

MESSUNGEN DES TURBULENTEN AUSTAUSCHES IM WINDSCHATTEN HINTER BEHEIZTEN KÖRPERN

J. BINCKEBANCK

Heidelberg†

(Eingegangen 10. Juni 1964)

Zusammenfassung—Die Vorgänge der freien Turbulenz im Windschatten hinter beheizten zylindrischen Körpern wurden experimentell untersucht. Die gemessene Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung sowie deren Änderungen mit der Entfernung vom Körper stand im Einklang mit der Theorie und hängt nur von geometrischen Einflussgrößen ab. Aus den Versuchsergebnissen liess sich ein Austauschverhältnis zwischen Impuls und Wärme ermitteln. Abweichend von Literaturangaben wurde dieses Verhältnis als ebenfalls von der Geometrie abhängig erkannt.

FORMELZEICHEN

a , Temperaturleitfähigkeit;
 b , kennzeichnende Breite des Nachlaufgebietes;
 c_p , spezifische Wärme des strömenden Mediums;
 c_w , Widerstandsbeiwert des Störkörpers;
 d , Durchmesser des Störkörpers;
 e , Basis des natürlichen Logarithmus 2,718;
 k , empirisch ermittelte Konstante;
 $\overline{\Delta p_g}$, zeitlicher Mittelwert der Gesamtdruckdifferenz;
 $p_{d\infty}$, dynamischer Druck der Strömung $\rho/2U_\infty^2$;
 \bar{q} , mittlere Wärmestromdichte
 \bar{t}_1 , zeitlicher Mittelwert der Übertemperatur im Nachlaufgebiet;
 t_0 , Übertemperatur des beheizten Störkörpers;
 t_∞ , Anströmtemperatur des strömenden Mediums, hier Lufttemperatur;

\bar{u} , zeitlicher Mittelwert der Längsgeschwindigkeit in x -Richtung;
 \bar{v} , zeitlicher Mittelwert der Quergeschwindigkeit in y -Richtung;
 \bar{u}_1 , Mittelwert der sogenannten Dellengeschwindigkeit;
 \bar{u}_x^2 , Grösse für die Längsimpulsdichte;
 x , Längskoordinate, Abstand vom Vermischungsursprung;
 y , Querkoordinate;
 A_q , Austauschgrösse für die Temperatur;
 A_r , Austauschgrösse für den Impuls;
 N_h , Heizleistung des Störkörpers;
 Re , Reynolds-Zahl $U_\infty \cdot d/\eta$;
 U_∞ , ungestörte Anströmgeschwindigkeit;
 γ , Formfaktor für die Nachlaufdelle;
 ζ , dimensionsloses Breitenmass der Nachlaufdelle;
 η , dynamische Zähigkeit des strömenden Mediums;
 ϑ , dimensionslose Werte der Temperaturverteilung;
 κ , Potenzparameter der Fehlerkurve;
 $\bar{\tau}$, mittlere turbulente Schubspannung;
 τ , Zeitparameter in Gl. (4);
 ρ , Dichte des strömenden Mediums;
 φ_1 , dimensionslose Werte der Geschwindigkeitsverteilung;
 φ^2 , dimensionslose Werte der Längsimpulsdichte;

† Auszug aus der Dissertation des Verfassers "Der turbulente Austausch hinter quer angeströmten beheizten zylindrischen Körpern", Technische Hochschule München 1958.

Der Verfasser dankt Herrn Professor Dr. rer. nat. h.c. Dr.-Ing. Ernst Schmidt für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für seine verständnisvolle Unterstützung. Herrn Professor Dr. rer. nat. H. Stefaniak sei an dieser Stelle für zahlreiche Hinweise bei der Auswertung der Messergebnisse gedankt.

- Θ , Mass für den Wärmestrom;
 λ , Übertragungsgrösse für die Längsimpulsdichte.

EINLEITUNG

IM WINDSCHATTEN eines quer angeströmten Körpers entsteht bekanntlich ein mit Wirbeln angefülltes Gebiet verminderter Geschwindigkeit. Dieser Impulsverlust der Strömung wird durch den Widerstand des Körpers hervorgerufen. Mit wachsendem Abstand vom Widerstandskörper wird die sogenannte *Nachlauf-delle* breiter, und die Geschwindigkeitsunterschiede gegenüber der Umgebung werden geringer. Beheizt man den Widerstandskörper oder gibt dieser ein Gas oder anderes Medium ab, so tritt im Nachlauf auch ein Temperatur- bzw. Konzentrationsfeld auf, das sich mit wachsendem Abstand in ähnlicher Weise wie die Geschwindigkeitsverteilung verflacht und verbreitert.

Ein nicht stromlinienförmiger Körper wird lediglich bei sehr geringer Anströmungsgeschwindigkeit laminar umströmt. In diesem Fall kann der Stoff-, Temperatur- oder Impulsaustausch nur durch Diffusion, Wärmeleitung oder laminare Reibung erfolgen. Der Austausch geht dann sehr langsam vor sich. Für etwas grössere Geschwindigkeiten nimmt die Strömung hinter dem Körper die Form einer Kármánschen Wirbelstrasse an. Dabei hängen Ablösefrequenz und Wirbelanordnung von der Strömungsgeschwindigkeit und der Grösse des Körpers ab. Bei noch höheren Geschwindigkeiten verändert sich diese regelmässige Wirbelanordnung schon nach kurzer Laufstrecke und es bildet sich die freie turbulente Strömung mit völlig unregelmässigen Quer- und Längschwankungen aus, die eine intensive Durchmischung des strömenden Mediums bewirken. Turbulenz tritt allgemein an der Grenzfläche von Flüssigkeitsströmungen verschieden grosser Geschwindigkeiten auf. Solche Geschwindigkeitsunterschiede bilden sich in einem mit homogener Geschwindigkeit strömenden Medium durch Reibung an den Wänden umströmter Körper. Während die Grenzschichtströmung von der Oberflächenform stark beeinflusst wird, verschwindet dieser Einfluss mit wachsendem Abstand von dem Körper. Im Gegensatz zu der

Turbulenz in der Grenzschicht spricht man dann von freier Turbulenz. Die in der vorliegenden Arbeit allein behandelte Nachlaufströmung hinter Körpern, stellt einen besonderen Fall der freien Turbulenz dar. Ausserdem entsteht freie Turbulenz an der Grenzfläche zweier Strömungen verschiedener Geschwindigkeiten und in der Umgebung eines freien Gasstrahles.

Die genannte turbulente Durchmischung des strömenden Mediums übersteigt wesentlich den Ausgleich durch Diffusion und ist technisch für die Vermischung von Stoffen besonders interessant. Bei der Verbrennung eines Gases hängt zum Beispiel die Schnelligkeit des Verbrennungsablaufes—die Flamm länge—und damit die Grösse der Brennkammer oder Feuerung entscheidend von der Durchmischung des Brenngases mit der Luft ab. Für die theoretische Behandlung solcher Vorgänge benötigt man experimentelle Aussagen über den Verlauf der Vermischung. An einer Versuchsapparatur wurden die Gesetzmässigkeiten über den Ausgleich der Geschwindigkeitsunterschiede bestätigt gefunden. Aus Messungen über das Abklingen der Temperaturunterschiede wird der Verlauf der sogenannten Wärmeaustauschgrösse für Nachlaufströmungen bestimmt.

ERGEBNISSE FRÜHERER UNTERSUCHUNGEN

Bei den Turbulenzerscheinungen handelt es sich bekanntlich um statistische Ausgleichsvorgänge, die in völlig unregelmässiger Weise vor sich gehen. Eine exakte Beschreibung ist bisher nicht möglich und man ist für ihre Behandlung auf die Aussage von Experimenten angewiesen.

