

Die Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl mittels eines geheizten Bandes

Karl R. Scheuter und Günay A. Dosdogru

Die Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl mittels eines geheizten Bandes

Karl R. SCHEUTER und Günay A. DOSDOGRU*

1. Einleitung**

Die Trocknung von grossflächigen Gütern ist eines der wichtigen Probleme der Drucktechnik. Beim Rollentiefdruck – oft auch beim Offsetdruck – wird die Laufgeschwindigkeit in erster Linie von der Wirksamkeit der Trockeneinrichtung bestimmt. In der Praxis wird deshalb häufig nicht jene Maschinenleistung erreicht, die mechanisch und drucktechnisch möglich wäre.

Im Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren der Technischen Hochschule Darmstadt wird ein Forschungsvorhaben über die Optimierung von Trockeneinrichtungen und über das Trocknungsverhalten von lösemittelhaltigen Druckfarben durchgeführt. Dieses Vorhaben soll Grundlagen für die Konstruktion von merklich verkürzten und gleichzeitig verbesserten Trocknern in Druckmaschinen schaffen. Hierbei müssen örtliche Wärmeübergangszahlen unter verschiedenen Bedingungen der geometrischen Anordnung, der Temperaturen und der Strömungsgeschwindigkeit für Düsenanordnungen untersucht werden. Deren Kenntnis ist für eine Optimierung der Trockeneinrichtung unerlässlich, da mit ihrer Hilfe die theoretische Trockengeschwindigkeit berechnet werden kann. Als Messgeber dient ein elektrisch leitendes und beheiztes Bändchen, dessen Ausdehnung in Strömungsrichtung unter 0,25 mm liegt, wodurch eine örtliche Messung sehr gut gewährleistet ist.

* Professor Dipl.-Ing. Karl R. Scheuter, Direktor des Instituts für Druckmaschinen und Druckverfahren der Technischen Hochschule Darmstadt, D-6100 Darmstadt, Alexanderstr. 22. Dipl.-Ing. Günay A. Dosdogru, Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren der Technischen Hochschule Darmstadt, D-6100 Darmstadt, Alexanderstr. 22.

Finanzieller Träger des vorstehenden Forschungsthemas ist die Forschungsgesellschaft Druckmaschinen e. V. mit Zuwendungen des Bundeswirtschaftsministeriums über die Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen (AIF).

** Zusammenfassung der wichtigsten Bezeichnungen siehe Seite 19.

Solche Geber gewinnen auch in anderen Bereichen, wie Verfahrenstechnik, Thermodynamik und Aerodynamik immer grössere Bedeutung, so dass ein ausführlicher Bericht über die Arbeiten, die diesen Problembereich betreffen, von allgemeinem Nutzen sein dürfte.

Sowohl die theoretische als auch die experimentelle Bestimmung des örtlichen Wärmeflusses bzw. der örtlichen Wärmeübergangszahl α in laminaren oder turbulenten Reibungsschichten bei erzwungener Konvektion wurde bisher mehrfach untersucht. Eine gute Übersicht über die wichtigsten Arbeiten geben die Dissertationen *Achenbach* [5] und *Kizilou* [6].

Zur experimentellen Bestimmung der örtlichen Wärmeübergangszahl wurden in den meisten Fällen Thermoelemente oder auch elektrisch geheizte Elemente herangezogen, bei denen die zugeführte elektrische Leistung und die Oberflächentemperaturen gemessen werden. Einige derartige Geber wurden speziell zur Messung der Wandschubspannungen entwickelt (s. z. B. *Ludwig* [7]; *Koch* [8]).

Bei der Ermittlung der Wandschubspannungen mit Hilfe solcher Geber muss zunächst die Wärmeübergangszahl α ,

bzw. $Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$ bestimmt werden. Aus diesem Grunde

können sie direkt zur Messung der Wärmeübergangszahl verwendet werden. Umgekehrt konnte deshalb auch ein reiner Wandschubspannungsmessgeber, der in der Literatur unter dem Namen «Prestonrohr» bekannt wurde (*Preston* [9], *Rechenberg* [10, 11]), von *Achenbach* [5] zur Messung der örtlichen Wärmeübergangszahlen in turbulenten Reibungsschichten bei erzwungener Konvektion herangezogen werden. Hierbei wurde die Wärmeübergangsmessung mit Hilfe eines auf die Wand aufgelegten Pitotrohrs in eine Staudruckmessung überführt.

In der vorliegenden Arbeit wird über einen bestimmten Typ von Gebern berichtet, mit denen man örtliche Wärmeübergangszahlen in laminaren und turbulenten Grenzschichten – insbesondere auch in Staupunktströmungen – messen kann. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt bei der Eichung der Geber. Ferner wird anhand von Messergebnissen ihre Funktionstüchtigkeit gezeigt.

2. Technische Ausführung und Wirkungsweise des Wärmeflussgebers

Im Prinzip handelt es sich um ein auf der Oberfläche des angeströmten Körpers liegendes Metallbändchen, Heissfolie genannt, das elektrisch geheizt wird. Seine Wärmeabgabe unter verschiedenen Strömungsbedingungen wird aus einer Leistungs- und Temperaturmessung ermittelt. Um tatsächlich örtlich zu messen, sollen die Abmessungen der Heissfolie, insbesondere in Strömungsrichtung, sehr klein gehalten werden (in der Regel 0,1 bis 0,25 mm). Als Unterlage der Heissfolie dient ein in die Oberfläche bündig eingebauter guter Wärmeisolator (z. B. Plexiglas, Keramik), auf dessen Oberfläche die Heissfolie mittels eines genügend wärmefesten Klebers aufgeklebt wird. Sie kann auch unter Verwendung einer entsprechend geformten Maske nach der Siebdrucktechnik aufgebracht werden, wobei ein anschliessender Sinterprozess notwendig ist. Heissfolien können im weiteren auch nach dem Aufdampf- oder Kathodenzerstäubungsverfahren erzeugt werden. Diese Methoden, die z. B. auch bei der Herstellung von Mikroelektronikelementen wegen ihrer verhältnismässig genau kontrollierbaren Herstellungstoleranzen angewendet werden, sind natürlich recht aufwendig.

Die im Handel befindlichen Heissfoliengeber sind meistens von den Herstellern für reine Strömungsmessungen gedacht, wobei fast immer eine Eichung notwendig ist, die verhältnismässig leicht durchgeführt werden kann. Bei Verwendung solcher Geber als Wärmeflussgeber müssen einige spezielle Geberdaten, wie z. B. der genaue Widerstand der Folie und dessen Temperaturkoeffizient unbedingt bekannt sein. Um den Einfluss dieser Grössen zu überprüfen, war es erforderlich, einige Geber mit genau bekannten Materialdaten im Eigenbau herzustellen.

Aus *Abbildung 1* ist die Konstruktion eines selbst hergestellten Wärmeflussgebers zu ersehen. Auf dem Folienträger 7 – ein Plexiglaskörper – ist als Heissfolie ein Platin-Iridium-Bändchen aufgeklebt. Das Bändchen ist als Rollenmaterial in bestimmten Schichtdicken und ab etwa 0,08 mm Breite mit sehr engen Toleranzen käuflich. Es kann aber auch in gewünschten Abmessungen aus einer grossflächigen Dünnschichtfolie herausgeschnitten werden. Die beiden Enden des Bändchens stehen durch Pressung mit zwei Silberkathoden in Kontakt. Diese sind in ihren Stromquerschnitten gross gehalten, damit ihre Widerstände gegenüber dem elektrischen Widerstand der Heissfolie vernachlässigbar klein sind. Der Folienträger ist auswechselbar und kann auch nach anderen Methoden mit Heissfolien versehen werden, die unterschiedliche Abmessungen haben können. Die Länge der Folie wurde aus Rücksicht auf einen bestimmten Widerstandsbereich, der sich bei Verwendung von Rollenmaterial durch dessen Abmessungen ergibt, auf 10 mm festgelegt. Da nur zweidimensionale Strömungen untersucht wurden, ist die Länge der Heissfolie nicht wesentlich, wenn sie quer zur Strömungsrichtung gelegt wird. In *Abbildung 2* ist dieser Geber in fertigem Zustand zu sehen.

Zum Vergleich ist in *Abbildung 3* ein Heissfoliengeber der Firma DISA zu sehen. Ein Grössenvergleich zwischen diesen beiden Gebern ist nicht angebracht, denn bei der vorliegenden Messaufgabe war ein grosser Aussendurchmesser ohne weiteres zulässig. Massgeblich ist hinsichtlich einer örtlichen Messung allein die Breite der Heissfolie, die

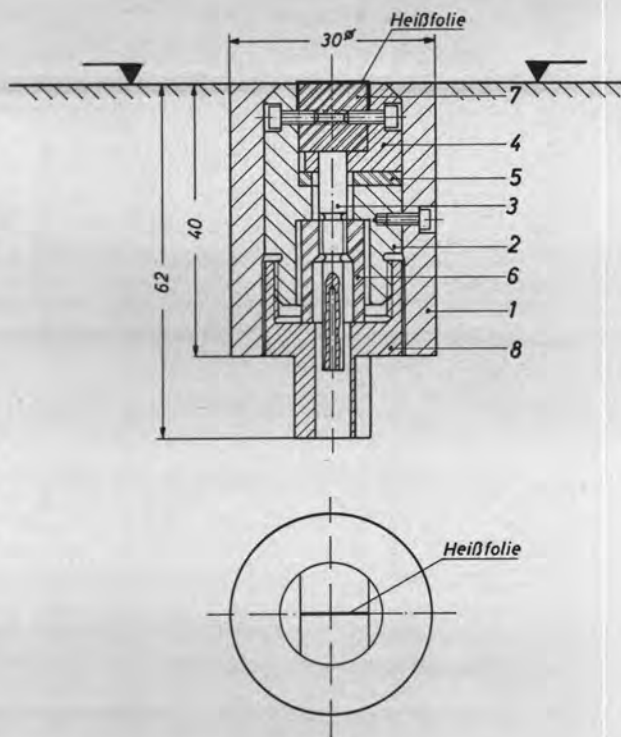


Abb. 1. Wärmeflussgeber

- 1 Isolierbuchse (Plexiglas)
- 2 Kathode I (Silber)
- 3 Steckverbindung I (Silber)
- 4 Kathode II (Silber)
- 5 Isolation (Plexiglas)
- 6 Zentrierbuchse (Plexiglas)
- 7 Folienträger (Plexiglas)
- 8 Steckverbindung II (Silber)

Daten der Heissfolie:
 Platin-Iridium 90/10
 Länge 10 mm
 Breite 0,1 mm
 Dicke 0,003 mm

Kaltwiderstand
 $R_0 \approx 8,1 \Omega$ bei $t = 21^\circ\text{C}$

Temperaturkoeffizient
 $\alpha' = 0,0013 \text{ grd}^{-1}$



Abb. 2. Wärmeflussgeber nach *Abbildung 1*

beim Eigenbaugeber mit 0,1 mm kleiner ist als beim DISA-Heissfoliengeber mit 0,2 mm.

Geber nach dem gleichen Prinzip und sogar mit etwa gleichen Abmessungen wurden zuerst von *Herbeck* [12] und später von *Koch* [8] zur Messung von Wandschubspannungen verwendet. Aus diesem Grunde soll im nächsten Kapitel zuerst über das Messprinzip gesprochen werden, das von diesen Autoren eingesetzt wurde, weil es für bestimmte Aufgabenstellungen sehr leicht und billig zu verwirklichen ist.

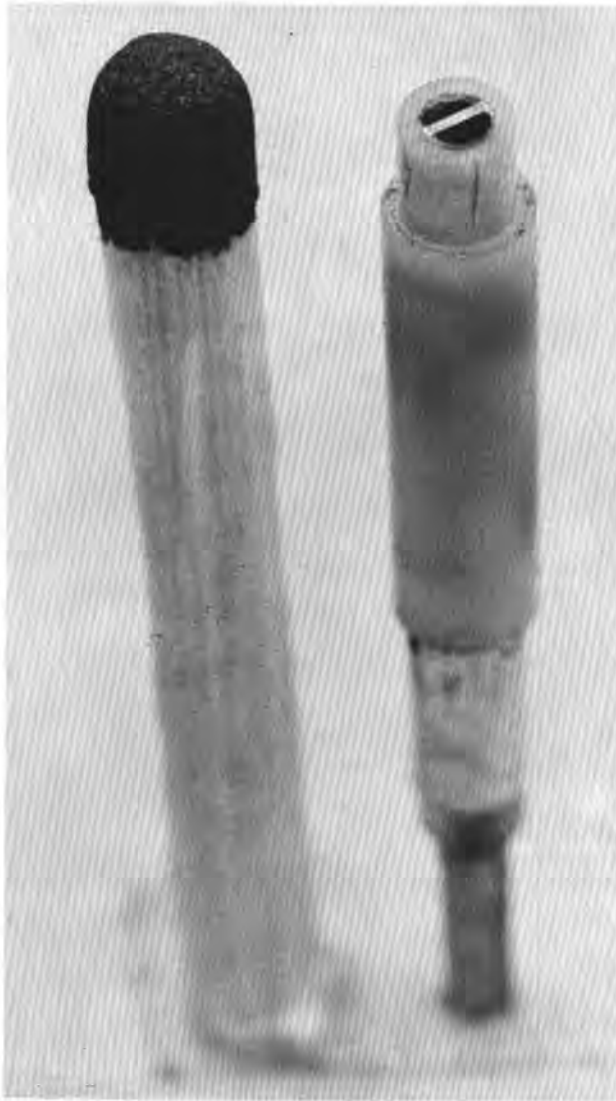


Abb. 3. Wärmeflussgeber (DISA, Typ 55A92)
 Daten der Heissfolie:
 Platin
 Länge 1 mm
 Breite 0,2 mm
 Kaltwiderstand $R_0 \approx 17,1 \Omega$ bei $t = 21^\circ\text{C}$
 Temperaturkoeffizient $\alpha' = 0,0025 \text{ grad}^{-1}$

3. Messprinzip

Herbeck [12] und später Koch [8] setzten ihren Geber als Teilwiderstand einer Wheatstoneschen Brückenschaltung ein, die aus Präzisionswiderständen, einem Spiegelgalvanometer als Nullanzeigergerät und einer Akkumulatorzelle als Spannungsquelle bestand. Der durch den Brückenkreis fließende Gesamtstrom konnte mit Hilfe eines Schiebewiderstandes geregelt und an einem Strommesser abgelesen werden. Die Heissfolie diente bei den Versuchen nicht nur als Wärmequelle, sondern auch als Widerstandsthermometer.

Vor den Versuchen, bei denen die Heissfolie durch Regelung des Brückenstromes stets auf eine Übertemperatur $\Delta t = \text{konst.}$ gebracht wurde, musste der Widerstand R_0 der unbeheizten Heissfolie festgestellt werden. Mit Hilfe des in einem beschränkten Temperaturbereich gültigen linearen Zusammenhangs

$$R_B = R_0 (1 + \alpha' \cdot \Delta t) \quad (1)$$

wurde dann der Betriebswiderstand R_B berechnet und der veränderbare Brückenwiderstand vor der Messung so eingestellt, dass die Heissfolie diesen Widerstand bei abgeglichenen Brücke aufwies. In Gleichung 1 ist α' der Temperaturkoeffizient der Heissfolie.

Bei der Messung kühlt sich die Heissfolie infolge der Luftströmung ab, und der Brückenstrom musste dann solange nachgeregelt werden, bis die Brücke wieder abgeglichen, also $\Delta t = \text{konst.}$ und damit R_B wieder erreicht war.

Somit kann für jeden Strömungszustand die der Heissfolie pro Zeiteinheit zugeführte Heizleistung bzw. die abgegebene Wärmemenge

$$Q_G = 0,860 I_G^2 R_B \text{ (kcal/h)} \quad (2)$$

bestimmt werden. Dabei ist I_G , der durch den Geber fließende Strom in (A) und R_B der Betriebswiderstand der Heissfolie in (Ω).

In einer Eichstrecke konnte Koch bekannte Wandschubspannungen τ_w erzeugen und mit Hilfe des gleichzeitig gemessenen Geberstromes eine Eichkurve aufstellen, die die Funktion

$$I_G^2 \cdot R_B / \Delta t = f(\tau_w)$$

darstellt.

