser Einfluß sehr gut berücksichtigt werden. Gleichung (1) läßt dann die unmittelbare Bestimmung der örtlichen Temperatur zu. Im Gegensatz zu einer wesentlichen Annahme der „Idealen Interferometrie“ verläuft der Weg eines Lichtstrahles in einem Feld örtlich variabler Brechzahl durch Brechung gekrümmt (s. Bild 4). Im Bereich des Lichtstrahls kann näherungsweise ein linearer Verlauf der Brechzahl angenommen werden:

$$n(y) = n_0 + n'_0 (y - y_0) \quad (2)$$

Als Weg des Strahls erhält man damit eine Parabel 2. Ordnung [7]:

$$y(z) = y_0 + \frac{1}{2} \frac{n'_0}{n_0} z^2. \quad (3)$$

Unter Berücksichtigung des gekrümmten Verlaufes des Meßstrahles ergibt sich nun statt Gl. (1):

$$S + \frac{1}{12} \lambda_{Hg} L (dS/dy)^2 = \frac{3L}{2\lambda_{Hg}} p \left[\frac{c_{D,\infty} \bar{r}_D + (1 - c_{D,\infty}) \bar{r}_L}{T_\infty (c_{D,\infty} R_D + (1 - c_{D,\infty}) R_L)} - \frac{c_D \bar{r}_D + (1 - c_D) \bar{r}_L}{T (c_D R_D + (1 - c_D) R_L)} \right]. \quad (4)$$

Zur Gleichung der idealen Interferometrie [Gl. (1)] ist lediglich ein Korrekturterm hinzugekommen, der unmittelbar bei der Auswertung der Interferogramme aus dem Verlauf der Streifenordnung über dem Wandabstand $S(y)$ ermittelt werden kann. Die weitere Auswertung, die Berechnung des Temperaturfeldes bleibt unverändert.

2.4.2 Wirkliche Wandposition

Da Lichtbrechung in Richtung auf das optisch dichtere Medium hin erfolgt, werden an einer gekühlten Wand die wandnächsten Lichtstrahlen in die Wand hinein gebrochen. Die als Schatten beobachtbare Wandkontur gibt damit nicht die wirkliche Position der Wand wieder. Dieser Effekt wird in Bild 4 deutlich, wenn man sich die Wand so verschoben denkt, daß $y_L = 0$ wird. Die wirkliche Wandposition ist gegenüber der scheinbaren verschoben um den Betrag [nach Gl. (3)]:

$$\Delta y_W = y_0 - y_L = - \frac{1}{2} \frac{n'_0}{n_0} L^2. \quad (5)$$

Die Unterschiede zwischen wirklicher und scheinbarer Wandposition sind in Bild 5 dargestellt, das für eine Modellgrenzschicht gezeichnet wurde. Offensichtlich treten erhebliche Abweichungen auf, die bei der Auswertung berücksichtigt werden müssen.

Die Verschiebung der scheinbaren Wandposition ist auch unmittelbar aus den Interferogrammen deutlich sichtbar (s. Bild 6).

Bild 6a zeigt den Anfang der Grenzschicht für beheizte Wand, während Bild 6b mit dem gleichen Aufbau für gekühlte Wand aufgenommen wurde. Während die Wandkontur entsprechend dem wirklichen Verlauf der Wand eben verläuft wenn die Platte beheizt wird, scheint bei Kühlung die Wand am Grenzschichtanfang warzenförmig verdickt. Die Lichtbrechung ist am Anfang der Grenzschicht am größten, da dort die größten Temperaturgradienten (und damit Dichtegradienten) auftreten.