Prandtl [1] überträgt den Begriff der freien Weglänge sinngemäss auf die turbulenten Austauschbewegungen und spricht vom Mischungsweg. Turbulenzballen, die einen bestimmten Impuls in Richtung der Hauptströmungsgeschwindigkeit besitzen, kommen durch eine Querbewegung um „die Mischungsweglänge“ in eine neue Umgebung mit anderer Geschwindigkeit der Hauptströmung. Dabei geben sie ihren Impulsüberschuss durch Stoss bzw. Vermischung an die benachbarten Teile ab, wodurch diese in ihrer Bewegung beeinflusst werden. In seinem Ansatz soll die Grösse des Mischungs-

weges der Breite der Vermischungszone entsprechen. Nach experimenteller Bestimmung einiger Konstanten konnten die turbulenten Strömungsvorgänge rechnerisch gut wiedergegeben werden. Wie jedoch Messungen zeigten, werden in einer turbulenten Strömung unterschiedliche Temperaturen etwas rascher ausgeglichen als Impulsunterschiede. Diese Erscheinung konnte mit dem Mischungswegansatz nicht erklärt werden.

Taylor [2] gelang dieses mit Hilfe seiner Wirbeltransporttheorie. Dabei wurde angenommen, dass hier die Wirbelstärke, die Rotation, über einen gewissen Weg konstant bleibt. Es zeigte sich schliesslich, dass die turbulenten Ausgleichvorgänge mit Hilfe verschiedener Theorien bei entsprechender Wahl der Konstanten hinreichend beschrieben werden können, ohne dass die zugehörigen Ansätze die physikalischen Vorgänge voll erfassen müssen.

Reichardt [3] bemerkte in seiner induktiven Behandlung des Problems die Analogie der turbulenten Ausgleichvorgänge mit den molekularen Erscheinungen der Diffusion und der Wärmeleitung. Er erkannte, dass die Verteilung der Hauptkomponente $\overline{\rho u^2}$ der mittleren Impulsstromdichte über die senkrecht zur Strömung liegende y -Koordinate in der Entfernung x (in Stromrichtung) hinter einem quer angeströmten zylindrischen Körper grosse Ähnlichkeit mit Gaussischen Fehlerkurven der Form

$$\overline{u^2} = \overline{u_m^2} \cdot e^{-(y/b)^2} \quad (1)$$

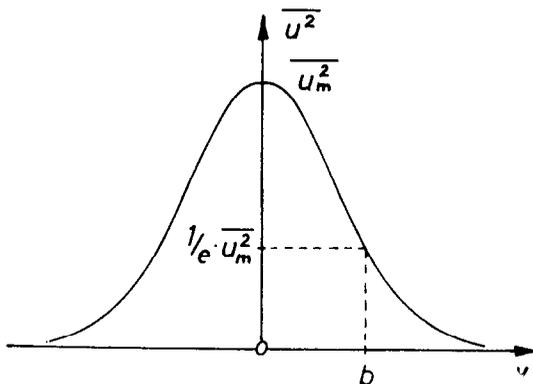


ABB. 1. Gaussische Fehlerkurve $\overline{u^2} = \overline{u_m^2} \cdot e^{-(y/b)^2}$ mit dem Maximalwert $\overline{u_m^2}$ und der kennzeichnenden Breite b bei dem Ordinatenwert $1/e \overline{u_m^2}$.

haben. (vergl. Abb. 1). Dabei ist b eine kennzeichnende, mit der Entfernung x vom Hindernis zunehmende Abmessung, welche die Breite der glockenförmigen Gaussischen Fehlerkurve kennzeichnet. Die Länge b ist die Entfernung des Punktes der Fehlerkurve von ihrer Symmetrielinie, dessen Ordinate auf das $1/e$ fache der Ordinate des Scheitelpunktes gesunken ist.

Gaussische Fehlerfunktionen der Form

$$\rho \overline{u^2} = \rho \left(c_1 + \frac{c_2}{b} e^{-(y/b)^2} \right) \quad (2)$$

mit $b = b(x)$ als Funktion von x sind bekanntlich—wie man durch Einsetzen nachweisen kann—Lösungen der Differentialgleichung

$$\frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x} = A(x) \frac{\partial^2 \overline{u^2}}{\partial y^2} \quad (3)$$

Dabei ist in der Impulsstromdichte die als konstant angenommene Dichte ρ des Mediums auf beiden Seiten gestrichen. Diese Vereinfachung ist bei Beschränkung auf kleine Temperatur- und Dichteänderungen zulässig. Die Grösse A entspricht der Temperaturleitfähigkeit a in der Gleichung der nichtstationären Wärmeleitung

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \quad (4)$$

in der t die Temperatur und τ die Zeit ist.

Die Gleichungen (3) und (4) haben dieselbe Form, nur tritt an Stelle der Länge x in (4) die Zeit τ auf. In einer Strömung konstanter Geschwindigkeit ist aber der zurückgelegte Weg der Zeit proportional. Man kann also genügend genau τ durch x ersetzen, solange die Geschwindigkeitsabnahme hinter dem Hindernis klein gegen die Geschwindigkeit der ungestörten Strömung ist.

Wie man beim Einsetzen von (2) in (3) feststellt, besteht zwischen $b(x)$ und $A(x)$ die Beziehung

$$A(x) = \frac{b}{2} \cdot \frac{db}{dx} \quad (5)$$

Für die hier allein behandelte Nachlaufströmung fanden sowohl Reichardt mit seinem Ansatz für den Impulsfluss wie auch Schlichting [4] mit dem Prandtschen Mischungswegansatz,

dass b proportional \sqrt{x} ist. Damit erhält Λ einen von x unabhängigen Wert. Für den Quertransport $\rho \overline{u'v'}$ des Impulses machte Reichardt [5] den Ansatz

$$\rho \overline{u'v'} = - \Lambda(x) \frac{\partial(\rho \overline{u'^2})}{\partial y}. \quad (6)$$

Hiernach ist der Strom an u -Impuls (in der x -Richtung), der in die y -Querrichtung abwandert, der Impulsdichte $\rho \overline{u'^2}$ proportional. Von diesen Ansätzen ausgehend konnte Reichardt die Gesetzmässigkeiten der Geschwindigkeitsverteilung bei freien turbulenten Strömungen ableiten und durch eine grosse Anzahl von Messungen bestätigen.

Bei der Temperaturlausbreitung stellte er eine grössere Vermischungsbreite als für den Impuls fest. Danach ist die Austauschgrösse für die Temperatur grösser als die des Impulses.

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Die freie turbulente Nachlaufströmung bildet hinter einem mit konstanter Geschwindigkeit angeströmten Körper ein Gebiet mit verringerter Strömungsgeschwindigkeit, das man als „Nachlaufdelle“ bezeichnet. Ist der Körper ausserdem beheizt, so wird sich im Nachlauf eine bestimmte Temperaturverteilung einstellen. Ausserhalb des Nachlaufgebietes soll überall eine gleichmässige turbulenzfreie Grundströmung der Geschwindigkeit U_∞ und der ebenfalls gleichmässigen Temperatur t_∞ bestehen (vergl. Abb. 2).