Er vermerkte in seiner Arbeit, dass die Grösse $I_G^2 \cdot R_B / \Delta t$ bis auf eine Konstante die Nusselt-Zahl Nu , bzw. die Wärmeübergangszahl α der Heissfolie darstellt, ohne näher auf die für ihn nebensächlichen Einzelheiten einzugehen. Sein Ziel war, in beliebiger Anordnung mit Hilfe des Gebers die Wandschubspannungen zu bestimmen. Dazu war eine Eichkurve selbstverständlich ausreichend.

Bei den hier vorliegenden Untersuchungen soll aber gerade diese für den angeführten Autor sekundäre Grösse, nämlich die Wärmeübergangszahl gemessen werden. Das Messprinzip ist natürlich in beiden Fällen gleich. Die zuerst ohne Kenntnis dieser Arbeit begonnenen eigenen Messungen wurden mit Hilfe eines Konstant-Temperatur-Anemometers der Firma DISA durchgeführt. Dass man dieses Gerät zusammen mit einem Heissfoliengeber mit Hilfe von Eichungen erfolgreich zum Messen der effektiven örtlichen Wärmeübergangszahlen verwenden kann, wird in den folgenden Kapiteln gezeigt.

Das DISA-Anemometer arbeitet im Grunde genommen nach dem oben beschriebenen Prinzip. Durch Verwendung neuartiger elektronischer Bauelemente und ausgeklügelter elektrischer Hilfsschaltungen zu der eigentlichen Wheatstoneschen Brücke wird ein sehr schnelles selbsttätiges Abgleichen der Brücke erzielt, womit jegliche Handeinstellung entfällt. Es ist deshalb auch möglich, dynamisch zu messen, z. B. mit dem hier verwendeten Gerät unter Voraussetzung eines trägheitslosen Gebers bis zu einer Grenzfrequenz von 50 bis 60 kHz. Das Konstant-Temperatur-Anemometer ermöglicht deshalb den Turbulenzeinfluss auf den Wärmeübergang zu untersuchen.

Im Laufe der eigenen Untersuchungen sind zwei weitere Arbeiten bekannt geworden, die über die Messungen von Wandschubspannungen - Bellhouse und Schultz [13] - und örtlichen Wärmeübergangszahlen - Mayinger und Schad [14] - mit Hilfe eines Anemometers berichten.

4. Physikalische Grundlagen der Wärmeübergangsmessung

Die Wärmeübergangszahl α ist mit der bereits von *Newton* verwendeten Gleichung

$$Q = \alpha F (t_w - t_L) \quad (3)$$

definiert.

Darin ist die in der Zeiteinheit übergehende Wärme Q (Wärmestrom) der Fläche F und der Temperaturdifferenz $\Delta t = t_w - t_L$ zwischen Wand (t_w) und dem strömenden Medium (t_L) proportional gesetzt.

In allgemeiner Form geschrieben, ist die dimensionslose Wärmeübergangszahl eine Funktion von folgenden Größen:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} = f(Re, Pr, Gr, Ec, Tu, Tm|T_1, l/l_1 \text{ usw.}), \quad (4)$$

also der Reynolds-Zahl Re , der Prandtl-Zahl Pr , der Grashof-Zahl Gr , der Eckert-Zahl Ec , dem Turbulenzgrad Tu , dem Temperaturverhältnis $Tm|T_1$, einem Längenverhältnis l/l_1 , der Wärmeleitfähigkeit λ und einer charakteristischen Länge l usw.

Hinsichtlich der Bedeutung der einzelnen Kennzahlen sei auf die Literatur wie z.B. *Eckert* [1], *Gröber, Erk, Grigull* [2], *Schmidt* [3] und insbesondere *Schlichting* [4] hingewiesen.

Der Einfluss der durch die charakteristische Länge l gekennzeichneten Fläche F auf die Wärmeübergangszahl ist besonders stark. Sowohl für die erzwungene als auch für die freie Strömung ist die Wärmeübergangszahl nach Messungen von mehreren Autoren wie auch nach eigenen Messungen umgekehrt proportional einer m -ten Potenz der wärmeabgebenden Fläche F .

Es gilt also

$$Nu \sim 1/F^m \quad (5)$$

Diese Abhängigkeit ist von Bedeutung, weil die hier benutzten Wärmeflussgeber sehr kleine Flächen aufweisen. Es ist also zu erwarten, dass die von diesen Gebern gemessenen Wärmeübergangszahlen bei sonst gleichen Bedingungen, wie z.B. gleich grosse Temperaturdifferenzen und Strömungsgeschwindigkeiten viel höher ausfallen, als die effektiven mittleren Wärmeübergangszahlen einer sehr grossen Fläche.

Anhand der schematischen Skizze (*Abb. 4*) sei der Vorgang der Wärmeübertragung der Heissfolie erläutert. Längs der festen Wand P ströme ein Gas mit einer z.B. turbulenten Grenzschicht, deren Geschwindigkeitsprofil den auf der linken Seite der Skizze gezeigten Verlauf hat (ein gemessenes Geschwindigkeitsprofil an einer längs angeströmten Wand zeigt *Abbildung 5*). In Wandnähe muss die Geschwindigkeit U_∞ auf den Wert Null an der Wand absinken, wobei der turbulente Austausch durch die Anwesenheit der Wand unterbunden wird. Man kann sich nach *Prandtl* vereinfacht vorstellen, dass unmittelbar an der Wand eine laminare Randschicht der Dicke δ_r vorhanden ist, in der die Geschwindigkeit linear mit der Entfernung y anwächst, also $u = u_r(y/\delta_r)$ ist. Der Übergang in den Bereich der ungestörten Strömung folgt näherungsweise dem Ansatz $u = U_\infty (y/\delta)^{1/2}$, der ebenfalls von *Prandtl* stammt. Ein Zahlenbeispiel, übernommen von *Eckert* [1, S. 86], soll die Größenverhältnisse der eigent-

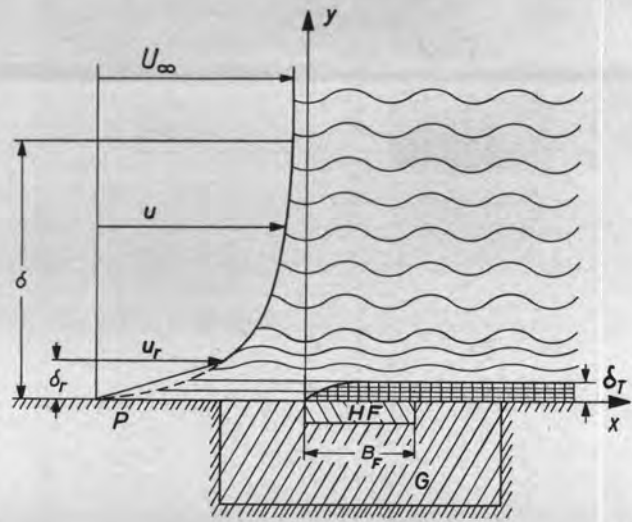


Abb. 4. Schematische Darstellung der Wärmeübertragung einer Heissfolie

- P Wand
- HF Heissfolie
- G Geber
- δ Strömungsgrenzschichtdicke
- δ_r laminare Unterschicht
- δ_T Temperaturgrenzschicht

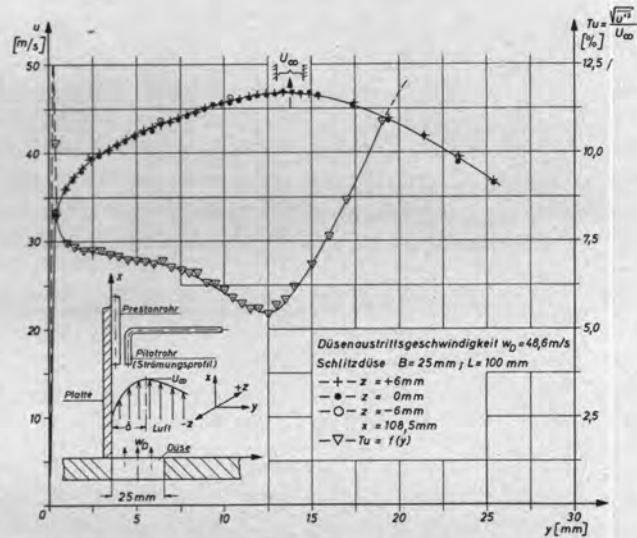


Abb. 5. Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile an einer tangential angeströmten Platte

lichen Grenzschicht δ und der laminaren Unterschicht δ_r veranschaulichen. Eine Platte, die von turbulenter Luft von 20°C und 1 at mit einer Geschwindigkeit von 10 m/s längs angeströmt wird und bei der die Grenzschicht vom Plattenanfang an turbulent ist, weist in einem Abstand von 30 cm vom Plattenanfang eine Grenzschicht von $\delta = 10$ mm auf. Die laminare Unterschicht hat an dieser Stelle eine Dicke von $\delta_r = 0,36$ mm. Wenn man diese Berechnung mit den von *Eckert* angegebenen Formeln bei sonst gleichen Bedingungen mit einer Luftgeschwindigkeit von 100 m/s durchführt, erhält man für $\delta = 6,3$ mm und für $\delta_r = 0,046$ mm.

Aus diesen Zahlenbeispielen geht hervor, wie dünn die laminare Unterschicht ist und wie stark sie sich mit der Erhöhung der Geschwindigkeit verringert. Infolge dieser geringen Dicke der laminaren Unterschicht ist die Schubspannung an der Platte und somit ihr Einfluss auf die

Wärmeübertragung stark von der Rauigkeit der Oberfläche abhängig. Wie von *Eckert* angedeutet wird, zeigen genauere Untersuchungen, dass eine Oberfläche dann als hydraulisch glatt anzusprechen ist, wenn die Höhe der Rauigkeit etwa ein Drittel der laminaren Unterschicht nicht übersteigt.

Diese Betrachtungen zeigen, welche hohen Anforderungen an die Einbaugenauigkeit eines Wärmeflussgebers gestellt werden, damit eine korrekte Messung möglich ist. Auch die unvermeidliche Überhöhung durch das Mess-element selbst sollte nach Möglichkeit die Rauigkeitshöhe der eigentlichen Wand nicht übersteigen. Beide Anforderungen sind bei einem Wärmeflussgeber mit Heissfolie weitgehend erfüllt, denn die Überhöhung der Heissfolie liegt im ungünstigsten Fall z.B. bei dem Geber nach Abbildung 1 etwa bei 15 bis 20 μ .

Die Heissfolie eines unter den oben genannten Gesichtspunkten in eine praktisch wärmeundurchlässige Wand eingebauten Gebers hat gegenüber dem strömenden Medium eine höhere Temperatur $t_w = t_L + \Delta t$. Die Wand selbst hat angenähert die Temperatur t_L . Die Temperaturerhöhung durch die Reibungswärme kann rechnerisch berücksichtigt werden. Durch den von der Heissfolie erzwungenen Wärmefluss bildet sich eine an der Vorderkante der Heissfolie *HF* beginnende Temperaturgrenzschicht (Schicht mit erhöhter Temperatur) innerhalb der Strömungsgrenzschicht aus. Diese ist in *Abbildung 4* durch Kreuzschraffur gekennzeichnet. Wenn man die in Strömungsrichtung gesehene Breite B_F der Heissfolie klein genug hält, kann man erreichen, dass die Dicke der Temperaturgrenzschicht klein bleibt. Nach Ausführungen von *Ludwig* [7] und *Herbeck* [12], die die Wärmeabgabe eines kleinen Heizelementes theoretisch und experimentell untersucht haben, kann angenommen werden, dass bei den hier vorliegenden Folienbreiten von höchstens 0,25 mm und Geschwindigkeiten bis zu 120 m/s die Temperaturgrenzschicht nur geringfügig aus der laminaren Unterschicht herausragt. Damit entfällt die Notwendigkeit, die ganze Wand auch auf die Temperatur t_w zu bringen.

Unter diesen Bedingungen darf angenommen werden, dass die an das strömende Medium abgegebene Wärmemenge, ausser durch die Temperatur der Heissfolie und die Stoffkonstanten des strömenden Mediums, nur durch den Geschwindigkeitsverlauf in unmittelbarer Wandnähe, also hauptsächlich durch die in der laminaren Unterschicht herrschende Geschwindigkeit festgelegt ist. Die in Kapitel 4 dargestellten Messergebnisse, wie auch die Messung der Wandschubspannung von *Herbeck* [12], *Ludwig* [7] und *Koch* [8] bestätigen die Richtigkeit dieser Annahme.

Die Schwierigkeiten, eine mehr oder weniger grosse Platte auf der ganzen Oberfläche gleichmässig zu heizen, sind bekannt. Die Untersuchung des Temperatureinflusses auf die Wärmeübergangszahl wurde deshalb nur in wenigen Fällen und mit einem sehr grossen Aufwand durchgeführt. Dieser Einfluss kann bei dem hier geschilderten Verfahren mit guter Näherung durch Änderung der Heissfolientemperatur, die in der Regel bis gegen 300°C einstellbar ist, untersucht werden. Unter der Voraussetzung einer genügend dünnen Temperaturgrenzschicht kann erwartet werden, dass der Geber der Temperatur t_w auch eine ganze Platte mit der Temperatur t_w simuliert.

Da abgesehen von geringen Verlusten die Wärmemenge Q nach Gleichung 2 nur der Heissfolienfläche zugeführt wird, muss bei der Ermittlung der Wärmeübergangszahl a nach Gleichung 3 deren Fläche F_G eingesetzt werden. Der durch den Geber fliessende Gleichstrom I_G wird bei der Verwendung des DISA-Konstant-Temperatur-Anemometers aus der Brückengleichspannung errechnet, die vom Gerät angezeigt wird. Es gilt

$$I_G = \frac{1,4 \text{ Brückengleichspannung } U}{100 + \text{Kabelwiderstand } R_K + \text{Betriebswiderstand } R_B} \quad (6)$$

Dabei ist der Kabelwiderstand $R_K = 0,12 \Omega/\text{m}$.

Mit dem nach Gleichung 6 berechneten Geberstrom erhält man, eingesetzt in Gleichung 2, die zugeführte Wärmemenge Q_G .

Ferner kann mit Hilfe der Gleichung 1 die Temperaturdifferenz $\Delta t = t_w - t_L$ ermittelt werden.

Die Wärmeabgabe an das strömende Medium erfolgt durch Strahlung, Leitung und Konvektion. Der Anteil der Strahlung an der Gesamtwärmeabgabe ist sehr klein, da wegen der kleinen wärmeabgebenden Oberfläche ein extrem hoher Anteil der Konvektion entsteht. Zudem ist die Temperatur t_w der Oberfläche nicht hoch. Mit einer Strahlungszahl von $C \approx 0,36 \text{ kcal/m}^2\text{h grd}^4$ für Platin und bei einer Heissfolientemperatur von $t_w = 220^\circ\text{C}$ und einer Temperatur $t_L = 20^\circ\text{C}$ des Mediums würde je nach Heissfoliengrösse der Anteil der Strahlungswärme an der Wärmeabgabe nur 0,1 bis 1,0 pro Mille betragen.

Die Wärmeverluste durch Zuleitungen werden zum grössten Teil durch elektrischen Abgleich der Brücke berücksichtigt. Es bleibt lediglich ein kleiner Anteil der Wärmeverluste der Zuleitungsstücke im Geberkörper selbst, der bei sachgemäsem Bau des Gebers ebenfalls vernachlässigbar klein ist. Man kann deshalb mit guter Näherung die zugeführte Wärmemenge der abgeführten Wärmemenge gleichsetzen. Aus Gleichung 3 ergibt sich dann schliesslich die vom Geber gemessene Wärmeübergangszahl zu

$$a_G = \frac{0,860 (1,04)^2 a' R_o R_B U^2}{F_G (R_B - R_o) (100 + R_K + R_B)^2} \quad (7)$$

In Gleichung 7 sind für einen bestimmten Geber und eine bestimmte Temperaturdifferenz bis auf die Brückengleichspannung U alle anderen Grössen konstant.

Daher kann man für Gleichung 7 auch schreiben

$$a_G = C_1 \cdot U^2 \quad (7a)$$

wobei die Konstante

$$C_1 = \frac{0,928 a' R_o R_B}{F_G (R_B - R_o) (100 + R_K + R_B)^2}$$

ist.