Durch diesen Effekt entspricht die aus dem Interferogramm ermittelte scheinbare Wandtemperatur auch nicht

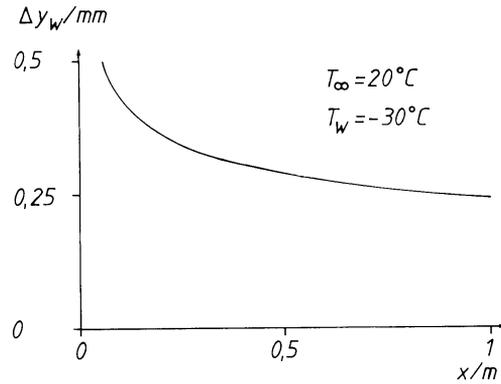


Bild 5. Differenz zwischen scheinbarer und wirklicher Wandposition

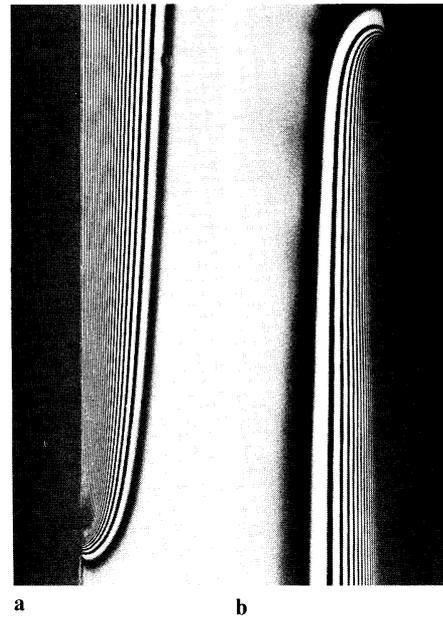


Bild 6 a und b. Verlauf der Wandkontur im Interferogramm

der wirklichen Wandtemperatur, da der Teil des Temperaturfeldes, der innerhalb von Δy_W liegt, nicht beobachtbar ist. Auch der wirkliche Wandgradient des Temperaturfeldes, der für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten benötigt wird, wird nicht richtig wiedergegeben.

2.4.3 Auswertungsverfahren

Die optische Auswertung der Interferogramme geschieht in einem Photometer, mit dem die Schwärzungsintensität der Negative ausgemessen wird. Mit dieser Einrichtung können die Maxima bzw. Minima der Schwärzung und damit die Interferenzstreifen lokalisiert werden. Man erhält damit diskrete Wertepaare (S, y) , wobei die Streifenordnung S die Werte $0, -0,5, -1 \dots$ annimmt, und y den

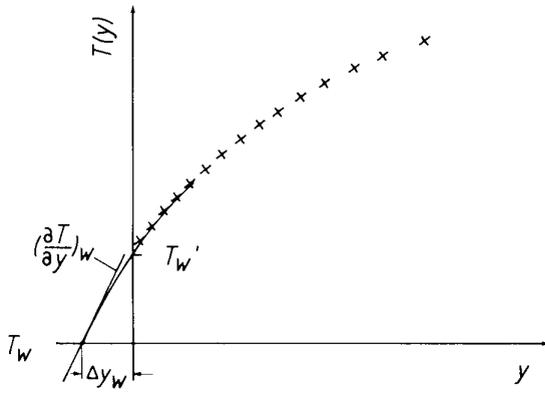


Bild 7. Ermittlung des Wandgradienten des Temperaturfeldes

senkrechten Abstand von der auf dem Interferogramm als Schattengrenze sichtbaren Wandkontur ($y = 0$) bedeutet.

Aus dem Verlauf der Streifenordnung $S(y)$ folgt zusammen mit dem angenommenen Dampfkonzentrationsprofil $c_D(y)$ aus Gl. (4) der Temperaturverlauf in der Grenzschicht. Das Ergebnis sind Wertepaare (T, y) , durch die das Temperaturfeld an diskreten Punkten dargestellt wird (Bild 7). Durch das wandnächste Drittel der Punkte (T, y) wird mittels linearer Ausgleichsrechnung ein Polynom zweiten Grades gelegt, aus dem mit der gemessenen Wandtemperatur T_W die wirkliche Wandposition $(-\Delta y_W)$ berechnet wird. Die durch diese Extrapolation ermittelten Werte für Δy_W stimmen in allen Fällen sehr gut mit denen überein, die aus der Berechnung des Strahlenganges [Gl. (5)] folgen.