Die Gestalt der Nachlaufdelle wird durch den zeitlichen Mittelwert des Unterschiedes

$$\bar{u} = U_\infty - \bar{u}_1$$

der Umgebungsgeschwindigkeit U_∞ und des

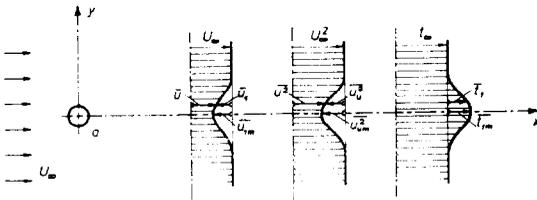


ABB. 2. Verteilung der zeitlichen Mittelwerte von Geschwindigkeit \bar{u} , Impulsstrom \bar{u}^2 und Temperatur \bar{t}_1 in der Nachlaufdelle hinter einem mit der Geschwindigkeit U_∞ in der x -Richtung quer angeströmten Zylinder a .

zeitlichen Mittelwertes der Geschwindigkeit \bar{u}_1 beschrieben.

Bei konstant angenommener Dichte ρ des strömenden Mediums kann die mittlere Impulsstromdichte $\rho \overline{u'^2}$ durch die Geschwindigkeitsquadrate ausgedrückt werden:

$$\overline{u'^2} = \overline{U_\infty^2} - \overline{u_1^2}.$$

Zum Unterschied von der sogenannten Dellen- geschwindigkeit, die mit dem Index 1 versehen wurde, ist der Wert des Impulses in der Delle mit dem Index u versehen worden.

Für die Temperaturen gilt entsprechend

$$\bar{t} = t_\infty + \bar{t}_1.$$

Von einer gewissen Mindestentfernung hinter einem beheizten zylindrischen Störkörper ab sind die Geschwindigkeits- und Temperaturprofile von der geometrischen Form seines Umrisses nicht mehr beeinflusst. Die Dellenprofile können dann bei dimensionsloser Darstellung für alle Entfernungen stromabwärts durch eine einzige Kurve wiedergegeben werden.

Jeder Ordinatenwert der Dellenprofile wird dazu durch sein Maximum in der Symmetrieebene dividiert (Index m):

$$\varphi_1 = \frac{\bar{u}_1}{u_{1m}}$$

$$\varphi^2 = \frac{\overline{u'^2}}{u_{um}^2}$$

$$\vartheta = \frac{\bar{t}_1}{t_{1m}}$$

Die Abzissenwerte y der Dellenprofile werden durch das oben definierte kennzeichnende Breitenmass b dividiert

$$\zeta = \frac{y}{b}.$$

In Gleichung (2) werden die Konstanten zu $c_1 = U_\infty^2$ und $c_2 = -b \cdot \overline{u_{um}^2}$ ermittelt. Damit kann das dimensionslose Profil φ^2 der Impulsstromdichte durch

$$\varphi^2 = \frac{\overline{u'^2}}{u_{um}^2} = e^{-\zeta^2} \quad (7)$$

ausgedrückt werden.

Unter der Voraussetzung grösserer Entfernungen hinter dem Störkörper gilt näherungsweise

$$\overline{u^2} \approx 2 \cdot U_\infty \cdot \overline{u_1}.$$

Damit wird

$$\varphi_1 = \varphi^2.$$

Da die Temperaturprofile im Nachlauf ebenfalls Ähnlichkeit mit Gaussischen Fehlerkurven besitzen, ist es naheliegend diese in Analogie zu (7) auszudrücken:

$$\vartheta = \frac{\overline{t_1}}{t_{1m}} = e^{-\kappa \xi^2} \quad (8)$$

Darin stellt κ einen Parameter dar, der die breitere Verteilung der Temperatur gegenüber der Geschwindigkeit berücksichtigt.

In einer hier nicht wiedergegebenen Ableitung kamen sowohl Reichardt [5] wie auch Schlichting [4] trotz verschiedener Ansätze für die Entwicklung der Nachlaufbreite des Windschattens hinter einem quer angeströmten zylindrischen Körper zu dem gleichen Ergebnis

$$\frac{2b}{c_w \cdot d} = \left(\frac{x}{c_w \cdot d} \cdot k \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Die Abnahme der maximalen Dellen geschwindigkeit mit der Entfernung hinter dem Körper ergab sich zu

$$\frac{\overline{u_{1m}}}{U_\infty} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{x}{c_w \cdot d} \cdot k \right)^{-1/2}. \quad (10)$$

Die in den Gleichungen (9) and (10) eingeführten Konstanten k und γ wurden aus den Experimenten bestimmt. c_w ist der in üblicher Weise definierte Widerstandsbeiwert des angeströmten Körpers vom Durchmesser d .

Nach diesem Ergebnis erfolgt das Abklingen der turbulenten Störung sowie das Anwachsen der Störungsweite mit der Quadratwurzel des Abstandes vom Störungsursprung und ist unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit.

In Analogie zu dem Impulsfluss muss der von der Strömung der Breite 1 im Nachlauf des beheizten zylindrischen Körpers transportierte Wärmestrom Q für alle Querschnitte x hinter dem Körper den gleichen Wert besitzen

$$Q = \rho \cdot c_p \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{t_1} \overline{u} \, dy. \quad (11)$$

Darin sollen $\overline{t_1}$ und \overline{u} die zeitlichen Mittelwerte für die Übertemperatur und Geschwindigkeit sein; c_p ist die spezifische Wärme des strömenden Mediums und ρ dessen Dichte, deren Änderung bei der Erwärmung vernachlässigt wird.

Umgeformt kann Gleichung (11)

$$Q = \rho \cdot c_p \cdot U_\infty \cdot t_0 \cdot \Theta \quad (12)$$

geschrieben werden. Darin ist θ ein Mass für den Wärmestrom und kann aus Symmetriegründen bei gleichmässiger Grundströmung durch

$$\Theta = 2 \int_0^\infty \frac{\overline{t_1}}{t_0} \cdot \frac{\overline{u}}{U_\infty} \, dy \quad (13)$$

ausgedrückt werden. t_0 ist die Übertemperatur des beheizten Körpers gegenüber der Temperatur der Grundströmung.

Gemäss einer in [6] angegebenen Umformung lässt sich (13)

$$\frac{\overline{t_{1m}}}{t_0} \cdot \frac{1}{\Theta} = \frac{1}{2 \int_0^\infty \vartheta [1 - (\overline{u_1}/U_\infty)] \, dy}$$

schreiben. $\overline{t_{1m}}/t_0$ hängt nämlich lediglich vom Abstand hinter dem Körper ab und kann daher aus dem Integral gezogen werden. Nach Einführung des dimensionslosen Breitenmasses ζ sowie unter Verwendung von (9) ergibt sich für das Abklingen des Temperaturmaximums in der Nachlaufweite mit wachsender Entfernung vom Körper

$$\frac{\overline{t_{1m}}}{t_0} \cdot \frac{c_w \cdot d}{\Theta} = \frac{1}{\gamma_2 \sqrt{k} \sqrt{(x/c_w \cdot d) - (1/2\gamma) \gamma_3}}. \quad (14)$$

Die in dieser Beziehung angegebenen Konstanten sind sogenannte Formfaktoren; ihre Zahlenwerte werden aus den Experimenten bestimmt.

$$\gamma = \int_0^\infty \varphi_1 \, d\zeta$$

$$\gamma_2 = \int_0^\infty \vartheta \, d\zeta$$

$$\gamma_3 = \int_0^\infty \varphi_1 \vartheta \, d\zeta.$$

Da $\gamma, \gamma_2, \gamma_3$ und k —wie die Experimente zeigen— sämtlich von der Grössenordnung eins sind, kann diese Beziehung bei grösseren Abständen $x/c_w \cdot d$ vereinfacht werden:

$$\frac{\bar{t}_{1m} \cdot c_w \cdot d}{t_0 \cdot \Theta} = \frac{1}{\gamma_2} \cdot \left(\frac{x}{c_w \cdot d} \cdot k \right)^{-1/2} \quad (14a)$$

Damit ergibt sich für die Temperaturverteilung auch eine der Geschwindigkeitsverteilung ähnliche Beziehung.