Bestimmt man a_G an einer beliebigen Stelle einer mit der Geschwindigkeit U_∞ längs angeströmten Platte mittels eines Gebers von 0,2 mm Folienbreite, so stellt man fest, dass bereits bei $U_\infty = 0$, also bei freier Konvektion, wegen der Kleinheit der wirksamen Fläche ausgesprochen hohe Wärmeübergangszahlen auftreten. So erhält man bei einer gegebenen Anordnung z.B. $a_G (U_\infty = 0) = 5125 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$ bei einer Temperatur der Heissfolie von $t_w = 220^\circ\text{C}$ und einer Lufttemperatur $t_L = 20^\circ\text{C}$. Mit steigender Luftgeschwindigkeit steigt die Wärmeübergangszahl zwar an, der Anstieg ist jedoch vergleichsweise schwach. Man stellt z.B. fest, dass bei einer Luftgeschwin-

digkeit $U_\infty = 109 \text{ m/s}$ die Wärmeübergangszahl nur um rund 60% auf $\alpha_G = 8295 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$ steigt.

In der Literatur konnten für vergleichbare Geber keine Werte gefunden werden. Es wurde deshalb versucht, aus der Eichgrösse, die in der *Koch*schen Arbeit [8] auf der Seite 29 in *Abbildung 49* als «Eichkurve für die Wandschubspannungsmessungen» dargestellt ist, die Wärmeübergangszahl mit den von *Koch* angegebenen Geberdaten zu berechnen. Dort wurde für die Eichgrösse $I_D^2 R_D / (t_D - t_L)$, die wie bereits in Kapitel 2 erwähnt wurde, bis auf eine Konstante identisch ist mit der nach Gleichung 3 zu berechnenden Wärmeübergangszahl, ein Messbereich etwa zwischen $1,9 \cdot 10^{-3}$ bis $3,5 \cdot 10^{-3} \text{ mA}^2 \Omega / ^\circ\text{C}$ angegeben. Wenn man mit einer Eichgrösse von $3,5 \cdot 10^{-3} \text{ mA}^2 \Omega / ^\circ\text{C}$ rechnet und für die wärmeabgebende Fläche die von *Koch* angeführte Fläche $F = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ einsetzt, erhält man für $\alpha_G = 0,003 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$. Dieser Wert kann natürlich auf keinen Fall richtig sein, weil er viel zu niedrig liegt. Die Vermutung, dass diese Eichgrösse eine falsche Dimension hat, nämlich dass von *Koch* anstatt $\text{A}^2 \Omega / ^\circ\text{C}$ aus Versehen $\text{mA}^2 \Omega / ^\circ\text{C}$ angegeben wurde, bestätigt sich durch eine Überschlagsrechnung. Denn falls die Dimension richtig sein sollte, würde der maximale Strom unter $100 \mu\text{A}$ liegen. Eine so niedrige Stromstärke würde bei diesem Platin-Iridium-Bändchen unmöglich die von *Koch* angegebene Übertemperatur von 25°C erzeugen können. Nach einer Rücksprache mit *R. Koch* über diesen Punkt im Jahre 1967 bestätigte der Verfasser, dass ihm höchstwahrscheinlich ein Dimensionsfehler unterlaufen sei und die richtige Dimension aus *Abb. 49* für die Eichgrösse $I_D^2 R_D / (t_D - t_L)$ wohl $\text{A}^2 \Omega / ^\circ\text{C}$ sein müsse. Wenn man mit der richtigen Dimension $\text{A}^2 \Omega / ^\circ\text{C}$ rechnet, erhält man für $\alpha_G = 3000 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$ und für $\alpha_G (U_\infty = 0) = 1630 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$. Es ergeben sich also ebenfalls sehr hohe Werte für die Wärmeübergangszahlen.

Vergleicht man diese Werte mit jenen an einer grossen, gleichmässig beheizten Platte, so stellt man zweierlei fest. Erstens sind, wie Gleichung 5 erwarten lässt, die absoluten Werte der Wärmeübergangszahlen sehr viel kleiner. Zweitens ist, verglichen mit den Wärmeübergangszahlen bei höherer Luftgeschwindigkeit, die freie Konvektion praktisch vernachlässigbar klein. Es liegt gerade deshalb nahe, eine Beziehung zu suchen zwischen der örtlichen Wärmeübergangszahl α einer grossen Platte und dem sich mit der Geschwindigkeit U_∞ ändernden Anteil der Wärmeübergangszahl

$$\alpha_{Gstr.} = \alpha_G - \alpha_G (U_\infty = 0) = C_1 (U^2 - U^2 (U_\infty = 0)) \quad (8)$$

des Heissfoliengebers.

Da die Flächenabhängigkeit der Wärmeübergangszahl nicht ausreichend bekannt ist, muss eine solche Beziehung $\alpha = f(\alpha_{Gstr.})$ messtechnisch, also durch Eichung, bestimmt werden.

5. Eichung des Wärmeflussgebers

Bei technischen Strömungen treten sowohl laminare als auch turbulente Grenzschichten auf. Deshalb müssen für die Eichung zwei voneinander unabhängige Methoden gewählt werden, die jeweils für eine der Strömungsformen charakteristisch ist.

Für die Eichung im turbulenten Bereich bietet sich die in Kapitel 1 kurz beschriebene Prestonrohrmethode nach *Achenbach* [5] an, deren Anwendungsbereich von *Fitzner* [15] durch Benutzung einer Zweilochsonde nach *Rechenberg* [10] auch auf Strömungen erweitert wurde, die einem

Druckgradienten in Strömungsrichtung aufweisen. Doch zeigen eigene, als auch bereits in [15] zitierte Messungen, dass diese Methode fragwürdig ist.

In diesem Zusammenhang sollen auch Messergebnisse erörtert werden, die mit einem Prestonrohr auf einer längsängeströmten Platte gewonnen wurden. Hierbei wurden bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten und Stellen auf der Platte die örtlichen Wärmeübergangszahlen gemessen.

Zur Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl nach der Prestonrohrmethode müssen nach *Achenbach* einige Bedingungen erfüllt werden. Zum Beispiel ist der zulässige Sondendurchmesser auf etwa $1/10$ der Grenzschichtdicke begrenzt. Es müssen also vorher Kontrollmessungen für die Grenzschichtdicke durchgeführt werden. Geschwindigkeitsprofile an einer der zwei Stellen, an der die örtliche Wärmeübergangszahl gemessen wurde, sind aus *Abbildung 5* zu ersehen. Die Platte wurde am Austritt einer 25 mm breiten Schlitzdüse von 100 mm Schlitzlänge ohne Stosskante einseitig angeordnet, wie aus der Skizze in *Abb. 5* ersichtlich ist. Hierbei stellt die Platte eine einseitig verlängerte Düsenwand dar. Man sieht, dass die Geschwindigkeitsprofile (für $z = 0 \text{ mm}$ und $z = \pm 6 \text{ mm}$ und $x_1 = 108,5 \text{ mm}$) an den betrachteten Stellen bei einer Grenzschichtgeschwindigkeit von $U_\infty = 46,8 \text{ m/s}$ ($Re_x = 3,36 \cdot 10^5$) durchweg turbulent sind. Für $Re_x < 2,5 \cdot 10^5$ konnte nicht mehr eindeutig gesagt werden, ob es sich um turbulente oder laminare Grenzschichtprofile handelt. Die Turbulenzbedingung für die Prestonrohrmethode ist also für $Re_x > 2,5 \cdot 10^5$ erfüllt. Innerhalb einer Entfernung von $z = \pm 6 \text{ mm}$ von der Düsenmittellachse decken sich die Geschwindigkeitsprofile ziemlich gut. Die endliche Düsenlänge von $L = 100 \text{ mm}$ hat bei der Entfernung x_1 (und auch bei x_2) auf die Messungen keinen Einfluss.

Ferner kann man erkennen, dass die Grenzschichtdicke $\delta = 13$ bis 14 mm beträgt. Als Grenzschichtdicke δ wird bei dieser Anordnung der Abstand y der maximalen Geschwindigkeit U_∞ von der Wand definiert. Der Abfall der Geschwindigkeit bei grösseren Entfernungen von der Platte ist durch die endliche Düsenbreite zu erklären. Ähnliche Geschwindigkeitsprofile wurden auch bei höheren Geschwindigkeiten und bei der zweiten Messstelle ($x_2 = 240 \text{ mm}$) gemessen.

In *Abbildung 5* ist ferner der Verlauf des Turbulenzgrades $Tu = \sqrt{u'^2} / U_\infty$ in Abhängigkeit vom Wandabstand y angegeben. Diese Messungen wurden mit einem Hitzdrahtgeber durchgeführt. In unmittelbarer Wandnähe zeigt die Längsschwankung eine Tendenz zu einem Maximum an, um anschliessend bei $y = 0$ auf den Wert Null abzufallen. Der abfallende Ast der Kurve ebenso das wahrscheinliche Maximum – gestrichelt angedeutet – konnten wegen des sehr geringen Wandabstandes nicht gemessen werden. Ähnliche Kurvenverläufe bei vergleichbaren Werten sind bei *Schlichting* [4, S. 524–525] zu finden. Abgesehen von der guten Übereinstimmung mit den in [4] gezeigten Kurven sollte diese Messung auch verdeutlichen, dass die Geschwindigkeitsprofile, trotz der kleinen Abmessungen der Wanddüse, voll turbulenten Charakter haben.

Nach Ermittlung der Grenzschichtdicke wurde für das Prestonrohr ein Aussendurchmesser von $d_A = 0,7 \text{ mm}$ gewählt. Die Bedingung $d_A < 0,1 \delta$ war somit in dem untersuchten Bereich gut erfüllt. Auch die weiteren von *Achenbach* erwähnten Bedingungen wurden genauestens eingehalten.

Insbesondere wurden die über den Druckgradienten gemachten Angaben kontrolliert. Zu diesem Zweck wurden an beiden Messstellen die statischen Drücke in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit U_∞ ermittelt. Bei $U_\infty = 130 \text{ m/s}$ an der Messstelle x_1 wurde z. B. ein statischer Druck von $17,5 \text{ mm WS}$ und an der Messstelle x_2 bei $U_\infty = 122 \text{ m/s}$ ein statischer Druck von 31 mm WS gemessen. Diese Messungen zeigen, dass ein schwacher Druckgradient vorhanden ist. Die statischen Drücke wurden, wie die Bedingung vorschreibt, von den Gesamtdrücken, die das Prestonrohr anzeigt, abgezogen, so dass die Staudrücke

zur Verfügung standen. Aus diesen wurden dann mit Hilfe der von *Achenbach* angegebenen universellen Eichkurve die endgültigen Wärmeübergangszahlen α_{Pr} ermittelt. *Abbildung 6* zeigt die Messergebnisse von drei Versuchsreihen. Die Messpunkte liegen mit geringer Streuung auf einer Geraden, die durch die Gleichung

$$Nu_{x,Pr} = 0,011 Re_x^{0,87} \quad (9)$$

dargestellt werden kann. *Achenbach* erhielt aus seinen Messungen die Beziehung

$$Nu_{x,Pr} = 0,03 Re_x^{0,8} \quad (10)$$

Gleichung 10 stimmt mindestens bezüglich der Re_x -Abhängigkeit mit Gleichung 11 bzw. 11a überein, während die eigenen Messungen gemäss Gleichung 9 eine merklich andere Abhängigkeit ergaben. Zusätzliche Messungen mit Kanülen von nur 0,25 mm Durchmesser in Prallstrahlströmungen in grösserer Entfernung vom Staupunkt ergaben noch andere Exponenten für die Re_x -Abhängigkeiten, nämlich $m = 0,85$ bis $0,90$. Messungen mit Heissfoliengebern ergaben hingegen einen Expo-

ponenten $m = 0,5$. Es ist daraus zu schliessen, dass die Prestonrohrmethode in Strömungen mit Druckgradienten nicht allgemein anwendbar ist. Bedenken in dieser Richtung hat bereits *Fitzner* [15] selbst zitiert, ohne ihnen grosse Bedeutung beizumessen. Kürzlich hat *Eifler* [16] die Begrenzung der Anwendbarkeit der Prestonrohrmethode beim Vorliegen eines Druckgradienten ausführlich behandelt.

Die ursprüngliche Absicht, die Heissfoliengeber im turbulenten Strömungsbereich nach der erweiterten Prestonrohrmethode zu eichen, wurde deshalb fallengelassen. Es erschien zuverlässiger, der Eichung eine der Messanordnung entsprechende halbempirische, jedoch möglichst bestätigte Gleichung zugrunde zu legen. Eine derartige Gleichung wird von *Eckert* [1, S. 134] angegeben. Sie lautet

$$\frac{Nu_x}{Re_x Pr} = \frac{0,0297 Re_x^{-1/5}}{1 + 0,87 A' Re_x^{-1/10} (Pr-1)} \quad (11)$$

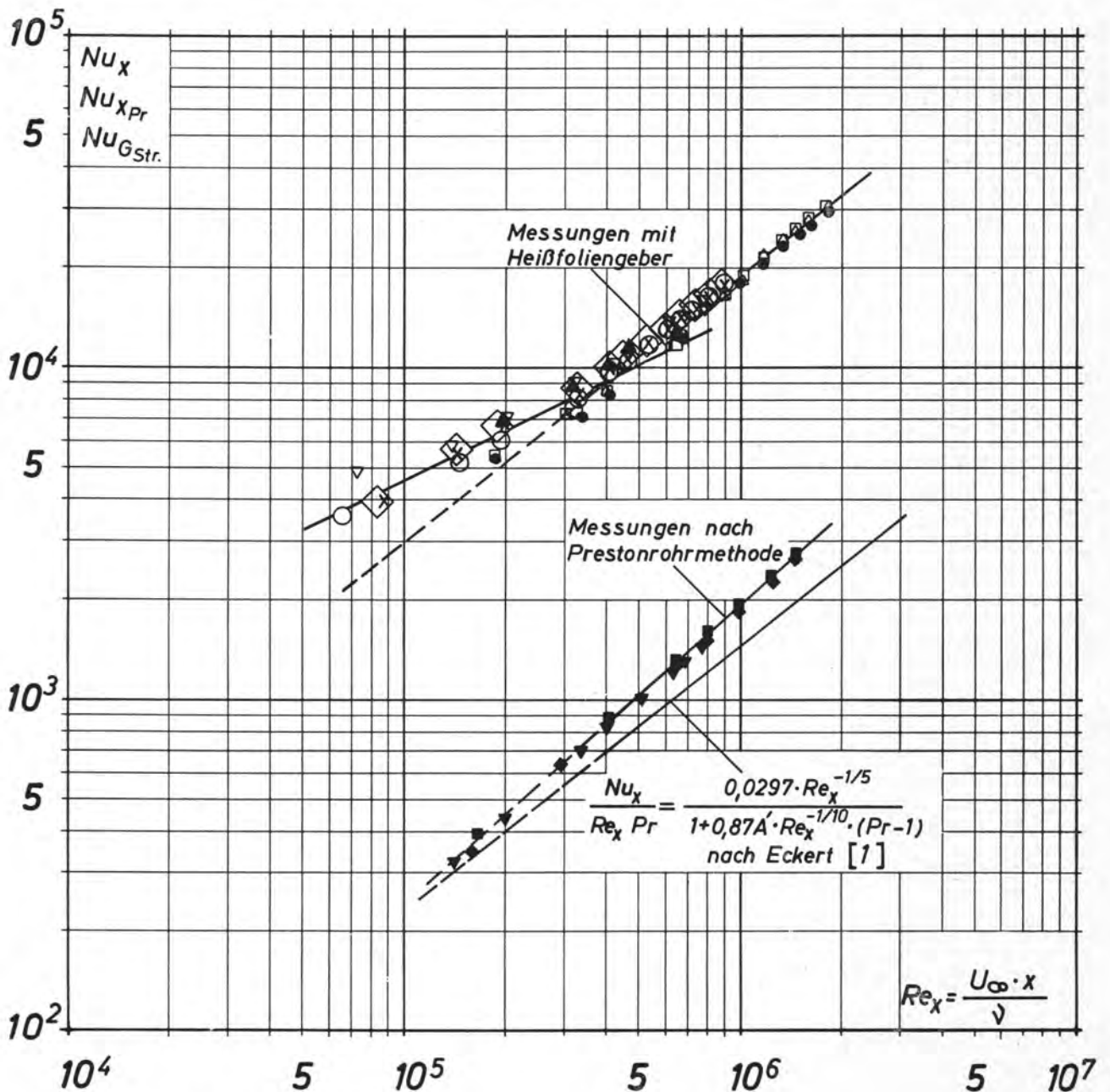


Abb. 6. Örtliche Nusselt-Zahlen der in Tabelle 1 zusammengestellten Messungen

Darin ist $A' = 1,5 \cdot Pr^{-1/4}$. Setzt man $Pr = 0,713$ für Luft von 20°C und 760 Torr, erhält man annähernd

$$Nu_x = 0,0234 Re_x^{0,8} \quad (11a)$$

Diese Gleichung wurde in einer Anordnung, die eine volle Turbulenz von $x = 0$ an aufwies, von Sugawara und Sato [25] bestätigt.