Die Wandsteigung des Temperaturfeldes ist dann gleich der Steigung des Ausgleichspolynoms $T(y)$ an der Stelle $-\Delta y_W$:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_W = \left.\frac{d(T(y))}{dy}\right|_{y=-\Delta y_W} \quad (6)$$

Daraus ergibt sich die Wärmestromdichte (nur Anteil der Wärmeleitung) an der Wand:

$$q_W = -\lambda_W \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_W \quad (7)$$

Der örtliche Wärmeübergangskoeffizient und die lokale Nusseltzahl werden daraus nach folgenden Beziehungen berechnet:

$$\alpha_T = \frac{q_W}{T_W - T_\infty}, \quad Nu_x = \frac{\alpha_T x}{\lambda} \quad (8)$$

2.4.4 Bereifungsgeschwindigkeit

Die Messung der Bereifungsgeschwindigkeit erfolgt ebenfalls im Interferometer, wobei der Referenzstrahl ausgeblendet wird. Die Platte wird also mit parallelem Licht beleuchtet, und das Wachstum der Reifschicht kann über die Verschiebung der Schattengrenze der Wandkontur beobachtet werden. Die Abweichung der wirklichen von der

scheinbaren Wandposition nach Gl. (5) wird berücksichtigt.

Mit dieser Methode erhält man an diskreten Stellen x die Dicke der Reifschicht als Funktion der Zeit, also Wertepaare (d_{RF}, t) .

Ziel der Messung ist die Bestimmung des Stoffübergangs zu Beginn des Bereifungsvorgangs (für konstante und bekannte Wandtemperatur). Dazu wird die Bereifungsgeschwindigkeit für $d_{RF} = 0$ benötigt, aus der sich unmittelbar die Massenstromdichte an der Wand berechnen läßt:

$$\dot{m}_{D+T, W} = \left[\varrho_{RF} \frac{d(d_{RF})}{dt} + d_{RF} \frac{d(\varrho_{RF})}{dt} \right]_{d_{RF}=0} \quad (9)$$

Mit $d_{RF} = 0$ ergibt sich:

$$\dot{m}_{D+T, W} = \left[\varrho_{RF} \frac{d(d_{RF})}{dt} \right]_{d_{RF}=0} \quad (10)$$

Zur Ermittlung der Anfangssteigung der Reifdicke werden die Wertepaare (d_{RF}, t) durch Geraden angepaßt. Da die Reifdicke ϱ_{RF} nicht gemessen werden konnte, mußten dafür Werte aus der Literatur herangezogen werden (s. [6]).

2.4.5 Nebelschichtdicke

Das Interferometer mit ausgeblendetem Interferenzstrahl wird auch dazu verwendet, die Dicke der Nebelgrenzschicht und (qualitativ) den Verlauf der Tropfenkonzentration innerhalb der Schicht zu messen. Man macht sich zunutze, daß das Licht beim Durchlaufen der Nebelschicht abhängig von der Konzentration der Tröpfchen durch Streuung geschwächt wird. Entsprechend nimmt die optische Durchlässigkeit der Negative mit steigender Konzentration zu. Der Verlauf entspricht (qualitativ!) dem der Tropfenkonzentration. Eine quantitative Zuordnung zwischen Durchlässigkeit und Konzentration ist mit dieser einfachen Meßmethode nicht möglich. Aus dem Kurvenverlauf ist aber eine quantitative Aussage über die Dicke der Nebelschicht möglich, da die Grenze der Nebelschicht sehr gut abzulesen ist. Dabei ist wieder der Unterschied zwischen wirklicher und scheinbarer Wandposition zu berücksichtigen.

3 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse mit denen einer theoretischen Studie verglichen [6, 8].

3.1 Wärmeübergang

In Bild 8 werden – in dimensionsloser Form – die gemessenen Wärmeübergangsraten (nur Anteil der Wärmeleitung) den gerechneten gegenübergestellt. Die Rechenläufe wurden durchgeführt für $T_\infty = 20^\circ\text{C}$, $T_W = -30^\circ\text{C}$