Analog dem bekannten Schubspannungsansatz für die laminare Strömung kann auch die zwar vielfach grössere turbulente Scheinreibung der turbulenten Strömung durch

$$\bar{\tau} = A_\tau \cdot \frac{d\bar{u}}{dy} \quad (15)$$

ausgedrückt werden. Darin ist $\bar{\tau}$ die mittlere turbulente Schubspannung und A_τ die sogenannte turbulente Impulsaustauschgrösse von derselben Dimension wie die dynamische Zähigkeit η der laminaren Strömung. Bei η handelt es sich allerdings um eine reine Stoffkonstante, während A_τ allgemein noch vom Strömungsfeld abhängig ist.

Die mittlere Wärmestromdichte q (z.B. in kcal/m²s) lässt sich ebenso durch die Austauschgrösse A_q des Stoff- oder Wärmeaustausches in Querrichtung ausdrücken:

$$\bar{q} = -c_p \cdot A_q \frac{d\bar{t}_1}{dy} \quad (16)$$

Darin ist c_p die spezifische Wärme des strömenden Mediums.

Die Austauschgrössen A_τ und A_q bedeuten demnach eine Masse in kg, die mit einer Geschwindigkeit in m/s durch eine Fläche in m² hindurchgeht. Diese Masse übernimmt mit ihrer Schwankungsbewegung den Impuls- und Temperaturtransport vom Ausgangspunkt zu einem um die Distanz dy davon entfernten Punkt des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes [7]. Für die beobachteten unterschiedlichen Werte der beiden Austauschgrössen scheint die Tatsache verantwortlich zu sein, dass die Transportgrösse beim Impuls ein Vektor, bei der Temperatur dagegen ein Skalar ist.

Mit den Ansätzen

$$A_\tau = \rho \cdot A \cdot U_\infty \cdot A_\tau^*$$

$$\text{und} \quad A_q = \rho \cdot A \cdot U_\infty \cdot A_q^*$$

lassen sich die Austauschgrössen in dimensionsloser Form schreiben. Der von Reynolds aus Impulsbetrachtungen abgeleitete Schubspannungsansatz für die turbulente Scheinreibung lautet

$$\bar{\tau} = -\rho \overline{u'v'}. \quad (17)$$

Für die mittlere Wärmestromdichte lautet die analoge Beziehung

$$q = \rho \cdot c_p \overline{t'v'}. \quad (18)$$

Die in diesen Gleichungen auftretenden Schwankungsgeschwindigkeiten u' und v' in Längs- bzw. Querrichtung sowie deren gemeinsames Mittel die sogenannten turbulenten Schwankungsgrössen $\overline{u'v'}$ wurden von Reichardt [5] berechnet. Er leitete auch die turbulente Temperaturschwankungsgrösse $\overline{t'v'}$ aus der Temperaturschwankung t' ab.

Mit diesen Werten können die Austauschgrössen (15) und (16) in der dimensionslosen Form geschrieben werden:

$$A_\tau^* = -2\zeta \cdot \varphi_1 \frac{1}{(d\varphi_1/d\zeta)} \quad (19)$$

$$A_q^* = -2\zeta \cdot \vartheta \frac{1}{(d\vartheta/d\zeta)} \quad (20)$$

Mit der Näherungsbeziehung (7) ergibt sich daraus für die dimensionslose Impulsaustauschgrösse der konstante Wert

$$A_\tau^* = 1$$

Die Abbildungen 10 und 14 zeigen in wieweit diese Näherung zutrifft.

Die dimensionslose Wärmeaustauschgrösse wird mit (8) zu

$$A_q^* = \frac{1}{\kappa + \zeta/2 \cdot (d\kappa/d\zeta)} \quad (21)$$

Darin hängt κ noch von ζ und x/d ab.

Das daraus gebildete Verhältnis der beiden Austauschgrössen ist:

$$\frac{A_\tau}{A_q} = \kappa + \zeta/2 \cdot \frac{d\kappa}{d\zeta} \quad (22)$$

VERSUCHSANORDNUNG

Zur Messung der Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung im Windschatten hinter beheizten zylindrischen Störkörpern diente der in Abb. 3 dargestellte offene Windkanal mit einer fast 4 m langen Messstrecke *b* von rechteckigem Querschnitt 250 mm Breite und 550 mm Höhe. Um über die ganze Länge der Messstrecke eine möglichst gleichbleibende Geschwindigkeit der Hauptströmung zu erzielen, waren die beweglichen Seitenwände des Kanals schwach divergent eingestellt, sodass sich der Querschnitt des Kanals in Richtung der Strömung etwas erweiterte. Auf diese Weise wurde die zunehmende Verdrängungsdicke der Grenzschicht an den Kanalwänden gerade ausgeglichen.

Der Messstrecke floss die Luft durch eine Einlaufdüse *d* von den in Abb. 3 angegebenen Massen zu. Die Einlaufdüse entnahm die Luft durch ein Beruhigungssieb *c* einem mit Einbauten zur Durchmischung versehenen Gang, der mit der über 20 000 m³ grossen Halle des Maschinenlaboratoriums in Verbindung stand. In diese Halle wurde die Luft nach Durchlaufen der Messstrecke durch ein Radialgebläse von ca. 15 kW Leistungsaufnahme zurückgefördert. Durch diese Anordnung wurde im Eintritt der

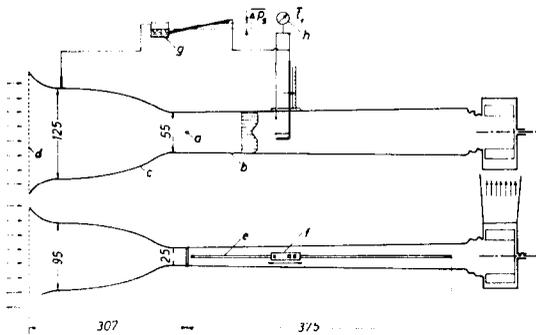


ABB. 3. Strömungskanal mit Messeinrichtungen in Aufriss und Grundriß (Masse in cm).

- a zylindrischer beheizter Störkörper
- b Messstrecke von rechteckigem Querschnitt
- c Beruhigungssieb
- d Einlaufdüse
- e abgedeckter Längsschlitz zur Einführung der Messsonde
- f verschiebbare Messsonde mit Pitotrohr und Thermoelement
- g Schrägrohrmanometer
- h Lichtmarkengalvanometer.

Messstrecke eine sehr gleichmässige und turbulenzfreie Verteilung der Geschwindigkeit und eine homogene Temperatur der Luft über den ganzen Querschnitt erzielt. Die Abweichungen von der Geschwindigkeit U_∞ der Hauptströmung betragen abgesehen von der Grenzschicht an den Wänden weniger als 0,5 Prozent.

Der zylindrische Störkörper *a* war 120 mm hinter dem Beginn der Messstrecke in halber Höhe waagrecht zwischen die Seitenwände des Kanals eingebaut. Die Messungen wurden mit drei verschiedenen nacheinander ausgewechselten Störkörpern durchgeführt. Es handelte sich um einen Kreiszyylinder aus Chromnickeldraht von 0,75 mm Durchmesser, einen zylindrischen Stab aus Silit von 8 mm Durchmesser sowie einen Halbzylinder aus Kupfer nach Abb. 4, der durch einen Silitstab beheizt wurde und mit einem Thermoelement zur Temperaturmessung versehen war. Alle Störkörper waren 250 mm lang und stiessen mit ihren Stirnseiten unmittelbar an die Seitenwände des Kanals an.