Die in der Messeinrichtung nach *Abbildung 5* gewonnenen Ergebnisse sind in *Abbildung 6* dargestellt und in Vergleich gebracht mit den Messergebnissen der Prestonrohrmethode und den Werten nach Gleichung 11. Die jeweiligen Parameter wurden in *Tabelle 1* zusammengestellt. Als Strömungsmedium bei den Wärmeübergangsmessungen wurde Luft bei Raumtemperaturen verwendet.

In der oberen Bildhälfte findet man die Messergebnisse des Heissfoliengebers. Die Wärmeübergangszahlen liegen sehr hoch, da beim in die Platte eingebauten Geber die in Kapitel 4 angeführte Flächenabhängigkeit wirksam ist. Wie *Tabelle 1* zeigt, wurde die Temperatur der Heissfolie im Bereich von $t_w = 75^\circ\text{C}$ bis $t_w = 220^\circ\text{C}$ variiert. Die Messwerte zeigen keinen erfassbaren Einfluss der Heissfolientemperatur auf die Wärmeübergangszahl.

Oberhalb einer Reynolds-Zahl $Re_x = 4 \cdot 10^5$ lassen sich die Messwerte durch die Gleichung

$$Nu_{Gstr.} = 0,304 Re_x^{0,8} \quad (12)$$

sehr gut beschreiben, während unterhalb dieser Reynolds-Zahl die Gleichung

$$Nu_{Gstr.} = 14,2 Re_x^{0,5} \quad (13)$$

Symbol	t_w °C	x mm	Messmethoden
— ▲ —	75,2	108,5	DISA- Heissfoliengeber Typ 55A92
— ○ —	122,8	108,5	
— × —	171,6	108,5	
— ◇ —	217,8	108,5	
— ▽ —	220,2	108,5	
— □ —	124,3	240,0	
— △ —	175,4	240,0	
— ● —	215,4	240,0	
— ■ —	22,0	108,5	
— ◆ —	22,0	240,0	
— ▼ —	22,0	108,5	

Tabelle 1. Parameter zu den in *Abbildung 6* dargestellten örtlichen Nusselt-Zahlen

mit guter Näherung gilt. Der Geber zeigt also den Umschlag von der laminaren zur turbulenten Grenzschicht an. Wird vorerst nur der turbulente Bereich betrachtet, so kann man sofort die Gleichung 12 mit der Gleichung 11a in

Beziehung bringen. Es ergibt sich ein konstanter Wert für das Verhältnis K_1 der beiden Nusselt-Zahlen

$$K_1 = Nu_x / Nu_{Gstr.} = \frac{1}{13} \quad (14)$$

Da die beiden Nusselt-Zahlen mit den gleichen kennzeichnenden Grössen λ und x gebildet wurden, gilt demnach auch

$$\alpha = K_1 \alpha_{Gstr.} \quad (14a)$$

Damit ist die Eichgleichung für den turbulenten Bereich gegeben. Um die effektiven Wärmeübergangszahlen α zu erhalten, müssen also $\alpha_{Gstr.}$ -Werte mit einem Eichfaktor $K_1 = 1/13 = 0,0769$ multipliziert werden. Bezogen auf K_1 beträgt die maximale Streuung der einzelnen Messwerte rund $\pm 13\%$.

Wendet man den gleichen Faktor für die Umrechnung der im laminaren Bereich gültigen Beziehung aus Gleichung 13 an, so ergibt sich für die örtliche Nusselt-Zahl

$$Nu_x = 1,09 Re_x^{0,5} \quad (15)$$

Geht man von der Theorie der laminaren Strömung aus, so erhält man mit $Pr = 0,713$

$$Nu_x = 0,296 Re_x^{0,8} \quad (15a)$$

und damit um den Faktor 3,7 kleinere Werte.

Nun gilt Gleichung 15a für eine Plattenströmung ohne Druckgradienten und den Turbulenzgrad $Tu = 0$, während die Eichströmung im Messbereich durch einen Druck-

gradienten $\frac{dp}{dx} > 0$ und eine beträchtliche Turbulenz in unmittelbarer Wandnähe (d.h. bei $y = 0,2 \delta$) in der Grössenordnung von $Tu = 7\%$ gekennzeichnet ist, wie bereits in *Abbildung 5* gezeigt wurde. Solche Strömungen ergeben gegenüber Gleichung 15a, wie z.B. *Schlichting* [4, S. 290] anhand eines senkrecht angeströmten Kreiszyllinders anführt, höhere Wärmeübergangszahlen. Bei einem Turbulenzgrad $Tu = 2,5\%$ ergaben sich z.B. um etwa 80% höhere Nusselt-Zahlen. Unter der Voraussetzung eines Druckgradienten führt eine Erhöhung der Turbulenz auch im Falle der ebenen Platte zu höheren Nusselt-Zahlen, wie *Kestin, Maeder* und *Wang* [26] und später *Büyüktür, Kestin* und *Maeder* [27] an einer beschleunigten Strömung zeigten. Sie fanden in einem Bereich, der dem in *Abbildung 6* gezeigten laminaren Bereich der Eichströmung etwa entspricht, bei Turbulenzgraden in unmittelbarer Wandnähe ($y = 0,2 \delta$) von 5,4% bzw. 6,9% Nusselt-Zahlen, die sehr nahe bei jenen liegen, die durch Gleichung 15 gegeben sind.

Die vorstehenden Darlegungen weisen darauf hin, dass der Heissfoliengeber auch im laminaren Bereich brauchbar ist und dass der Eichfaktor $K_1 = 1/13$ auch hier gilt. Diese Annahme soll im folgenden mittels einer Eichung in einer Staupunktströmung noch erhärtet werden.

Theoretisch exakt lässt sich die Wärmeübergangszahl für laminare, ebene Keilströmungen nach folgender Formel bestimmen (s. *Eckert* [20]):

$$\alpha_{lamz} = \frac{A \lambda}{\sqrt{2-\beta}} \sqrt{\frac{w_x}{v x}} \quad (16)$$

Dabei ist w_x als örtliche Geschwindigkeit am äusseren Rand der Grenzschicht und x als Entfernung vom Stau-

punkt definiert. Für die als Temperaturanstieg genannte Grösse A wird von Eckert folgende Näherungsformel angegeben, die für β -Werte grösser als Null mit einer grössten Abweichung von 2% gilt

$$A = 0,56 (\beta + 0,2)^{0,11} Pr^{0,35 + 0,02\beta} \quad (17)$$

β ist ein Formparameter und bekommt je nach dem Öffnungswinkel des umströmten Keiles verschiedene Werte. Für senkrecht angeströmte Platten, also für einen Öffnungswinkel von 180° , hat er den Wert $\beta = 1$. Mit $Pr = 0,713$ erhält man nach Gleichung 17 für den Temperaturanstieg $A = 0,50$.

Bei der zweidimensionalen Staupunktströmung, die dem Potentialansatz $\Phi = \frac{a}{2} (x^2 - z^2)$ entspricht, gilt für die horizontale Geschwindigkeitskomponente, welche die wandparallele Geschwindigkeit darstellt,

$$w_x = ax \quad (18)$$

Gleichfalls gilt für die vertikale Geschwindigkeitskomponente, welche den Geschwindigkeitsverlauf längs der in den Staupunkt laufenden Stromlinie darstellt,

$$w_z = -az \quad (19)$$

Mit $A = 0,50$ und $a = \frac{w_x}{x}$ erhält man schliesslich aus Gleichung 16 folgende Beziehung:

$$\alpha_{lam_E} = 0,50 \lambda \sqrt{\frac{a}{\nu}} \quad (20)$$

Will man die einer Potentialströmung entsprechende Staupunktströmung einer Eichung zugrunde legen, ergibt sich die selbstverständliche Bedingung, dass die wirkliche Strömung zumindest im engsten Staupunktbereich jener genügend genau entspricht. Dieser Bereich kann in gewissen Fällen auch ohne die Kenntnis des effektiven Wertes der Wärmeübergangszahl einfach aus den Verläufen der gemessenen Wärmeübergangszahl $\alpha_{Gstr.}$ des Gebers in x -Richtung bei verschiedenen Plattenabständen und bei einer konstanten Düsenaustrittsgeschwindigkeit – also mittels der Funktion $\alpha_{Gstr.} = f(x/B, Z/B)$ – festgestellt werden.

Da der Geschwindigkeitsgradient a in Gleichung 20 eine Konstante ist, hängt α_{lam_E} nicht vom Staupunktabstand x bzw. x/B ab. Zeigt der Geber bei einer Prallstrahlströmung in unmittelbarer Umgebung des Staupunktes eine konstante Wärmeübergangszahl an, dann darf auf Übereinstimmung geschlossen werden. Es ist dabei zu beachten, dass ein geringer Turbulenzgrad Voraussetzung der theoretischen Ableitung von α_{lam_E} ist.

In weitaus den meisten Fällen, besonders jedoch dann, wenn kleine Düsenbreiten vorliegen, ist es schwierig oder gar unmöglich zu entscheiden, ob die Bedingung einer konstanten Wärmeübergangszahl erfüllt ist.

Es ist deshalb ein eindeutiges Kriterium erwünscht, das wie folgt gewonnen werden kann.

Setzt man Gleichung 19 in Gleichung 20 ein, so ergibt sich

$$\alpha_{lam_E} = 0,50 \lambda \sqrt{\frac{w_z}{\nu}} \frac{1}{\sqrt{z}} \quad (20a)$$

Hält man $w_z = \text{konst.}$, so folgt

$$\alpha_{lam_E} = \frac{\text{Konst.}}{\sqrt{z}} \quad (20b)$$

Variiert man z , so nimmt α_{lam_E} – einer Hyperbel höherer Ordnung folgend – mit wachsendem z ab.

Überträgt man diese Überlegung auf die Prallstrahlströmung unter der Annahme, $z = Z$ sei der Abstand zwischen der Platte und der Düse, dann ist w_z nicht identisch mit der Austrittsgeschwindigkeit w_D . Es gilt, wie auch aus *Abbildung 7* hervorgeht, $w_D < w_z$.

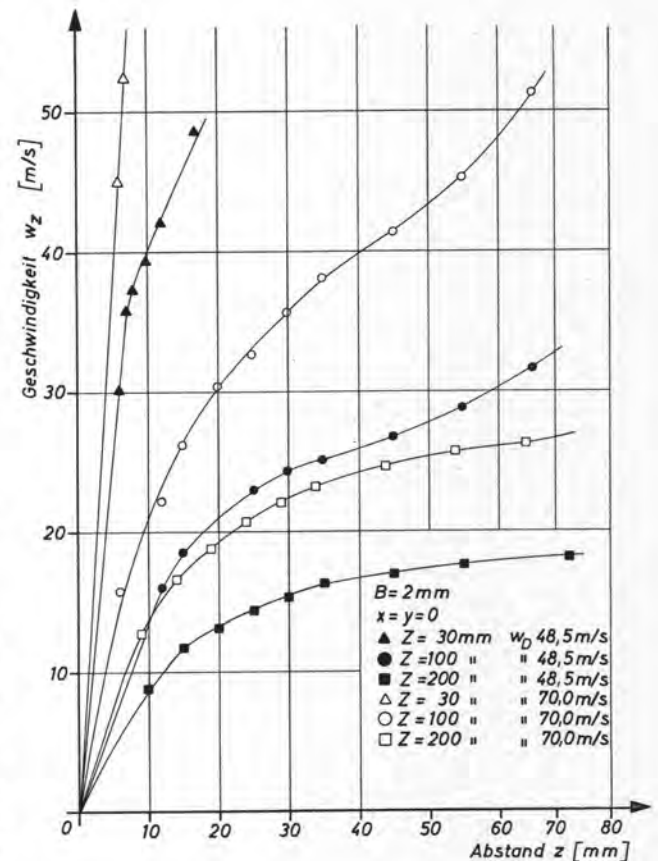


Abb. 7. Geschwindigkeitsprofile zur Bestimmung des Geschwindigkeitsgradienten a bei $x = 0$ (Düsentyp 1/2)

Allgemein kann man schreiben

$$w_z = C \cdot w_D \quad (21)$$

In Gleichung 20a eingesetzt folgt

$$\alpha_{lam_E} = 0,50 \lambda \sqrt{\frac{C \cdot w_D}{\nu Z}} \quad (22)$$

Damit eine völlige Übereinstimmung gegeben ist, muss C eine Konstante sein. Mit anderen Worten heisst das, dass nur Prallstrahlströmungen für die Eichung des Gebers herangezogen werden dürfen, bei denen für die Wärmeübergangszahl am Staupunkt bei einer gegebenen Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D die Bedingung

$$\alpha_o = \frac{\text{Konst.}}{\sqrt{Z}} \quad (23)$$

Tabelle 2. Zusammenstellung der Messergebnisse der Eichung des Heissfoliengebers im Staupunkt von zweidimensionalen Prallstrahlströmungen. Die benutzten Messwerte sind teilweise in den Abbildungen 7, 8 und 9 dargestellt. Die mit * bezeichneten Werte wurden durch Interpolation (Abb. 8) gewonnen.

	Düsentyt 1						Düsentyt 2							
Düsenbreite B [mm]	2	2	2	2	2	2	5	8	10	10	15	1,6	1,6	1,6
Plattenabstand Z [mm]	30	100	200	30	100	200	100	100	100	130	200	30	100	100
Dimensionsloser Plattenabstand Z/B	15	50	100	15	50	100	20	12,5	10	13	13,33	18,75	62,5	62,5
Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D [m/s]	48,5	48,5	48,5	70	70	70	48	47,6	47,8	47,8	48	48,2	48,2	70
Geschwindigkeitsgradient a [1/s]	5130	1350	1050	7500	2500	1560	3400	3500	3300	2700	2380	4350	1500	2250
Wärmeübergangszahl $\alpha_{lam,B}$ [kcal/m ² h°C], Gleichung 20	204	105	92	246	142	112	166	168	163	148	139	187,5	110	135
Wärmeübergangszahl des Gebers am Staupunkt $\alpha_{Gstr.o}$ [kcal/m ² h°C]	2600	1534	1183	2925*	1807	1391	2106	2184	2067	2080*	1716*	2535	1410	1755
Eichfaktor K_2 ($K_2 = \alpha_{lam,B}/\alpha_{Gstr.o}$)	0,0785	0,0684	0,0778	0,0841	0,0786	0,0805	0,0788	0,0769	0,0789	0,0712	0,0810	0,074	0,0781	0,0769
Prozentuale Abweichung von $K_1 = 1/13 = 0,0769$ bezogen auf K_2 [%]	-2,0	+12,4	-1,1	-8,5	-2,1	-4,5	-2,4	± 0	-2,5	+8,1	-5,0	+4,0	-1,4	± 0
Effektive Wärmeübergangszahl am Staupunkt $\alpha_o = K_1 \cdot \alpha_{Gstr.o}$ [kcal/m ² h°C]	200	118	91	225	139	107	162	168	159	160	132	195	108,5	135