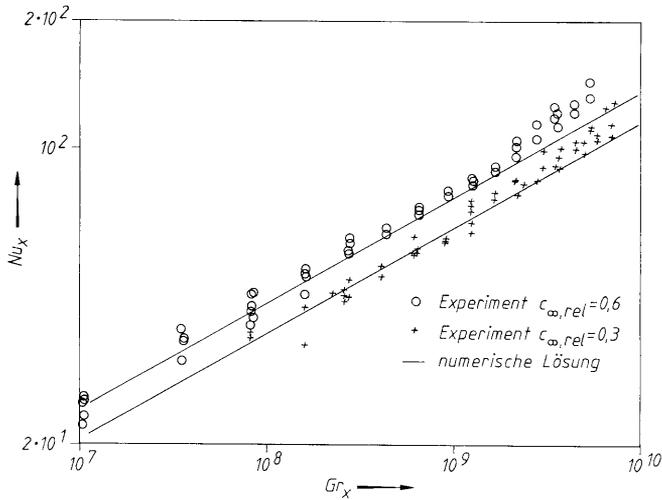


Bild 8. Wärmeübergang

und $c_{\infty,rel} = 0,3$ bzw. $0,6$ entsprechend den durchschnittlichen Parametern für die Messungen. Die für Wärmeübergangsmessungen charakteristische Streuung der Meßwerte ist einerseits auf die Empfindlichkeit der laminaren Grenzschichtströmung gegenüber äußeren Störungen zurückzuführen und andererseits auf die Schwankungen der Parameter zwischen den einzelnen Messungen. Klar erkennbar ist die Zunahme des Wandwärmestromes mit steigender Umgebungsfeuchtigkeit, die auf den Temperaturanstieg durch die freiwerdende Kondensationsenthalpie in Wandnähe zurückzuführen ist (Bild 1). Die Unterschiede zwischen beiden Meßwertgruppen liegen weit außerhalb des Streubereichs der einzelnen Reihen. Die deutliche Abweichung der Meßpunkte von der Theorie nach oben für Grashofzahlen zwischen 10^9 und 10^{10} ist auf den Umschlag in turbulente Strömung zurückzuführen, der bei $Gr_x \approx 2 \cdot 10^9$ zu erwarten ist.

Die Bilder 9 und 10 zeigen einen Vergleich zwischen gemessenen und gerechneten Temperaturprofilen in Plattenmitte ($x = 0,5$ m) für niedrige und hohe Luftfeuchtigkeit der Umgebung. Durch die freiwerdende Kondensationsenthalpie wird das Profil angehoben und damit seine Steigung an der Wand größer. Dieser Effekt ist für $c_{\infty,rel} = 0,3$ nur schwach ausgeprägt, für $c_{\infty,rel} = 0,6$ aber deutlich erkennbar. Zum Vergleich ist der Verlauf des Temperaturprofils, wie er sich aus einer Rechnung ohne Berücksichtigung der Nebelbildung ergibt, eingezeichnet. Dieser Verlauf ist für beide Fälle deckungsgleich.

3.2 Stoffübergang

Gemessen wurde für beide relative Feuchtigkeiten der Umgebung der Verlauf der Reifschichtdicke über der Zeit auf der ganzen Länge der Platte in Abständen von $\Delta x = 5$ cm. Bedingt durch Schwierigkeiten, die Reifoberfläche eindeutig zu lokalisieren – der Reif wächst insbesondere zu Beginn als einzelstehende Nadeln – streuen die einzelnen Messungen sehr stark. Deshalb wurde jeweils