Zur Messung der Verteilung von Geschwindigkeit und Temperatur im Windschatten hinter dem jeweiligen Störkörper diente eine in einem abdeckbaren Schlitz *e* längs des Kanals und in einer Führung in vertikaler Richtung verschiebbare Sonde. An dieser Sonde war zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit ein Pitotrohr von 3 mm Durchmesser und zur Messung der Temperatur ein quer zur Strömung waagrecht ausgespanntes Thermoelement

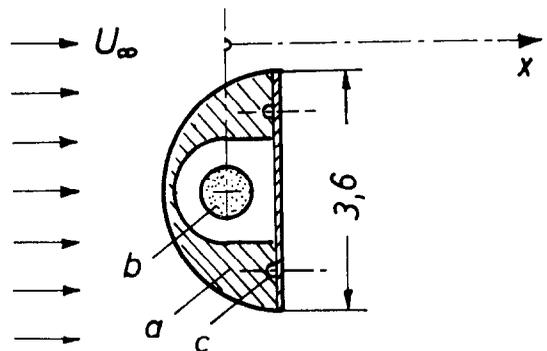


ABB. 4. Heizbarer halbzylindrischer Störkörper vom Durchmesser $d = 3,6$ cm.

- a Kupferhalbzylinder
- b Silitstab
- c Thermoelement.

aus Maganin-Konstantandraht von 0,5 mm Drahtstärke angebracht. Zur Dämpfung schneller Temperaturschwankungen waren zur Erhöhung der Wärmekapazität der Lötstelle die beiden Drähte des Thermoelementes durch einen kurzen Kupferdraht von 1 mm Stärke verbunden. Die Kaltlötstelle des Thermoelementes befand sich in derselben Querschnittsebene des Strömungskanals aber ausserhalb des Nachlaufgebietes, sodass unmittelbar die Temperaturdifferenz des Nachlaufs gegen die ungestörte Strömung gemessen wurde. Der Strahlungseinfluss des Störkörpers auf das Thermoelement war vernachlässigbar gering.

Die Thermokraft des Thermoelementes wurde von einem Lichtmarkengalvanometer bei direktem Ausschlag gemessen. Die Druckdifferenz zwischen dem Pitotrohr und dem statischen Druck in einer Anbohrung der Einlaufdüse wurde mit Hilfe eines Schrägrohrmanometers gemessen. Um die schnellen turbulenten Schwankungen der Messwerte zu einem Mittelwert auszugleichen, hatten beide Geräte genügend lange Einstelldauer von der Grössenordnung einer Minute.

Die meisten Versuche wurden mit einer Luftgeschwindigkeit von 35 m/s ausgeführt. Bei dem entsprechenden Staudruck von 69 mm Wassersäule (WS) betrug 150 cm hinter dem Stördräht von 0,75 mm Durchmesser die Gesamtdruckdifferenz in der Mittelebene der Delle 1,6 mm WS oder 2,3 Prozent des vollen Staudrucks.

Die Temperatur in der Mittelebene des Nachlaufs hinter dem Störkörper von 0,075 mm Durchmesser (Dmr.) lag 1,2 degC über der Temperatur der ungestörten Strömung.

Die Heizleistung und die Temperatur der Störkörper hatten bei den meisten Versuchen etwa folgende Werte:

Halbzylinder	3,6 cm Dmr;
Heizleistung	1,6 kW;
Temperatur	370°C
Kreiszyylinder	0,8 cm Dmr;
Heizleistung	1,28 kW;
Temperatur	610°C
Kreiszyylinder	0,075 cm Dmr;
Heizleistung	0,8 kW
Temperatur	500°C

Die Heizleistung lieferte als Gleichstrom ein Drehstrom-Gleichstrom Umformersatz.

VERSUCHSERGEBNISSE

Da die Unterschiede des statischen Druckes in Nachlaufströmungen wesentlich rascher abklingen als die Geschwindigkeitsunterschiede und die Untersuchungen auf grössere Abstände hinter dem Störkörper beschränkt bleiben sollten, konnte auf die Messung des statischen Druckes in den Nachlaufdüsen verzichtet werden. Wird der statische Druck ab einer gewissen Mindestentfernung dem der ungestörten Grundströmung gleichgesetzt, so gilt die Beziehung:

$$\overline{\Delta p_g} = \rho \cdot \bar{u}^2 / 2.$$

Damit können die dimensionslosen Werte der Impulsverteilung nach Gleichung (7) folgendermassen geschrieben werden:

$$\varphi^2 = \frac{\bar{u}_u^2}{\bar{u}_{um}^2} = \frac{\overline{\Delta p_g}}{\Delta p_{gm}}. \quad (23)$$

Unter der gleichen Annahme kann auch die Geschwindigkeitsverteilung durch die gemessene Gesamtdruckverteilung nach der Beziehung

$$\frac{\bar{u}_1}{U_\infty} = 1 - \sqrt{\left(\frac{p_{d\infty} - \overline{\Delta p_g}}{p_{d\infty}} \right)} \quad (24)$$

dargestellt werden. Mit Hilfe dieser beiden Beziehungen ist es möglich, die Messergebnisse mit den vorn abgeleiteten Gesetzmässigkeiten zu vergleichen.

Als Beispiel für die Auswertung wird Tabelle I angeführt. $p_{d\infty}$ stellt darin den dynamischen Druck bei ungestörter Anströmung mit der Geschwindigkeit U_∞ dar

$$p_{d\infty} = \rho \cdot U_\infty^2 / 2.$$

Abbildung 5 zeigt den Verlauf der dimensionslosen Gesamtdruckdifferenzen $\overline{\Delta p_g} / p_{d\infty}$ über dem Querabstand y in verschiedenen Entfernungen x hinter dem Störkörper $d = 0,8$ cm Dmr. Jede Kurve wurde planimetriert und man erhält aus dem Flächeninhalt den Wert $c_w \cdot d$. † Abbildung 6 zeigt die zugehörige Auftragung der Übertemperaturen \bar{t}_1 / t_0 . Die Berechnung des

† Fussnote, S. 92.

Tabelle 1. Auszug aus einem Messprotokoll

$d = 0,8 \text{ cm}; x = 50 \text{ cm}; p_{a\infty} = 69 \text{ mm WS}; t_{\infty} = 14,5^{\circ}\text{C}; b = 715 \text{ Torr}; N_h = 1,28 \text{ kW}; t_0 = 610^{\circ}\text{C};$

y (cm)	$\overline{\Delta p_g}$ (Skt)	$\frac{\overline{\Delta p_g}}{p_{a\infty}}$	φ^2	$\overline{t_1}$ (Skt)	$\frac{\overline{t_1} \cdot 10^2}{(t_0)}$	ϑ
1,5	103	0,149	0,60	7,0	0,360	0,855
0,5	164	0,238	0,955	8,1	0,416	0,99
0,25	168	0,244	0,98	8,15	0,418	0,995
0	172	0,249	1,0	8,2	0,421	1,0
-0,25	170	0,246	0,99	8,1	0,416	0,99
-0,5	161	0,233	0,935	8,0	0,410	0,975
-1,75	90	0,130	0,525	6,1	0,313	0,745