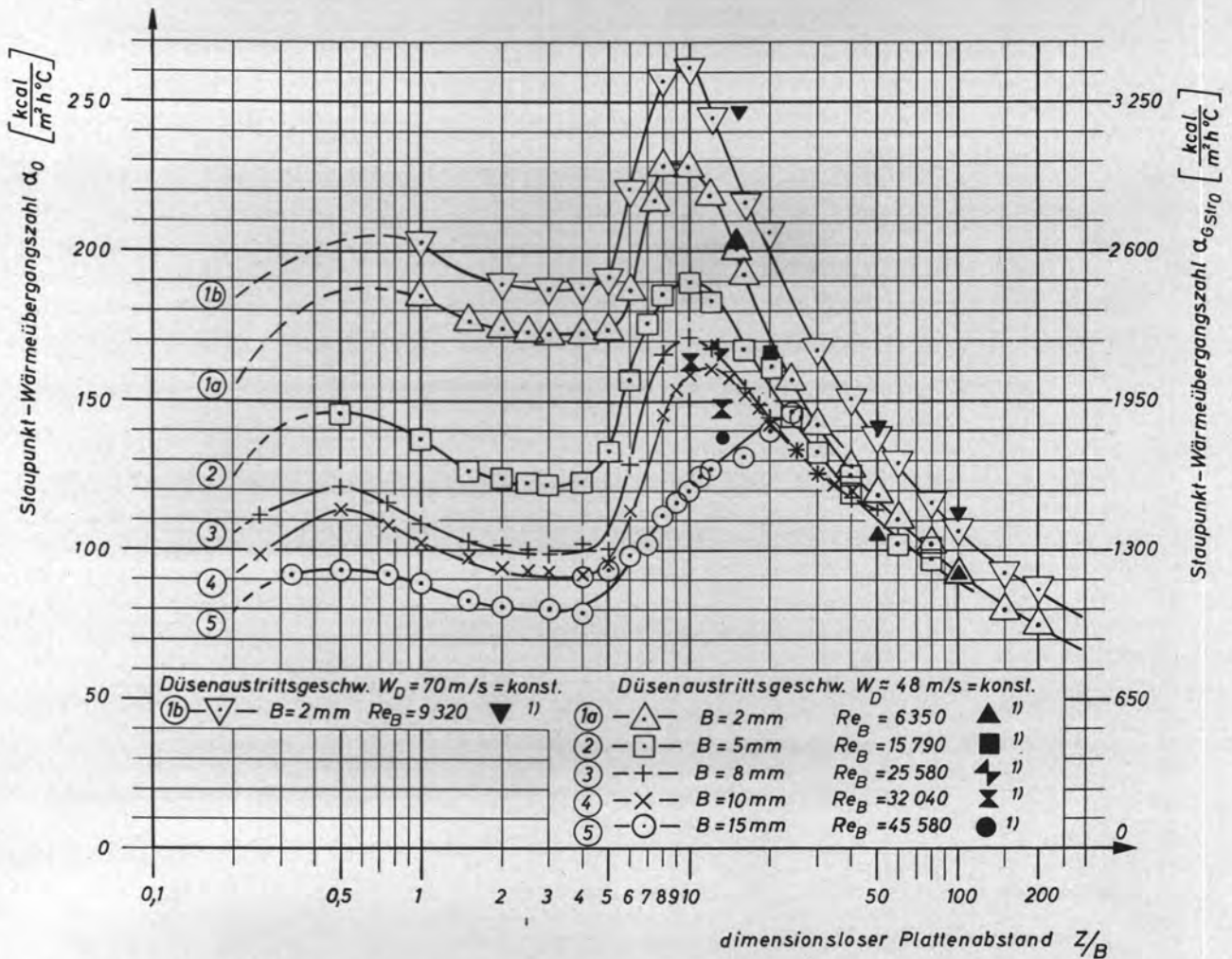


Abb. 8. Wärmeübergangszahl $\alpha_o = K_1 \cdot \alpha_{Gstr.o}$ am Staupunkt, mit $K_1 = 1/13$ (Düsentyt 1/i)
 1) Nach Gleichung 20 berechnete Werte

erfüllt ist. Setzt man voraus, dass $\alpha_o = K_2 \cdot \alpha_{Gstr.o}$ sei, folgt

$$\alpha_{Gstr.o} = \frac{\text{Konst.}}{K_2 \sqrt{Z}} \quad (24)$$

Kriterium ist demnach der Verlauf von $\alpha_{Gstr.o} = f(Z/B)$. Abbildung 8 stellt einige derartige Verläufe dar. Es ist erkennbar, dass bei den Anordnungen, die den Messungen

zugrunde lagen, für kleine Z/B -Werten die Gleichung 23 nicht erfüllt ist und eine Übereinstimmung erst bei verhältnismässig grossen Plattenabständen erwartet werden darf, nämlich dann, wenn die Messwerte monoton abfallen. Bei den vorliegenden Versuchsanordnungen beginnt der Abfall meistens bei $Z/B \approx 10$. Einige der nach Gleichung 20 gerechneten Wärmeübergangszahlen sind in Tafel 2 zusammengefasst und mit den

Messwerten von $\alpha_{Gstr.o}$ verglichen. Es zeigt sich, dass auch in diesem Bereich von Z/B mit guter Übereinstimmung

$$\frac{\alpha_o}{\alpha_{Gstr.o}} = \frac{\alpha_{1amg}}{\alpha_{Gstr.o}} = K_2 = \frac{1}{13} = K_1 \quad (25)$$

geschrieben werden darf. Damit ist bewiesen, dass der Heissfoliengeber unabhängig von der Strömungsform und -art korrekte Messwerte liefert.

Die Tabelle 2 zeigt auch die Werte von $a = -w_z/z$, die zur Berechnung der Wärmeübergangszahl nach Gleichung 20 durch Profilmessungen gewonnen wurden.

In Abbildung 7 sind beispielsweise einige Geschwindigkeitsprofile und in Abbildung 9 die dazugehörigen Wärmeübergangszahlen $\alpha_{Gstr.o}$ am Staupunkt gezeigt. Die Kurven in Abbildung 9 wurden mit einem x - y -Schreiber aufgenommen. Über die Verarbeitung der Messwerte wird im Kapitel 6 noch zu sprechen sein.

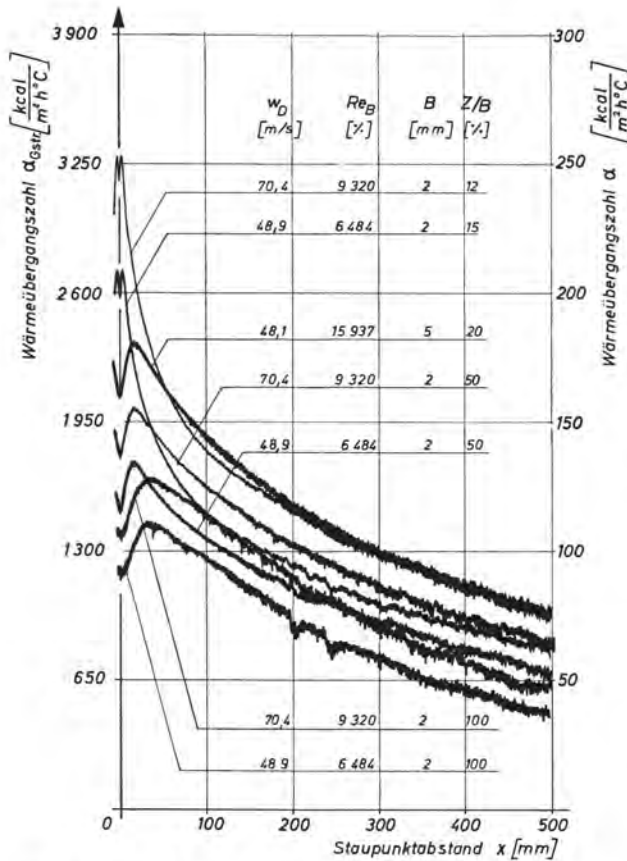


Abb. 9. Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für verschiedene Geschwindigkeiten w_D und Plattenabstände (Düsentypen 1/2 und 1/5)

Für die gute Übereinstimmung nach Gleichung 25 ist nicht zuletzt die Turbulenzarmut des Prallstrahles verantwortlich, die wesentlich von der Form der Düsen bestimmt wird. Ihre Profile wurden für einen konstanten Druckgradienten längs der Düsenachse bei adiabatischer Expansion gerechnet. Abbildung 10 zeigt beispielsweise drei Düsenprofile. Es wurden sowohl freistehende als auch in Platten eingefräste Profile verwendet.

Durch diese Formgebung stellten sich bei allen Düsen unerwartet niedrige Turbulenzgrade ein, die fast unabhängig von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit am Düsenaustritt zwischen 0,2 und 0,7% lagen. Die Düsen wiesen deshalb auch hohe Kernlängen auf, die beim 5- bis 8fachen

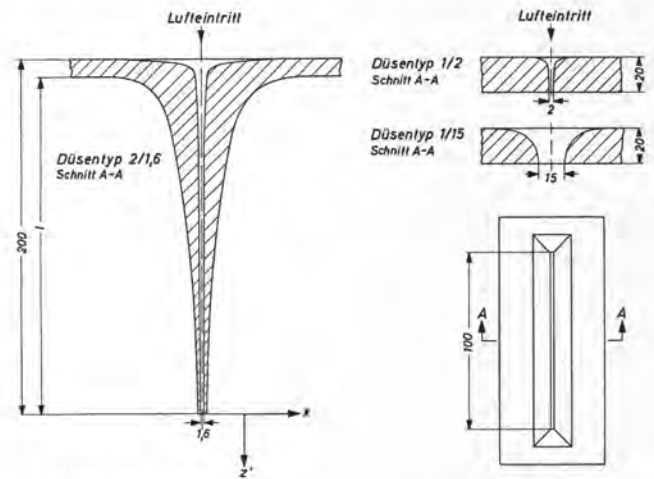


Abb. 10. Düsenprofile (Die seitlichen Abschlüsse der 100 mm langen Düsen weisen jeweils das Schnitt A-A bildende Profil auf)

der Düsenbreite lagen. Näheres ist in [21] und [22] zu finden.

Die Eichung eines Wärmeflussgebers, der in einer senkrecht angeströmten Platte (runder Prallstahl) am Staupunkt bündig eingebaut war, scheint zum ersten Male von Kizaoi [6] durchgeführt worden zu sein. Allerdings nur für einen konstanten Plattenabstand von $Z = 50$ mm und für einen Düsendurchmesser von $D = 15$ mm ($Z/D = 3,33$). Bei dieser Anordnung sind die oben angeführten Eichkriterien sehr wahrscheinlich nicht erfüllt. Dass seine Eichung trotzdem richtig erscheint, liegt mit grosser Wahrscheinlichkeit daran, dass er wegen des verhältnismässig grossen Durchmessers (9 mm) der aktiven Fläche seines Gebers einen Mittelwert gemessen hat, der zufällig dem theoretischen Wert entsprach. Dass diese Annahme nicht abwegig ist, lässt sich anhand der Mittelwerte (α_{mi}) im Staupunktbereich nach Abbildung 16 der vorliegenden Arbeit ableiten. Auch dort entsprechen sie, wie Abbildung 18 zeigt, rein zufällig den theoretischen Werten. Die Ausgleichsgerade 1 in Abbildung 18 kann nämlich nach Gleichung 20 errechnet werden, indem man für den Geschwindigkeitsgradienten die Beziehung

$$a = [1,022 - 0,0236(Z/B)] w_D/B \quad (26)$$

einsetzt, die mit $\pm 10\%$ Abweichung in einem Bereich von $Z/B = 2$ bis 10 und $w_D < 120$ m/s für Düsentyp 1/10 und 1/15 experimentell ermittelt wurde.

Zur Eichung benutzte Kizaoi ebenfalls Gleichung 16. Für den Ausdruck w_x/x setzte er die von Schrader [17] für rotations-symmetrische Prallstrahlen experimentell gefundene Gleichung

$$a = [1,04 - 0,034(Z/D)] w_D/D \quad (27)$$

die für den Bereich $Z/D = 1$ bis 10 gilt. Für den Temperaturanstieg A dagegen setzte er fälschlicherweise Gleichung 17 ein, die von Eckert [20] für zweidimensionale Keilströmungen abgeleitet wurde. Die Gleichung für A wurde zudem in zweifacher Hinsicht fehlerhaft angewandt. Erstens erscheint in [6] der additive Teil des Exponenten der Prandtl-Zahl « $+0,02\beta$ » als ein additives Glied der Hauptgleichung. Mit dem Formparameter $\beta = 1$ und mit $Pr = 0,713$ erhält er dann $A = 0,526$ (Gl. 49 in [6]). Die korrekte Eckertsche Gleichung ergibt jedoch $A = 0,50$. Dies würde bedeuten, dass Gleichung 16 bzw. Gleichung 20 in unveränderter Form auch für rotationssymmetrische Staupunktströmungen gültig sei. Dies ist jedoch nicht der Fall und damit entsteht ein zweiter Fehler. Die Erweiterung der von Eckert aufgestellten Theorie auf rotationssymmetrische laminare Grenzschichten erfolgte insbesondere durch die Arbeiten von Mangler [23] und später von Schub [24] (vgl. auch

Schlichting [4], S. 229). Die in [24] angeführte Gleichung für die Berechnung von Wärmeübergangszahlen in rotationssymmetrischen, laminaren Grenzschichten ist zwar exakt, aber recht kompliziert aufgebaut. Nach der Ausführung von Schub ([24, S. 42, zu Gl. 25a) liegt es nahe, die Gleichung 16 von Eckert für den rotationssymmetrischen Fall durch Multiplikation mit dem Zahlenfaktor $\sqrt{2}$ aus dem zweidimensionalen Fall der senkrecht angeströmten Platte abzuleiten. Man würde erhalten:

$$\alpha_{lamR} = \sqrt{2} \alpha_{lamR}(\text{Platte}) = \sqrt{2} A \lambda \sqrt{\frac{a}{\nu}} \quad (28)$$

Dabei ist bei der Berechnung von A nach Gleichung 17 als Formparameter $\beta = 0,5$ entsprechend dem Transformationsansatz von Mangler einzusetzen.

Die Grösse $Pr^{1/3} \cdot G(A^*, p)$ in der Beziehung von Schub - [24], S. 42 Gl. 25a - ist gleichbedeutend mit dem Temperaturanstieg A von Eckert [20]. Dies kann anhand von Abbildung 3 in [24] leicht überprüft werden, indem man für den Parameter $A^* = 0,0854$ (ebener Staupunkt) bzw. $A^* = 0,0622$ (rotationssymmetrischer Staupunkt) die Hilfsgrösse G bei $p = Pr^{-1/3}$ abliest und mit den Werten nach Gleichung 17 vergleicht. Es ergibt sich, dass mit guter Näherung $Pr^{1/3} \cdot G(A^*, p)$ [Schuh] = A [Eckert] geschrieben werden kann. Da die Eckertsche Näherungsgleichung für A bereits sehr genau ist, ist Gleichung 28 als Arbeitsgleichung ihrer Einfachheit halber vorzuziehen.

Mit $Pr = 0,713$ und $\beta = 0,5$ ergibt sich nach Gleichung 17 $A = 0,476$. Für die Wärmeübergangszahl im Staupunkt einer laminaren rotationssymmetrischen Plattenströmung erhält man schliesslich nach Gleichung 28 die einfache Beziehung

$$\alpha_{lamR} = 0,673 \lambda \sqrt{a/\nu} \quad (28a)$$

Kezios [28] benutzt für die Berechnung von α_{lamR} eines rotationssymmetrischen Prallstrahles eine Beziehung, die von Sibulkin [29] unter Anwendung der exakten Lösung der Energiegleichung abgeleitet wurde. Durch graphische Integration der in [29] Temperaturgradient genannten Grösse $g'(\theta)$ für $Pr = 0,72$ erhielt Kezios die in der vorliegenden Arbeit mit Gleichung 28a gegebene Beziehung mit einer Zahlenkonstanten $C = 0,671$ (Kezios [28] Gleichung 61, S.39). Auch hier liegt eine sehr gute Übereinstimmung mit Gleichung 28a vor.

Unter Voraussetzung gleicher a-Werte für beide Strömungsarten liegt demnach die Wärmeübergangszahl im Staupunkt einer rotationssymmetrischen Strömung rund 34% höher als die Wärmeübergangszahl im Staupunkt einer zweidimensionalen Strömung, wie der Vergleich zwischen Gleichung 20 und 28a zeigt.

Auch Koschel [30] verwendet für die Bestimmung der theoretischen Wärmeübergangszahl im Staupunkt eines rotationssymmetrischen Prallstrahles den Ansatz für eine zweidimensionale Staupunktströmung und berücksichtigt damit [23], [24], [28 und 29] nicht.