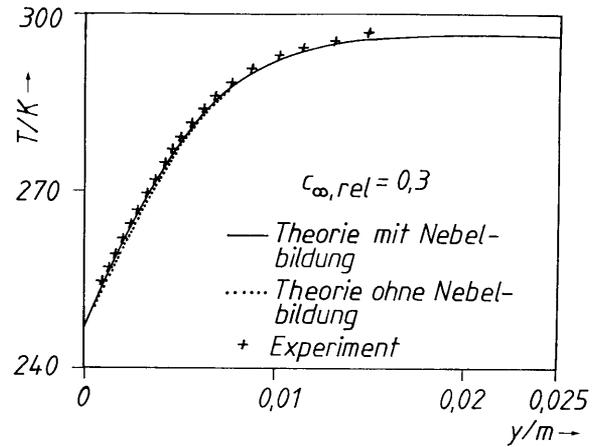


Bild 9. Temperaturprofil für $c_{\infty,rel} = 0,3$

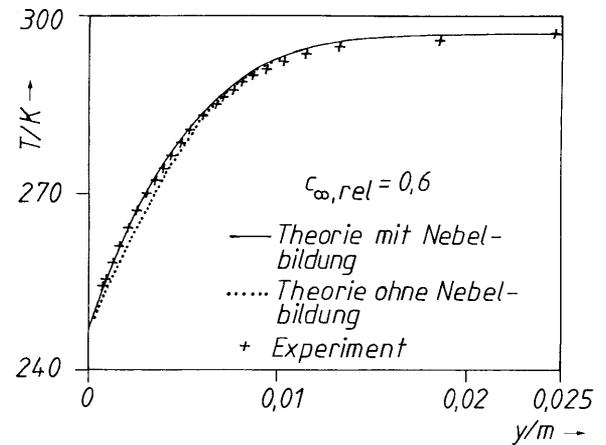


Bild 10. Temperaturprofil für $c_{\infty,rel} = 0,6$

durch die Meßpunkte (d_{RF}, t) für alle Stellen x der ersten 60 Minuten eine Gerade gelegt und so die Anfangsbereifungsgeschwindigkeit ermittelt. Mit einem Wert für die Anfangsreifdichte von $\varrho_{RF} = 20$ kg/m³ betragen dann nach Gl. (10) die über die Plattenlänge gemittelten Massenstromdichten:

$$\dot{m}_W = 1,08 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m}^2 \text{ s} \quad (c_{\infty,rel} = 0,3)$$

$$\dot{m}_W = 1,72 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m}^2 \text{ s} \quad (c_{\infty,rel} = 0,6) .$$

Die Abweichungen von den theoretischen Werten

$$\dot{m}_W = 1,12 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m}^2 \text{ s} \quad (0,3)$$

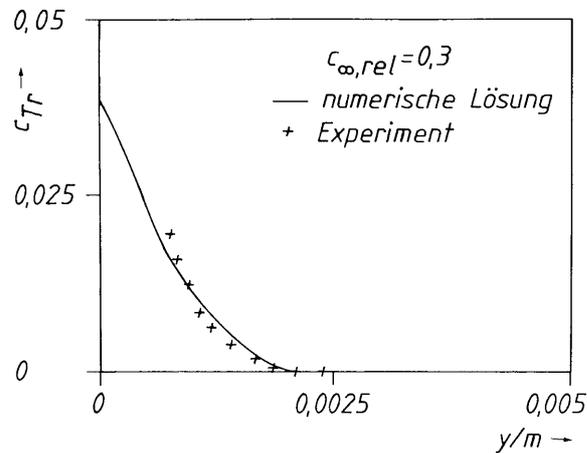
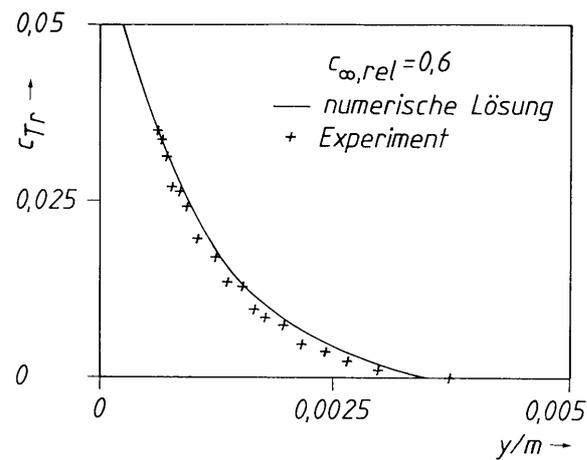
$$\dot{m}_W = 1,63 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m}^2 \text{ s} \quad (0,6) .$$

sind gering. Die theoretischen Werte ohne Berücksichtigung der Nebelbildung betragen:

$$\dot{m}_W = 1,51 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m}^2 \text{ s} \quad (0,3)$$

$$\dot{m}_W = 3,16 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m}^2 \text{ s} \quad (0,6) .$$

Diese Werte liegen um etwa 95% bzw. 35% über denen, die sich mit Berücksichtigung der Nebelbildung ergeben. Mit den vorliegenden Meßwerten kann also der hemmende Einfluß der Nebelbildung auf den Stofftransport verifiziert werden, wenn auch die absolute Höhe der

Bild 11. Struktur der Nebelschicht für $c_{\infty,rel} = 0,3$ Bild 12. Struktur der Nebelschicht für $c_{\infty,rel} = 0,6$

Stofftransportraten von der Annahme der Reifdichte abhängt, die aber mit dem Versuchsaufbau nicht gemessen werden konnte.