Durch Eichen ermittelte Umrechnungsfaktoren:

für Δp_g : 1 Skt = 0,1 mm WS
 t_1 : 1 Skt = 0,313 degC

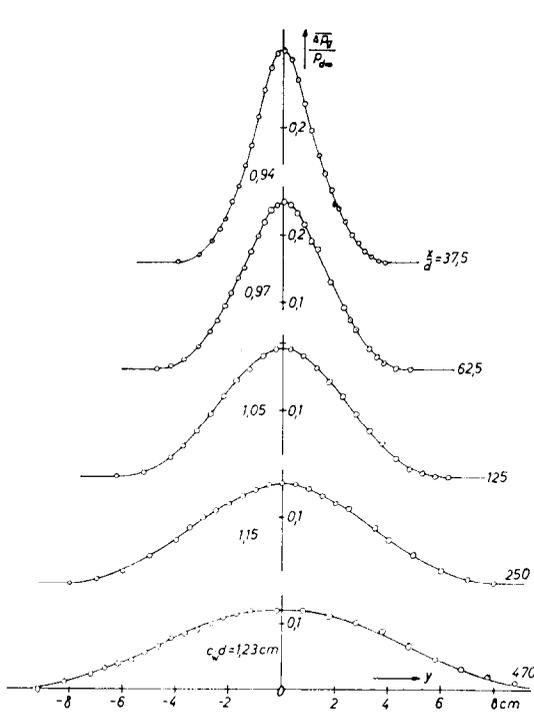


ABB. 5. Verteilung des dimensionslosen Gesamtdruckes in verschiedenen Entfernungen hinter einem Störkörper von 0,8 cm Durchmesser.

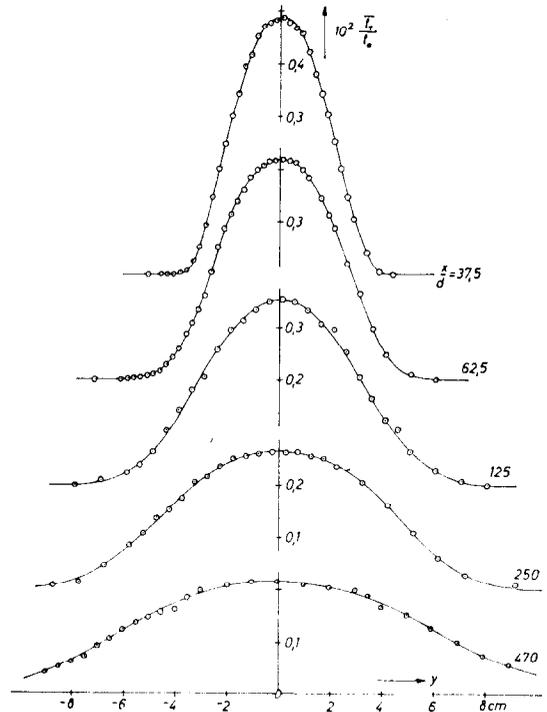


ABB. 6. Verteilung der dimensionslosen Temperatur in verschiedenen Entfernungen hinter einem beheizten Störkörper von 0,8 cm Durchmesser.

Wärmestromes geschah ebenfalls durch Planimetrieren der Verteilungskurven nach Abb. 7.† Die Gleichung (13) wurde dazu in

$$\Theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{t}_1}{t_0} \cdot \sqrt{\left(\frac{P_{d\infty} - \overline{\Delta p_g}}{p_{d\infty}} \right)} dy \quad (25)$$

umgeformt.

Die Tabelle 2 enthält auszugsweise die Auswertung einiger Messergebnisse. Zum Vergleich mit den Messpunkten von Schlichting [4] und Reichardt [5] wurde darin als Breitenmass $y_{0,5}$ derjenige Ordinatenwert der Gesamtdruck- und Temperaturprofile verwendet, bei dem die Ordinate auf die Hälfte ihres Maximums gesunken ist.

Das vorn definierte Breitenmass $b = y_{1/e}$ wurde aus einer in Abb. 8 dargestellten Auftragung der Gesamtdruckmesswerte $\overline{\Delta p_g} / \overline{\Delta p_{gm}}$ über

† Das Anwachsen des Impulsdellenintegrals ebenso wie der Wärmestromkonstanten mit wachsendem Abstand vom Störkörper wird auf zusätzliche Ausgleichvorgänge parallel zur Achse des Störkörpers zurückgeführt. In den weiteren Darstellungen werden die für jeden Messquerschnitt ermittelten Integralwerte verwendet.

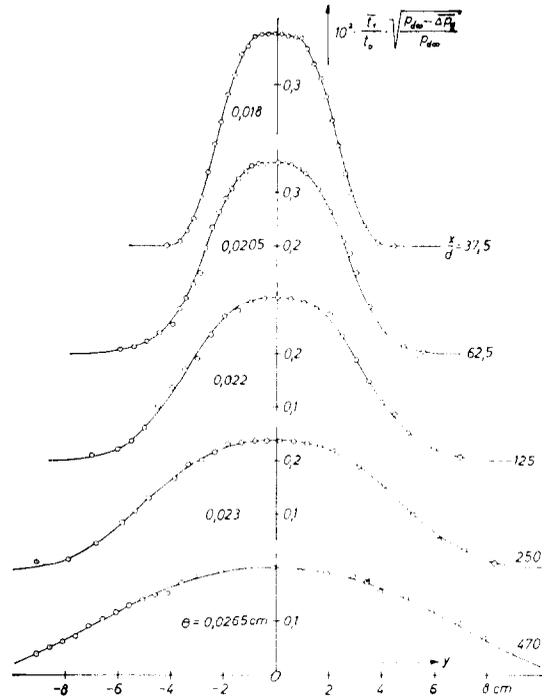


ABB. 7. Verteilung des dimensionslosen Wärmestromes in verschiedenen Entfernungen hinter einem beheizten Störkörper von 0,8 cm Durchmesser.

Tabelle 2. Auswertung der Gesamtdruck- und Temperaturmessungen

d (cm)	t_0 (grad)	x (cm)	c_w	$\frac{x}{c_w d}$	θ (cm)	$\frac{\overline{u_{1m}}}{U_\infty}$	$\frac{\overline{t_{1m}}}{t_0} \cdot \frac{c_w d}{\theta}$	$\frac{2y_{0,5\varphi^2}}{c_w \cdot d}$	$\frac{2y_{0,5\vartheta}}{c_w \cdot d}$
3,6	370°	50	1,40	11,1	0,465	0,325	0,45	1,66	2,7
		75	1,38	16,4	0,465	0,254	0,36	2,05	3,2
		100	1,32	22,3	0,50	0,218	0,301	2,46	3,9
		200	1,30	43,8	0,46	0,157	0,25	3,25	4,5
0,8	610°	30	1,17	37,2	0,0185	0,173	0,257	2,82	4,63
		50	1,21	56,7	0,0205	0,135	0,194	3,82	5,41
		100	1,31	100	0,022	0,10	0,167	5,1	6,48
		200	1,44	178	0,023	0,079	0,127	6,3	8,25
		375	1,54	309	0,0265	0,061	0,098	8,14	10,6
0,075	500°	30	1,05	380	0,0064	0,051	0,081	9,75	11,9
		50	1,12	600	0,0063	0,035	0,064	13,8	15,1
		75	1,07	940	0,0061	0,027	0,049	17,7	18,5
		100	0,94	1430	0,0069	0,019	0,037	24,0	25,0
		150	0,76	2640	0,0071	0,012	0,020	38,7	47,5