Abschliessend soll für den Fall einer vollturbulenten Strömung noch eine sehr einfache Eichmöglichkeit beschrieben werden, die ohne Kenntnis der Wärmeübergangszahl $\alpha_{Gstr.}$ der Heissfolie mit Hilfe eines an das Konstant-Temperatur-Anemometer anzuschliessenden Linearisators durchgeführt werden kann. Hierbei wird die Brückenspannung des Anemometers, die von einem in der Messstelle bündig eingebauten Wärmeflussgeber bei einer dort herrschenden Geschwindigkeit erzeugt wird, so linearisiert, dass eine lineare Beziehung zwischen der gemessenen Geschwindigkeit U_∞ und der Ausgangsspannung $U_{Alin.}$ des Linearisators besteht. U_∞ wird am genauestens aus Geschwindigkeitsprofilmessungen als maximale Geschwindigkeit ermittelt. Das Ergebnis einer solchen Messung auf der längsangeströmten Platte der in Abbil-

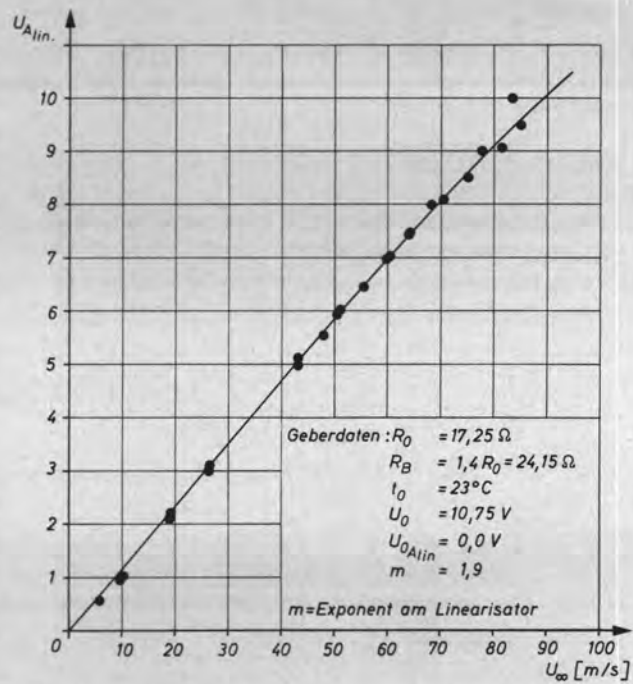


Abb. 11. Linearisierte Ausgangsspannung $U_{Alin.}$ des Anemometers

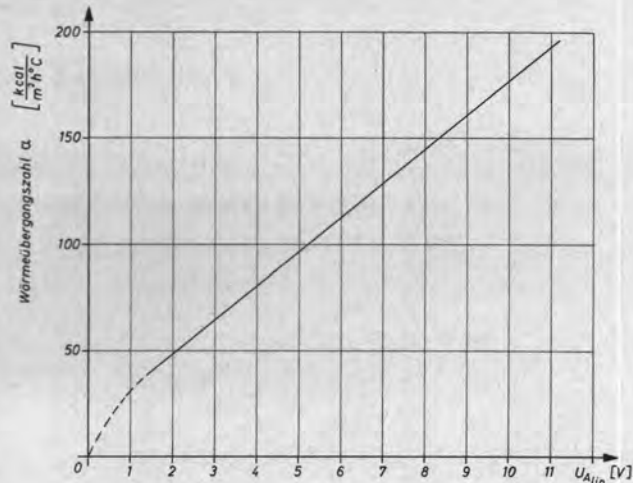


Abb. 12. Zusammenhang zwischen der linearisierten Ausgangsspannung $U_{Alin.}$ und der effektiven Wärmeübergangszahl

dung 5 dargestellten Anordnung an der Messstelle $x_2 = 240$ mm ist aus Abbildung 11 zu sehen. Wenn man mittels der Geschwindigkeit U_∞ die Wärmeübergangszahl α nach Gleichung 11 errechnet, erhält man die gesuchte Beziehung zwischen $U_{Alin.}$ und α , die in Abbildung 12 dargestellt ist.

Selbstverständlich stimmt das Ergebnis dieser Eichung mit dem Ergebnis der erstgenannten Eichmethode völlig überein.

6. Versuchseinrichtung und die Erörterung einiger Messergebnisse

Abbildung 13 zeigt die gesamte Versuchsanlage mit den benutzten Messgeräten. Das Gebläse G im Vordergrund ist mit dem Düsenkasten DK über einen Diffusor DF verbunden. Am Austritt des Düsenkastens können verschiedene Düsenböden in Einzel- oder Mehrdüsen-

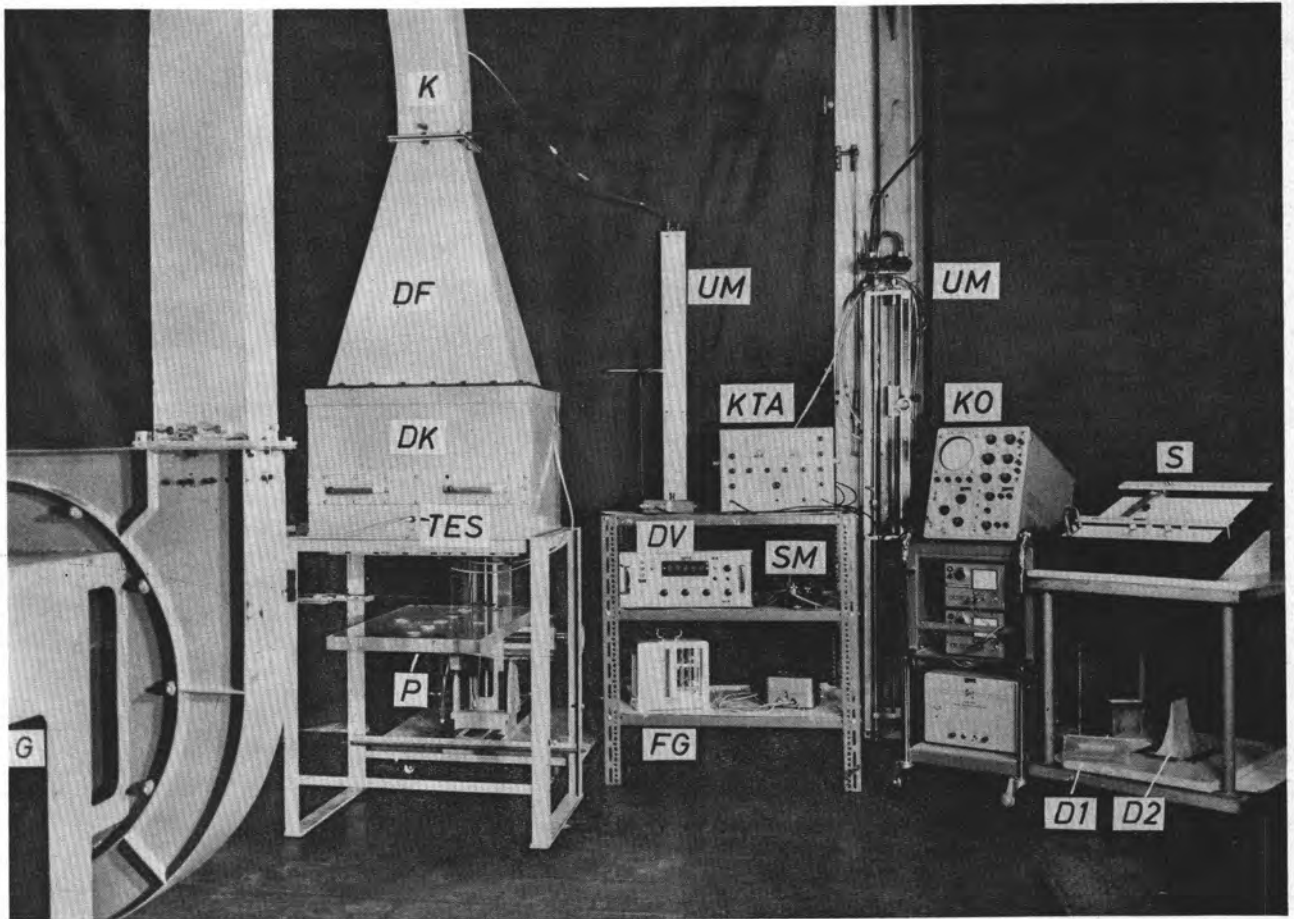


Abb. 13. Versuchsanlage

G Gebläse
DF Diffusor
DV Digitalvoltmeter
S x-y-Schreiber

DK Düsenkasten
P Plexiglasplatte
KTA Konstanttemperatur-Hitzdrahtanemometer

D1 Düsentyp 1
D2 Düsentyp 2
FG Feuchtigkeitsmessgerät
TES Temperaturmessstelle im Düsenkasten

KO Kathodenstrahl-
oszillograph
SM Schrägrohrmanometer
UM U-Rohrmanometer
K Krümmer

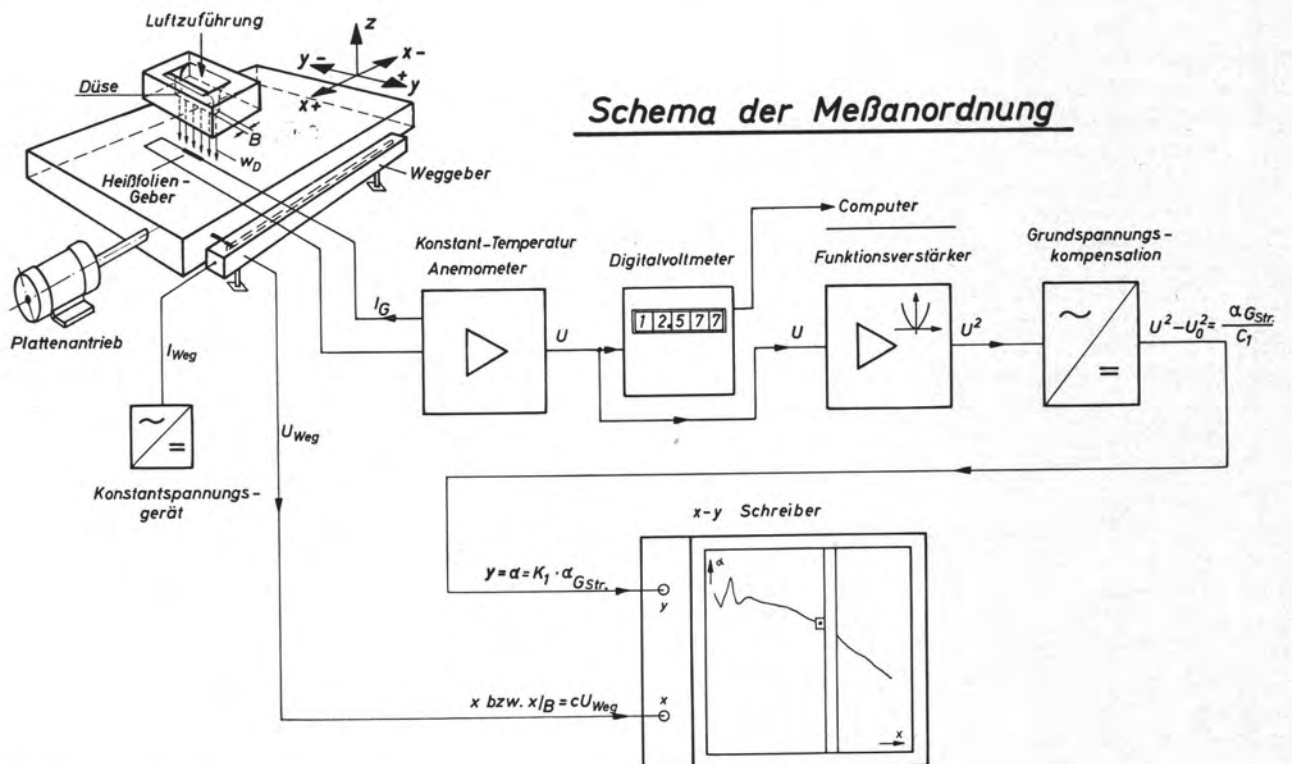


Abb. 14. Schema der Messanordnung

anordnungen angeschraubt werden. Unterhalb des Düsenkastens ist eine Plexiglasplatte P als senkrecht angeströmte Platte auf einem massiven Stativ in drei Richtungen x , y und z verschiebbar angeordnet. Für die besonders interessierende Verschiebung in x -Richtung wurde ein elektrischer Antrieb mit variabler Verschiebegeschwindigkeit benutzt. Die Platte ist an mehreren Stellen mit einsteckbaren Buchsen versehen, die verschiedene Wärmeflussgeber sowie z. B. Messanschlüsse für den statischen Druck enthalten können. Für echte Turbulenzmessungen sowie für die richtige Einstellung des Gebers wurde ein Kathodenstrahloszillograph KO verwendet. Auf der unteren rechten Bildhälfte ist ein Teil der verwendeten Düsen zu sehen.

Abbildung 14 zeigt ein Schema der gesamten Messanordnung. Da die auftretenden Spannungsunterschiede sehr gering sind, wurde die Spannung U am Ausgang des Anemometers mit Hilfe eines fünfstelligen Digitalvoltmeters getrennt gemessen. Weil die Ausgangsspannung alle Turbulenzeinflüsse auf den Wärmeübergang in Form von Messwertschwankungen anzeigt, müssen diese für die Auswertung gemittelt werden. Das verwendete Digitalvoltmeter weist eine Maximum-Minimum-Anzeige auf, die für die Mittelwertbildung herangezogen wurde. Die Mittelwerte wurden bei statischen Messungen, d. h. beim punktuellen Vorschub des Wärmeflussgebers nach den in Kapitel 5 abgeleiteten Beziehungen weiter verarbeitet. Sämtliche theoretischen Vergleichsberechnungen und Auswertungen der Messergebnisse, sowohl für die längs- als auch für die senkrecht angeströmte Platte, wurden unter Benutzung eines hierzu speziell entwickelten Rechenprogramms, das auch Unterprogramme für das Kurvenzeichnen mit Hilfe eines Plotters enthielt, auf der Grossrechenanlage des Rechenzentrums der Technischen Hochschule Darmstadt durchgeführt. Dieses Programm ermöglicht ferner die Berücksichtigung der verschiedenen Temperaturkorrekturen der Messwerte, die durch Reibungswärme oder durch Schwankungen der Lufttemperatur während der Messungen notwendig werden.

Die statische Messung ist sehr zeitraubend, aber unumgänglich, wenn eine höhere Genauigkeit erwünscht ist. Um schneller messen zu können, wurde eine zweite Messkette benutzt. Die Ausgangsspannung wurde dort mittels eines Funktionsverstärkers hoher Genauigkeit (max. $\pm 1\%$ v. E. einschliesslich Offset, Verstärkungsfehler und Nichtlinearität; Frequenzgang, volle Aussteuerung 200 kHz) quadriert, so dass ein dem Wärmeübergang proportionales Signal entsteht. Nach Abzug der ebenfalls quadrierten Grundspannung $U_{(U_\infty=0)}$, die vor Beginn der Messungen bei ruhender Luft ermittelt wird, erhält man am y -Eingang des x - y -Schreibers die Grösse $\alpha_{Gstr.}/C_1$ nach Gleichung 8 in Kapitel 4. Die endgültige Einstellung des Eichfaktors K_1 erfolgt mit Hilfe eines im Schreiber eingebauten Verstärkers, so dass die effektiven Wärmeübergangszahlen aufgezeichnet werden. Über einen Weggeber wird eine Spannung U_{weg} zum x -Eingang des Schreibers geleitet, die dem Weg x der Platte bzw. des Gebers proportional ist. Mit Hilfe der eingebauten Verstärker des Schreibers sind Massstabveränderungen in beiden Achsen möglich.

Trotz der Trägheit des x - y -Schreibers sind in den Kurvenaufzeichnungen die Turbulenzeinflüsse erkennbar, wie beispielsweise aus Abbildung 15 entnommen werden kann.