3.3 Nebelbildung

Die Bilder 11 und 12 zeigen einen Vergleich für die Nebeldichte innerhalb der Grenzschicht an der Stelle $x = 0,5$ m. Dieses Ergebnis ist repräsentativ für die gesamte Lauflänge, die Übereinstimmung für andere Stellen x ist gleichwertig.

Ausdrücklich sei darauf hingewiesen, daß die Meßpunkte keine gemessenen Tropfenkonzentrationen darstellen. Sie sind gemessene optische Durchlässigkeiten von schwarz-weiß Negativen, auf denen die Nebelschicht im Durchlicht fotografiert wurde. Durch eine lineare Transformation wurde die Durchlässigkeit auf den gleichen Maßstab gebracht wie die gerechnete Tropfenkonzentration.

Bemerkenswert ist die sehr gute Übereinstimmung in der Dicke der Nebelschicht. Der Verlauf der Konzentration – steiler Anstieg in Richtung Wand – wird richtig wiedergegeben.

4 Schlußbemerkungen

Die Bildung von Nebel innerhalb der Grenzschicht beeinflusst den Transport von Wärme und Stoff erheblich. Aus der vorliegenden experimentellen Studie resultieren folgende Ergebnisse:

(1) Innerhalb der Grenzschicht bildet sich eine Nebelschicht, deren Dicke mit zunehmender relativer Feuchte der Umgebung wächst.

(2) Der Anteil der Wärmeleitung am Wärmeübergang wächst mit steigender Feuchte der Umgebung durch die bei der Nebelbildung freiwerdende Kondensationsenthalpie.

(3) Der Stofftransport liegt beträchtlich niedriger als aus theoretischen Betrachtungen ohne Berücksichtigung der Nebelbildung zu erwarten wäre.

Die experimentellen Ergebnisse stehen in sehr guter Übereinstimmung mit denen einer theoretischen Untersuchung.

Näheren Einblick in die Vorgänge innerhalb der Grenzschicht bietet die theoretische Analyse [6, 8] des Phänomens. Insbesondere kann die Rolle der unterschiedlichen Transportmechanismen (Wärme: Konvektion, Leitung und Kondensation; Stoff: Konvektion, Diffusion und Thermophorese) über einen weiteren Parameterbereich ($T_W, T_{\infty}, c_{\infty,rel}$) quantitativ geklärt werden.

Literatur

- Auracher, H.: Heat transfer in frost and snow. 6th IHTC, General Papers, vol. 3, p. 25, 1978
- Dietenberger, M. A.: Generalized correlation of the water frost thermal conductivity. Int. J. Heat Mass Transfer 26 (1983) 607–618
- Tokura, I.; Saito, H.; Kishinami, K.: Study on properties and growth rate of frost layers on cold surfaces. J. Heat Transfer 105 (1983) 895–901
- Sekulic, D. P.: Irreversible condensation conditions near the cryosurface. Int. J. Heat Mass Transfer 28 (1985) 1205–1214
- Legay-Desquelles, F.; Prunet-Foch, B.: Heat and mass transfer with condensation in laminar and turbulent boundary layers along a flat plate. Int. J. Heat Mass Transfer 29 (1986) 95–105
- Koch, P.: Wärme- und Stoffübertragung bei laminarer freier Konvektion in feuchter Luft an einer gekühlten vertikalen Platte. Diss. Techn. Univ. München, 1986
- Hauf, W.; Grigull, U.: Optical methods in heat transfer. Adv. Heat Transfer 6 (1970) 133
- Koch, P.; Straub, J.: Eine theoretische Studie des Einflusses der Nebelbildung auf den Wärme- und Stofftransport an einer gekühlten senkrechten Platte bei freier Konvektion. (Zur Veröffentlichung vorgesehen)

Dr.-Ing. Peter Koch
 Prof. Dr.-Ing. habil. Johannes Straub (Extraordinarius)
 Lehrstuhl A für Thermodynamik
 Technische Universität München
 Arcisstraße 21
 D-8000 München 2

Eingegangen am 29. September 1986