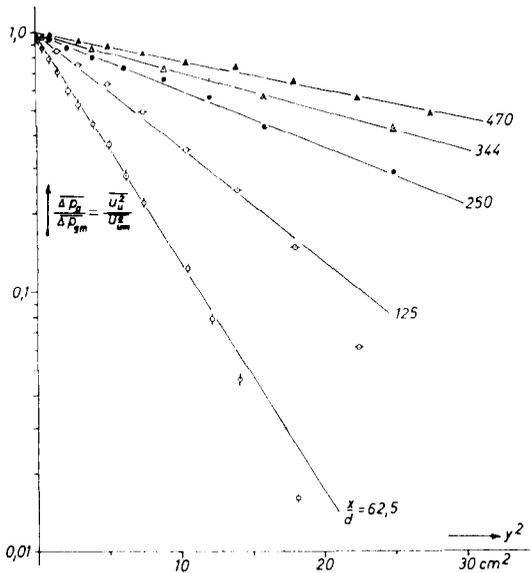


Abb. 8. Verteilung des dimensionslosen Längsimpulses über dem Quadrat des Querabstandes y^2 in verschiedenen Entfernungen hinter einem Störkörper von 0,8 cm Durchmesser.

dem Quadrat des Querabstandes y^2 entsprechend den Gl. (7) und (23)

$$\log \frac{\overline{\Delta p_g}}{\Delta p_{gm}} = -\frac{y^2}{b^2} \log e$$

gewonnen.

In Abb. 9 wurden sodann die erhaltenen Werte von b^2 über der Entfernung $x \cdot c_w \cdot d$ entsprechend der aus (9) abgeleiteten Gleichung

$$b^2 = \frac{k}{4} c_w \cdot d \cdot x$$

linear aufgetragen. Als Mittelwert für die verschiedenen Stabdurchmesser ergab sich die Konstante k zu

$$k = 0,36$$

Die Abb. 10 und 11 zeigen den Vergleich der gemessenen Impuls- und Temperaturverteilungen q^2 und ϑ über dem dimensionslosen Breitenmass ζ für verschiedene Abstände hinter dem Störkörper von 0,8 cm Dmr. Die eingetragenen Glockenkurven stellen die Fehler-funktionen $q^2 = e^{-\zeta^2}$ bzw. $\vartheta = e^{-\zeta^2/2}$ dar.

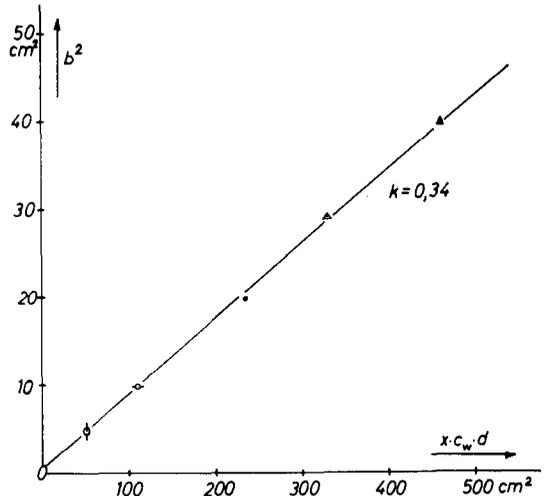


Abb. 9. Anwachsen der Nachlaufbreite b^2 mit der Entfernung x hinter einem Störkörper von 0,8 cm Durchmesser.

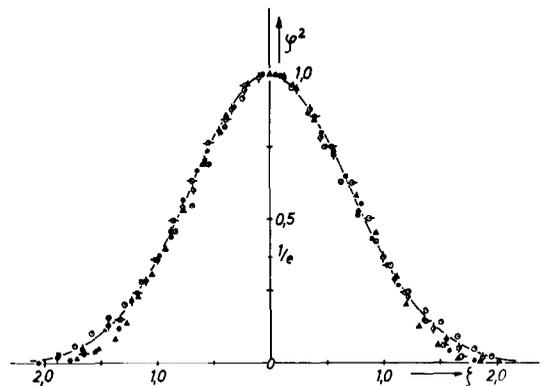


Abb. 10. Profil des dimensionslosen Impulses für verschiedene Abstände hinter einem Störkörper von 0,8 cm Durchmesser.

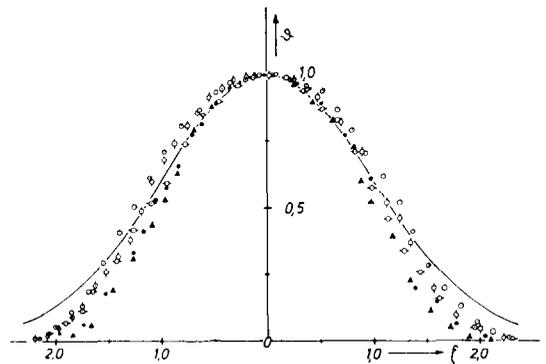


Abb. 11. Profil der dimensionslosen Temperatur für verschiedene Abstände hinter einem Störkörper von 0,8 cm Durchmesser.

Durch Planimetrieren über den Verlauf der Messwerte wurden die Konstanten

$$\gamma = 0,85$$

$$\gamma_2 = 1,14$$

ermittelt.

Aus einer hier nicht wiedergegebenen Auftragung der Werte $\varphi_1 \cdot \vartheta$ über dem Querabstand ζ wurde γ_3 ermittelt

$$\gamma_3 = 0,71.$$

Gegenüber den durch Integrieren über die Fehlerkurve gewonnenen Werten von γ_2 und γ_3 sind die oben angegebenen Werte bis 10 Prozent kleiner.

Mit den empirisch ermittelten Konstanten lauten die Gleichungen (9) und (10) für die Geschwindigkeitsverteilung:

$$\frac{\overline{u_{1m}}}{U_\infty} = 0,97 \cdot \left(\frac{x}{c_w \cdot d} \right)^{-1/2} \quad (26)$$

$$\frac{2b}{c_w \cdot d} = 0,60 \left(\frac{x}{c_w \cdot d} \right)^{1/2} \quad (27)$$

In den Auswertungen der Messungen von Schlichting und Reichardt wurde statt der Breite $b = \gamma(1/e)$ an der Stelle $\varphi^2 = 1/e$, die Breite $\gamma_{0,5}$ an der Stelle $\varphi^2 = 0,5$ verwendet. Beide Breiten hängen durch $b = 1,2 \cdot \gamma_{0,5}$ zusammen.

Damit wird

$$\frac{2 \gamma_{0,5} \vartheta^2}{c_w \cdot d} = 0,50 \left(\frac{x}{c_w \cdot d} \right)^{-1/2} \quad (27a)$$

Für die Maximaltemperatur $\overline{t_{1m}}$ in Dellenmitte des Nachlaufs wird aus Gleichung (14a)

$$\frac{\overline{t_{1m}}}{t_0} \cdot \frac{c_w \cdot d}{\Theta} = 1,46 \left(\frac{x}{c_w \cdot d} \right)^{-1/2} \quad (28)$$

Die Breitenentwicklung ergibt sich mit

$$\frac{2 \gamma_{0,5} \vartheta}{c_w \cdot d} = 0,71 \left(\frac{x}{c_w \cdot d} \right)^{1/2} \quad (29)$$

Die entsprechend Tabelle 2 ausgewerteten Messergebnisse sind in Abb. 12 und 13 über dem dimensionslosen Abstand $x/c_w \cdot d$ hinter dem Störkörper dargestellt. Die eingetragenen Geraden stellen die oben angegebenen Potenzgesetze dar. Beim Vergleich mit den Ergebnissen früherer Untersuchungen zeigt sich über einen grossen Bereich für die Geschwindigkeitsverteilung gute Übereinstimmung der Messwerte. Selbst in den geringen Abständen vom Störkörper, für die die Potenzgesetze entsprechend ihrer Ableitung nicht mehr gültig sind, zeigen sich noch keine nennenswerten Abweichungen. Dagegen lagen im Gebiet $x/c_w \cdot d > 1000$ scheinbar systematische Abweichungen für den Störkörper vom Durchmesser 0,75 mm vor.