Ein glatter Kurvenverlauf weist auf einen sehr geringen, ein stark aufgerauhter hingegen auf einen grossen Turbulenzgrad hin. Die vom x - y -Schreiber aufgezeichneten Bandbreiten entsprechen natürlich nicht den effektiven Schwankungen von α ; vielmehr zeigen sie den Turbulenzeinfluss nur qualitativ. Bedingt durch die Grenzfrequenz des Heissfoliengebers und durch seine Frequenzcharakteristik einerseits und infolge der Trägheit der beweglichen Massen des x - y -Schreibers (Grenzfrequenz etwa 1 Hz) andererseits werden die Spannungsamplituden der höheren Frequenzen nur verzerrt aufgezeichnet. Daher können

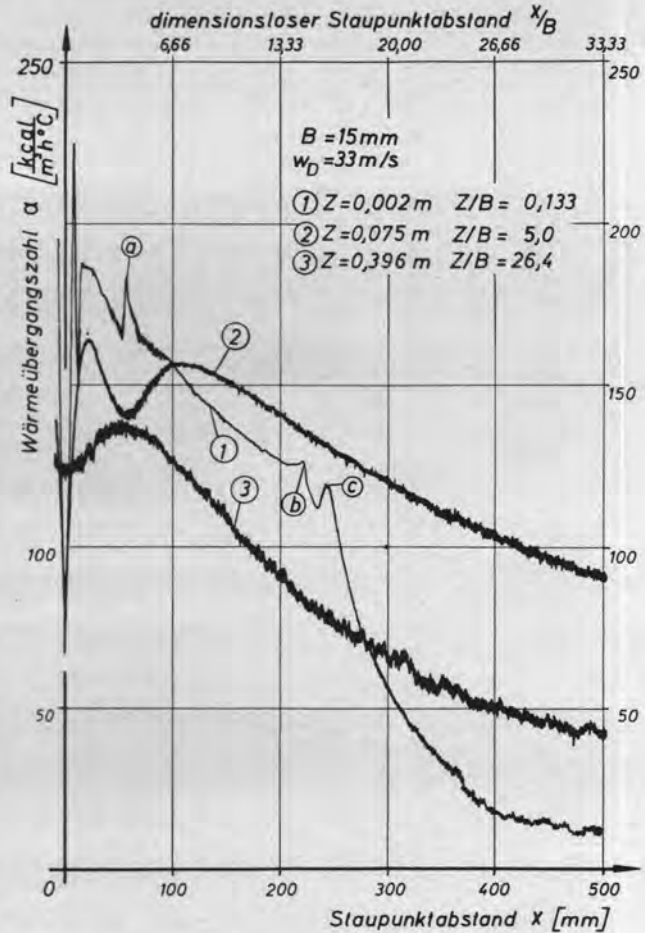


Abb. 15. Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Plattenabständen (Düsentyp 1/15)

sie nicht quantitativ ausgewertet werden. Zur genauen Erfassung des Anteils der hochfrequenten Schwankungen, soweit sie unterhalb der Grenzfrequenz des Gebers liegen, ist natürlich ein trägheitslos arbeitendes Gerät, also ein Kathodenstrahloszillograph notwendig.

Ein Vergleich zwischen den drei Kurven zeigt, dass mit grösser werdendem Abstand zwischen der Platte und der Düse die Strömung turbulenter wird. Während Kurve 1, die für einen Plattenabstand von $Z = 2 \text{ mm}$ gilt, fast über den ganzen gemessenen Staupunktastand x einen glatten Kurvenverlauf aufweist, zeigt Kurve 3, die für einen Plattenabstand von $Z = 396 \text{ mm}$ aufgenommen wurde, einen Verlauf mit verhältnismässig grossen Schwankungen. Die in der Kurve 1 mit a, b, c bezeichneten Spitzen sind durch Stosskanten auf dem Düsenboden entstanden. Sie bewirkten grobe, örtlich künstliche Turbulenzerhöhungen, die vom Geber bei diesem für die Praxis meistens uninter-

essanten sehr kleinen Plattenabstand in Form von örtlichen Wärmeübergangserhöhungen registriert wurden (sog. Stolperdrahtwirkung). Dieser Stosskanteneffekt war bei einem Plattenabstand $Z > 5$ mm nicht mehr vorhanden. Kurve 3 dagegen ist durch eine im ganzen Bereich feststellbare natürliche Turbulenz gekennzeichnet. Sie weist im Staupunkt ein flaches Minimum, gefolgt von einem Maximum, auf. Im Gegensatz dazu zeigt Kurve 2 neben einem Maximum bei $x/B \approx 1,3$ ein zweites Maximum bei $x/B \approx 7$. Bereits *Schrader* [17] hat für rotations-symmetrische Prallstrahlströmung gezeigt, dass die wandparallele Geschwindigkeitskomponente bei einem dimensionslosen Staupunktabstand von etwa $x/D = 1,1$ ihren maximalen Wert erreicht und mit grösser werdendem Staupunktabstand ständig abnimmt. Die dem Geschwindigkeitsabfall entsprechende Abnahme der örtlichen Wärmeübergangszahl erstreckt sich, wie der Verlauf der Kurve 2 zeigt, bis $x/B \approx 4$. Man sieht ausserdem, dass die Kurve ab etwa $x/B \approx 3$ ihren glatten Verlauf verliert und zunehmende Turbulenz anzeigt. Die erhöhte Turbulenz wirkt schliesslich derart auf den örtlichen Wärmeübergang, dass die Abnahme des mit der Geschwindigkeit gekoppelten Wärmeüberganges bei etwa $x/B \approx 4$ aufhört und die Kurve an dieser Stelle ein Minimum erreicht. Für $x/B > 4$ überwiegt zunächst der Turbulenzeinfluss, so dass die Wärmeübergangszahl vorerst ansteigt, bis sie nach Durchlaufen eines zweiten Maximums bei $x/B \approx 7$ infolge der ständigen Abnahme der wandparallelen Geschwindigkeitskomponente doch endgültig und monoton abnimmt. Diese Art Kurven mit einem zweiten Maximum verlieren ihren charakteristischen Verlauf mit grösser werdenden Plattenabständen Z infolge der höher werdenden Turbulenz längs der Düsenachse. Das Minimum für den Wärmeübergang im Bereich von $x/B \approx 4$ füllt sich immer mehr auf, bis es schliesslich vollkommen verschwindet. Dies ist bei dieser Anordnung etwa bei $Z/B \approx 12$ der Fall. Wie man aus Kurve 3 entnehmen kann, entsteht dann bei noch grösseren Z/B -Abständen ein von einer im ganzen Bereich turbulenteren Strömung geprägter Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl.

Es sei hier vermerkt, dass die Kurve 1, die bei einem Plattenabstand von $Z = 2$ mm ($Z/B = 0,133$) aufgenommen wurde, bei $x/B \approx 0,5$ und bei $x/B \approx 1$ zwei charakteristische Maxima besitzt. Die Entstehung dieser Maxima ist nicht dem Turbulenzeinfluss anzulasten. Sie entstehen durch starke Änderungen der örtlichen Geschwindigkeit, die analoge Änderungen im Wärmeübergangsverlauf hervorrufen. Durch Messungen des statischen Druckverlaufs konnte nachgewiesen werden, dass in der Gegend des zweiten Maximums eine Übergeschwindigkeit auftritt, die etwa 20% höher ist als die mit dem Gesamtdruck am Staupunkt gebildete theoretische Düsenaustrittsgeschwindigkeit.

Die Ergebnisse, die hier im Zusammenhang mit dem Turbulenzeinfluss dargelegt wurden, stimmen gut mit den Ergebnissen von *Gardon* und *Akçifrat* [19] überein, die vermutlich erstmalig den Turbulenzeinfluss auf den Wärmeübergang bei Schlitzdüsenanordnungen untersucht haben. Sie bedienten sich dabei eines verhältnismässig kleinen, runden Wärmeleistungsgebers mit einem Durchmesser von 0,9 mm, der dynamische Messungen erlaubte. Bei den Messungen wurden Düsen eingesetzt, die sehr grosse relative Düsenlängen besaßen. Die Turbulenz-

grade lagen in der Grössenordnung von $Tu^* = \sqrt{u'^2}/w_D \approx 2,5\%$ am Düsenaustritt und $Tu^* \approx 10\%$ bei $x'/B = 4$.

Bis auf eine grundsätzliche Unstimmigkeit, die den Wert der gemessenen Wärmeübergangszahl direkt am Staupunkt betrifft, ist auch eine gute Übereinstimmung z.B. hinsichtlich der Lage des zweiten Minimums und Maximums festzustellen. Die Messungen nach [18, 19] ergaben nur für $Z/B < 0,5$ ein Minimum für die Wärmeübergangszahl am Staupunkt, während bei den hier vorliegenden Messungen auch bei viel grösseren Z/B -Werten ein mit dem Abstand immer schwächer werdendes Minimum registriert wurde. Vermutlich war der von [19] verwendete Geber verglichen mit den dort verwendeten Düsenbreiten nicht klein genug, um das Minimum am Staupunkt immer zu erfassen. Der gleiche Geber zeigte nämlich bei runden Düsen durchwegs – also auch bei grösseren Plattenabständen – ein Minimum am Staupunkt. Es ist kein zwingender Grund denkbar, der bei Schlitzdüsen einen gleichen Befund grundsätzlich ausschliessen würde.

Koschel [30] stellte in diesem Zusammenhang bei runden Düsen fest, dass die Wärmeübergangszahl am Staupunkt auch von der herausragenden Länge l der Düse abhängig ist. Bei sonst gleichbleibenden Bedingungen nimmt die Wärmeübergangszahl mit kleiner werdenden relativen Düsenlängen l/D ab, so dass sich im Staupunkt ein ausgeprägtes Minimum bemerkbar macht. Bei einer Verkleinerung der relativen Düsenlänge von $l/D = 5$ auf $l/D = 1$ beträgt die Abnahme etwa 14%.

Koschel führt diesen Unterschied auf den Einfluss der Turbulenz zurück. Eigene Turbulenzmessungen in freien Düsenstrahlen zeigten ebenfalls – das sei hier ohne Wiedergabe der Messergebnisse angeführt –, dass für die Grösse der Wärmeübergangszahl im Staupunkt in erster Linie die Turbulenz und ihr Verhalten längs der Strahlachse, also der Zusammenhang

$$Tu^* = \sqrt{u'^2}/w_D = f(x'/B)$$

massgebend ist. Darin ist x' die Entfernung vom Düsenaustritt im freien sich ungehindert ausbreitenden Stahl.

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Profildüsen (*Abb. 10*) hatten, wie im Kapitel 5 bereits erwähnt wurde, am Düsenaustritt im Mittel einen Turbulenzgrad von $Tu^* \approx 0,5\%$ der bei $x'/B = 4$ in der Regel auf $Tu^* \approx 2,5\%$ anstieg. Diese Düsen mit verhältnismässig geringen Turbulenzgraden erzeugen im Staupunkt kleine Wärmeübergangszahlen verbunden mit einem relativen Minimum, das in Abhängigkeit von Z/B mehr oder weniger ausgeprägt sein kann. Diese Verhaltensweise scheint von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit unabhängig zu sein, wie man beispielsweise aus *Abbildung 16* für einen grösseren Geschwindigkeitsbereich bei konstantem Plattenabstand $Z/B = 4$ entnehmen kann.

Erhöht man dagegen bei sonst gleichen Bedingungen den Turbulenzgrad künstlich, z.B. auf den Wert von $Tu^* = 9$ bis 10% im Düsenabstand $x'/B = 4$, so wird ein doppelt so hoher Wert α_0 gemessen. Das relative Minimum am Staupunkt ist in diesem Fall kleiner, der Abfall von α in Abhängigkeit von x/B dagegen um so steiler. Diese Verhältnisse sind für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten in *Abbildung 17* gezeigt.

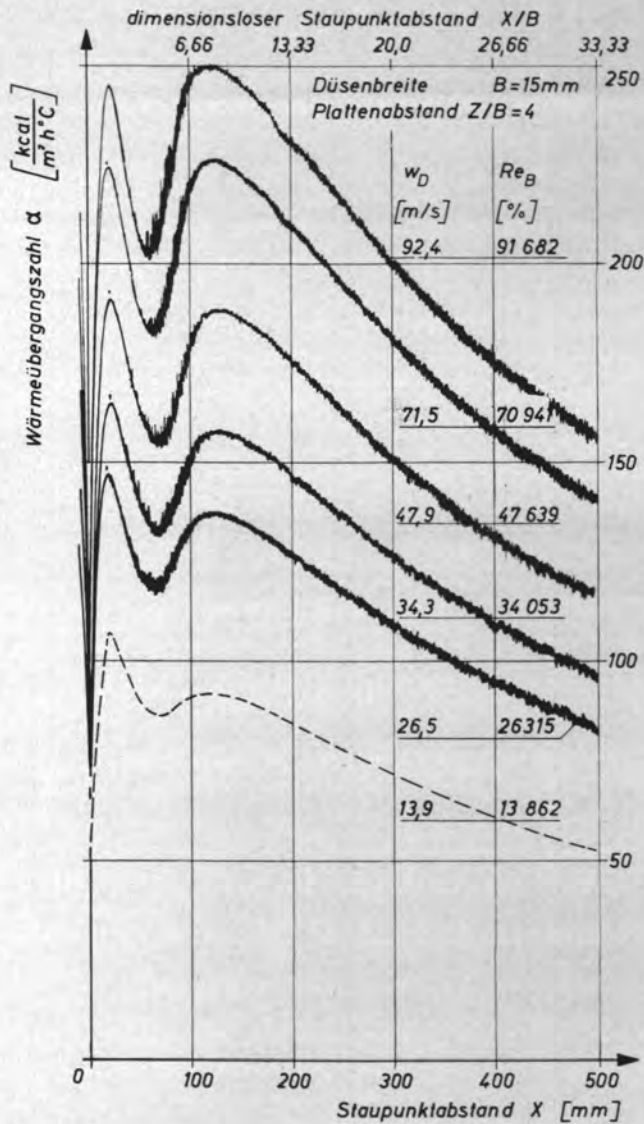


Abb. 16. Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Geschwindigkeiten w_D (Düsentyp 1/15) (Die gestrichelte Kurve wurde einer anderen Messserie entnommen)

In einigen Fällen, in denen die künstliche Turbulenz durch Störstellen am Düsen- und -austritt gleichzeitig erhöht wurde, ergab sich ebenfalls ein ausgeprägtes Maximum für α_0 , wie es bei Messungen von Gardon und Akfirat [19] fast immer der Fall war.

Von grosser Bedeutung ist die Tatsache, dass die über einem grösseren Plattenbereich gebildeten mittleren Wärmeübergangszahlen bei stark turbulenten Düsenstrahlen erheblich niedriger sind als diejenigen, die sich bei Düsenstrahlen geringer Turbulenz einstellen. Die graphische Integration der in Abbildung 17 gezeigten Kurven über einen Bereich von $x = 0$ bis 500 mm ergab näherungsweise folgende mittlere Wärmeübergangszahlen in ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } ^\circ\text{C}$):

$$\alpha_{m_{1a}} \approx 143; \alpha_{m_{1b}} \approx 195; \alpha_{m_{2a}} \approx 90 \text{ und } \alpha_{m_{2b}} \approx 124$$

Ein Vergleich beispielsweise zwischen den mittleren Wärmeübergangszahlen für Kurven 1a und 2b zeigt, dass trotz einer 88prozentigen Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit – nämlich von $w_D = 48 \text{ m/s}$ auf $w_D = 90 \text{ m/s}$ – im Falle einer grossen Turbulenz die mittlere

Wärmeübergangszahl immer noch rund 13% niedriger liegt als jene bei geringer Turbulenz und kleiner Geschwindigkeit.

Im Kapitel 5 wurde im Zusammenhang mit der Eichung für den Bereich $10 < Z/B < 100$ und für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D gezeigt, dass für den Wärmeübergang im Staupunkt

$$\alpha_0 \sim \sqrt{w_D}$$

ist und damit die Strömung im Staupunktbereich einen laminaren Charakter hat. Dieser Befund gilt auch für die mittleren Wärmeübergangszahlen, und zwar auch für kleinere Z/B -Abstände. Durch graphische Integration der in Abbildung 16 dargestellten Kurven wurden die mittleren Wärmeübergangszahlen für die Bereiche $0 \leq x_1/B \leq 1,1$ und $0 \leq x_2/B \leq 33,3$ ermittelt. Diese sind in Abbildung 18 mit α_{m1} und α_{m2} bezeichnet und in Abhängigkeit von $w_D^{0,5}$ aufgetragen. Die Messwerte liegen gut auf einer Geraden, die durch den Koordinatennullpunkt geht, so dass mindestens in einem Geschwindigkeitsbereich

$$14 \text{ m/s} < w_D < 92,5 \text{ m/s} \text{ bzw.}$$

$$14000 < Re_B = w_D B/\nu < 91700$$

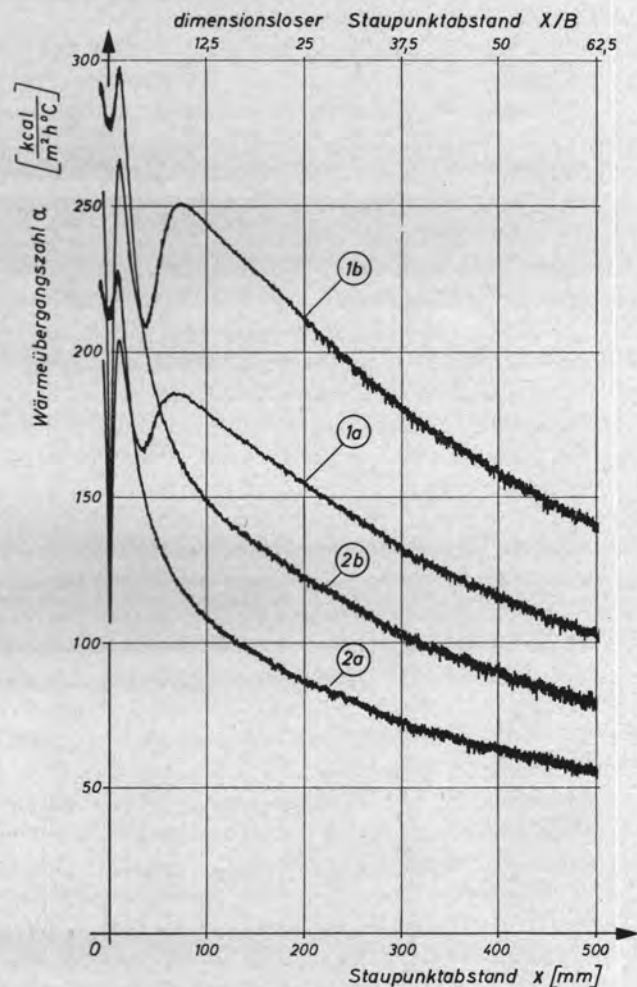


Abb. 17. Einfluss der Strahlerturbulenz auf die örtliche Wärmeübergangszahl (Düsentyp 1/8; es gilt für alle Kurven: $B = 8 \text{ mm}$, $Z/B = 4$)

Verlauf bei natürlicher Turbulenz:

Kurve 1a: $w_D = 48 \text{ m/s}$, $Tu^* = 2,85\%$ bei $z'/B = 4$

Kurve 1b: $w_D = 90 \text{ m/s}$

Verlauf bei künstlich erhöhter Turbulenz:

Kurve 2a: $w_D = 48 \text{ m/s}$, $Tu^* = 9,3\%$ bei $z'/B = 4$

Kurve 2b: $w_D = 90 \text{ m/s}$

der Nachweis einer echt laminaren Strömung vorliegt. Zum Vergleich sind auch die Wärmeübergangszahlen am Staupunkt aufgezeichnet, durch die nur näherungsweise eine Ausgleichsgerade gezogen werden kann, weil bei $Z/B = 4$ die Proportionalität $\alpha_o \sim \sqrt{w_D}$ noch nicht gilt. Die mittleren Wärmeübergangszahlen liegen bei dieser Düse

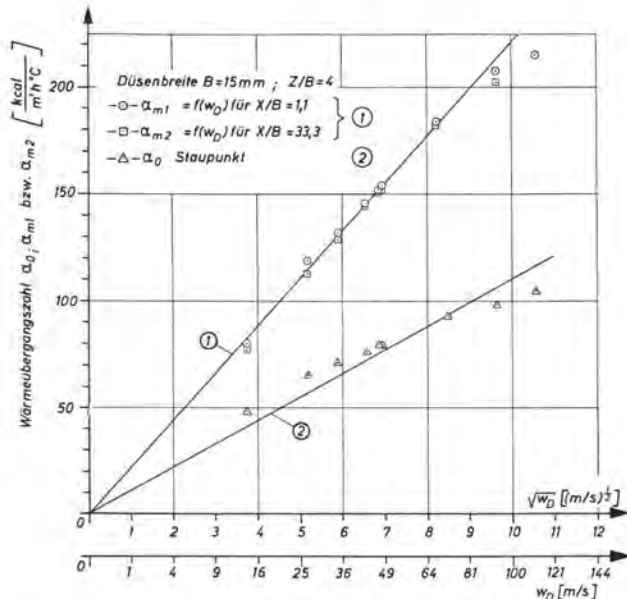


Abb. 18. Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahlen und der Wärmeübergangszahlen am Staupunkt

(Typ 1/15) am höchsten, da die Düse unter allen eingesetzten Düsen in Abhängigkeit von ζ'/B den geringsten Turbulenzgrad aufwies, der z. B. für $\zeta'/B = 4$ bei $Tu^* = 1,6\%$ und für $\zeta'/B = 8$ bei $Tu^* = 4\%$ lag. Der geringen Turbulenz entsprechend betrug die Kernlänge das Achtfache der Düsenbreite. Die einfach messbare Kernlänge ist nicht nur ein Gütemass für die Düse, sondern auch ein Mass für die mittlere Wärmeübergangszahl.

Diese beispielsweise angeführten Messergebnisse zeigen, dass mit dem hier vorgestellten Wärmeflussgeber in Verbindung mit den eingesetzten Messgeräten das Problem der örtlichen Wärmeübergangsmessung in vielen Bereichen zufriedenstellend gelöst werden kann.

7. Zusammenfassung

Zur Messung örtlicher Wärmeübergangszahlen wurde ein Wärmeflussgeber vorgestellt, mit dem man sowohl in laminaren als auch in turbulenten Strömungen statische und dynamische Messungen durchführen kann. Dieser Geber enthält als Messelement ein kleines elektrisch geheiztes Bändchen mit einer Breite unter 0,25 mm, dessen Wärmeübergangszahl nach einer Eichung als Mass für die effektive Wärmeübergangszahl benutzt werden kann. Der Geber wird in eine Oberfläche bündig eingebaut, die nicht geheizt werden muss. Die Oberflächentemperaturen können mit der Temperatur des Bändchens simuliert werden. Die Problematik der Wärmeabgabe eines solchen Bändchens wurde dargelegt und drei voneinander unabhängige Eichmethoden wurden behandelt. Es wurde gefunden, dass sowohl für turbulente als auch für laminare Strömungen zur Ermittlung der effektiven

Wärmeübergangszahl aus der Wärmeübergangszahl des Bändchens ein gemeinsamer Eichfaktor, der für den vorliegenden Geber $K_1 = 1/13$ betrug, gültig ist. Weiterhin wurde über den Versuchsaufbau und über einige Messergebnisse in Staupunktströmungen im Zusammenhang mit Turbulenzeinfluss berichtet. Von besonderer Wichtigkeit ist die Tatsache, dass turbulenzarme Prallstrahlen in grösseren Bereichen von x/B erheblich höhere mittlere Wärmeübergangszahlen ergeben als turbulenzreiche.

8. Wichtigste Bezeichnungen

R_B	Betriebswiderstand der Heissfolie
R_o	Widerstand der unbeheizten Folie
I_G	Geberstrom
U	Brückgleichspannung (Ausgangsspannung am Anemometer)
$U_{Anm.}$	Ausgangsspannung des am Anemometer angeschlossenen Linearisators
Q_G	Elektrische Heizleistung des Wärmeflussgebers
F	Fläche
Z	Abstand zwischen der Platte und dem Düsenaustritt
D	Düsendurchmesser
B	Düsenbreite (am Austritt)
Z/B	dimensionsloser Plattenabstand
x/B	dimensionsloser Staupunktabstand
K_1, K_2	Eichfaktoren
A	Temperaturanstieg Gleichung 17
A'	von Prandtl-Zahl abhängige Konstante Gleichung 9
$Nu_{\text{ö}}$	= $a \cdot x/\lambda$ örtliche Nusselt-Zahl
$Nu_{Gstr.}$	= $a_{Gstr.} \cdot x/\lambda$ örtliche Nusselt-Zahl des Wärmeflussgebers
Re_x	= $U_\infty \cdot x/\nu$ örtliche Reynoldszahl
Re_B	= $w_D B/\nu$ Reynoldszahl, gebildet aus der Düsenbreite B und der Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D
U_∞	maximale Grenzschichtgeschwindigkeit auf der tangential angeströmten Platte
w_D	Düsenaustrittsgeschwindigkeit
w_z	Geschwindigkeitskomponente der Strömung senkrecht zur angeströmten Fläche
w_x	Geschwindigkeitskomponente der Strömung parallel zur angeströmten Fläche
u'	Schwankungsgeschwindigkeit (Längsschwankung für tangential angeströmte Platte, Längsschwankung im Düsenstrahl entlang der Düsenachse)
$\overline{u'^2}$	Zeitlicher Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeit
Tu	= $\sqrt{\overline{u'^2}}/U_\infty$ auf die maximale Grenzschichtgeschwindigkeit bezogener Turbulenzgrad (tangential angeströmte Platte)
Tu^*	= $\sqrt{\overline{u'^2}}/w_D$ auf die Düsenaustrittsgeschwindigkeit bezogener Turbulenzgrad
x, y, z	Ortskoordinaten (vgl. Abbildungen 5 und 14)
ζ, ζ'	axiale Koordinate von der Oberfläche (vom Staupunkt) bzw. von der Düse aus
a	Geschwindigkeitsgradient
t	Temperatur
m	Exponent
α	effektive örtliche Wärmeübergangszahl
α_o	effektive Wärmeübergangszahl am Staupunkt
α_{lamE}	theoretische Wärmeübergangszahl am Staupunkt einer zweidimensionalen laminaren Staupunktströmung
α_{lamR}	theoretische Wärmeübergangszahl am Staupunkt einer rotationssymmetrischen laminaren Staupunktströmung

$\alpha_{Gstr.}$	vom Wärmeflussgeber gemessene (örtliche) Wärmeübergangszahl – Wärmeübergangszahl des Gebers nur für erzwungene Konvektion, Gleichung 8
$\alpha_{Gstr.o}$	vom Wärmeflussgeber am Staupunkt gemessene Wärmeübergangszahl
β	Formparameter der Keilströmung
λ	Wärmeleitfähigkeit
ν	kinematische Zähigkeit

9. Literatur

- [1] *Eckert, E.*, Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch. 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1966.
- [2] *Gröber, Erke, Grigull*, Grundgesetze der Wärmeübertragung. 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1963.
- [3] *Schmidt, E.*, Thermodynamik. 10. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1963.
- [4] *Schlichting, H.*, Grenzschichttheorie, 5. Aufl., G. Braun, Verlag, Karlsruhe, 1965.
- [5] *Achenbach, E.*, Beitrag zur Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl in turbulenten Reibungsschichten bei erzwungener Konvektion, Diss., TU Berlin, 1965.
- [6] *Kizaooni, J.*, Zur Messung örtlicher Wärmeübergangszahlen an technischen Objekten, Diss., TU Berlin, 1965.
- [7] *Ludwig, H.*, Ein Gerät zur Messung der Wandschubspannung turbulenter Reibungsschichten. Ing.-Arch., Band 17, 207–218 (1949).
- [8] *Koch, R.*, Druckverlust und Wärmeübergang bei verwirbelter Strömung. VDI-Forschungsheft 469, Düsseldorf, 1958.
- [9] *Preston, J.H.*, The determination of turbulent skin friction by means of Pitot tubes. J. Roy. Aeron. Soc. 58, 109–121 (1954).
- [10] *Rechenberg, J.*, Zur Messung der turbulenten Wandreibung mit dem Prestonrohr, Jahrbuch 1962 der WGLR, 151–159.
- [11] *Rechenberg, J.*, Messung der turbulenten Wandschubspannung. Zeitschr. f. Flugwiss. 11, Heft 11, 429–438 (1963).
- [12] *Herbeck, M.*, Der Wärmeaustausch zwischen einem geheizten Band und einer Konvektionsströmung. Zeitschr. angew. Mathematische Mechanik 33, Nr. 10/11, 362–382 (1953).
- [13] *Bellhouse, B.J.*, und *Schultz, D.L.*, Determination of mean and dynamic skin friction, separation and transition in low-speed flow with a thin-film heated element. Journal Fluid. Mech. Vol. 24, part 2, 379–400 (1966).
- [14] *Mayinger, F.*, und *Schad, O.*, Örtliche Wärmeübergangszahlen in querangeströmten Stabbündeln. Wärme- und Stoffübertragung Bd. 1, Heft 1, 43–51 (1968).
- [15] *Fitzner, K.*, Beitrag zur Messung des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten im Wandstrahl an einem querangeströmten Kreiszyylinder. DVL-Bericht Nr. 732, 1968.
- [16] *Eifler, W.*, Begrenzung für die Anwendbarkeit von Preston-Rohren in Kanalströmungen (Limitations on the Use of Preston Tubes in Channel Flow). Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 3, 58–62 (1970).
- [17] *Schrader, H.*, Trocknung feuchter Oberflächen mittels Warmluftstrahlen, Strömungsvorgänge und Stoffübertragung. VDI-Forschungsheft 484, Düsseldorf, 1961.
- [18] *Gardon, R.*, und *Akefirat, J.C.*, Heat Transfer Characteristics of impinging Two-Dimensional Air Jets. Journal of Heat Transfer Febr., 101–108 (1966).
- [19] *Gardon, R.*, und *Akefirat, J.C.*, The Role of Turbulence in Determining the Heat-Transfer Characteristics of impinging Jets. Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 8, 1261–1272 (1965).
- [20] *Eckert, E.*, Die Berechnung des Wärmeüberganges in der laminaren Grenzschicht umströmter Körper. VDI-Forschungsheft 416, Berlin, 1942.
- [21] *Dosdogru, G.*, Über die Ausführung von Schlitzdüsen im Unterschallbereich. (Interner Bericht vom Inst. f. Druckmaschinen und Druckverfahren der TH Darmstadt in «Mitteilungen» Heft 2, 1969, Forschungsgesellschaft Druckmaschinen e.V.).
- [22] *Scheuter, K.R.*, *Dosdogru, G.*, Factors Influencing the Physical Drying of Printing Inks in Drying Systems. Abschnitt in «Recent Developments in Graphic Arts Research», herausgegeben von Banks, Oxford, Pergamon Press, 97–115 (1970).
- [23] *Mangler, W.*, Zusammenhang zwischen ebenen und rotationssymmetrischen Grenzschichten in kompressiblen Flüssigkeiten. Zeitschrift angew. Math. Mechanik, Bd. 28, 97–103 (1948).
- [24] *Schub, H.*, Ein neues Verfahren zum Berechnen des Wärmeüberganges in ebenen und rotationssymmetrischen laminaren Grenzschichten bei konstanter und veränderlicher Wandtemperatur. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Bd. 20, Nr. 2, 37–47 (1954).
- [25] *Sugawara, S.*, und *Sato, T.*, Heat transfer on the surface of a flat plate in the Forced Flow. Mem. Fac. Engng. Kyoto Univ. 14, 21–37 (1952). Auszug in Chemie-Ing.-Technik 24, 633 (1952).
- [26] *Kestin, J.*, *Maeder, P.F.*, und *Wang, H.E.*, Influence of turbulence on the transfer of heat from plates with and without a pressure gradient. Int. J. Heat Mass Transfer 3, 133–154 (1961).
- [27] *Büyüktür, A.R.*, *Kestin, J.*, und *Maeder, P.F.*, Influence of combined pressure gradient and turbulence on the transfer of heat from a plate. Int. J. Heat Mass Transfer 7, 1175–1186 (1964).
- [28] *Kezios, S.P.*, Heat Transfer in the Flow of a cylindrical air Jet normal to an infinite Plane. Ph. D. Thesis, Illinois Institute of Technology (1956).
- [29] *Sibulkin, M.*, Heat Transfer near the Forward Stagnation Point of a Body of Revolution. Journal of the Aeronautical Sciences, 19, 570–571 (1952).
- [30] *Koschel, W.*, Experimentelle Untersuchung des Wärmeüberganges von Prallstrahlen im Hinblick auf eine Anwendung für die Innenkühlung von Turbinenschaufeln. Diss. TU Berlin D 83 (1970).

Eingegangen 20. Juli 1970