Die turbulente Austauschgrösse A_τ^* für den Impuls wurde aus den Impulsverteilungen der

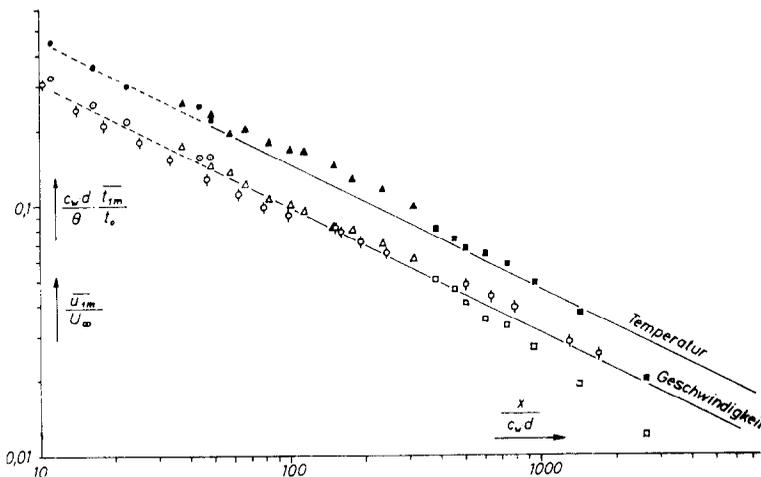


Abb. 12. Abklingen der maximalen Dellentiefe in dimensionsloser Darstellung für Temperatur und Geschwindigkeit mit der Entfernung hinter Störkörpern.

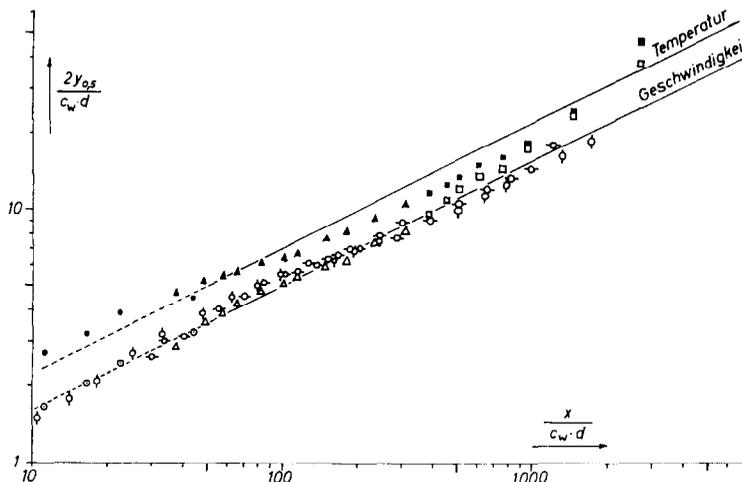


ABB. 13. Zunahme der Dellenbreite in dimensionsloser Darstellung für Temperatur und Geschwindigkeit mit der Entfernung hinter Störkörpern.

Abb. 10 entsprechend Gl. (19) ermittelt. Es ergab sich die in Abb. 14 dargestellte Verteilung. Sie entspricht etwa den Ergebnissen von Reichardt.

Die Temperaturverteilungen nach Abb. 11 zeigen eine Abhängigkeit vom Abstand hinter dem Störkörper, die in der Fehlerkurve (8) durch den Potenzfaktor κ zum Ausdruck gebracht und in Abb. 15 dargestellt ist. Die turbulente Austauschgrösse für den Wärmetransport A_q^* wurde der Gleichung (21) entsprechend ermittelt und ist in Abb. 16 dargestellt. Das Verhältnis der Austauschgrössen A_q/A_τ

zeigt Abb. 17. Man erkennt in diesen Bildern eine eindeutige Abhängigkeit der Temperaturaustauschgrösse vom Abstand hinter dem Störkörper. Dieser Einfluss ist beim Impulsaustausch in dem Masse nicht vorhanden. Das bisher konstant angenommene Verhältnis $A_q/A_\tau = 2$ trifft demnach in der vorliegenden Strömung für den ebenen Nachlauf nicht zu.

Für den ebenen Freistrahel ist dagegen das konstante Verhältnis $A_q/A_\tau = 2$ entsprechend einer neueren Untersuchung von B. G. van der Hegge Zijnen [8] gut erfüllt. Entsprechend einer Bemerkung von Reichardt scheint es sich

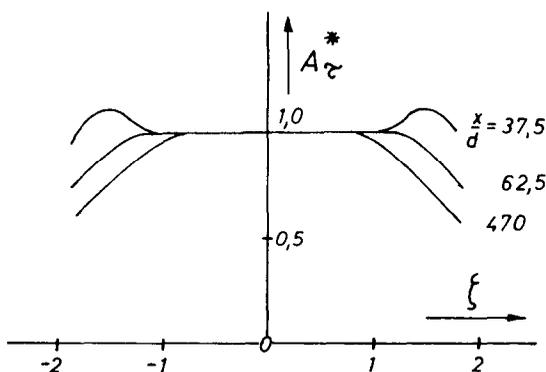


ABB. 14. Verteilung der dimensionslosen Austauschgrösse A_τ^* in der Querrichtung für verschiedene Abstände x/d hinter einem Störkörper vom Durchmesser 0,8 cm.

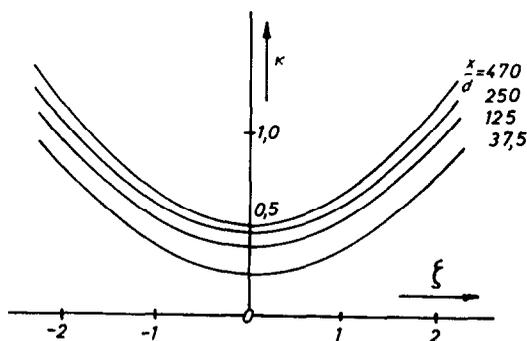


ABB. 15. Verlauf von κ für verschiedene Abstände x/d hinter einem beheizten Störkörper vom Durchmesser 0,8 cm.

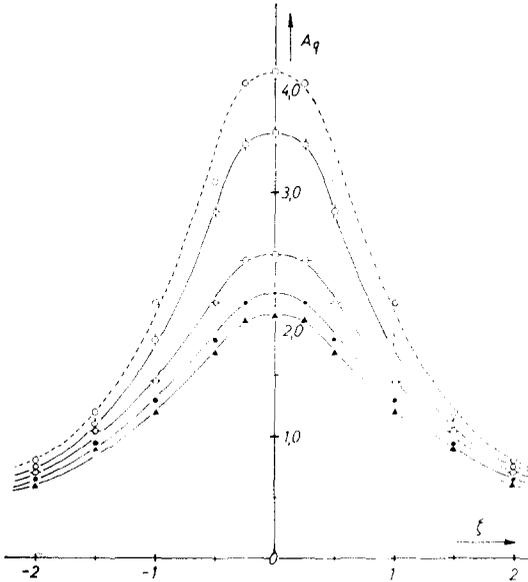


ABB. 16. Verlauf der dimensionslosen Temperatur Austauschgrösse A_q^* in der Querrichtung für verschiedene Abstände hinter einem beheizten Störkörper von 0,8 cm Durchmesser.

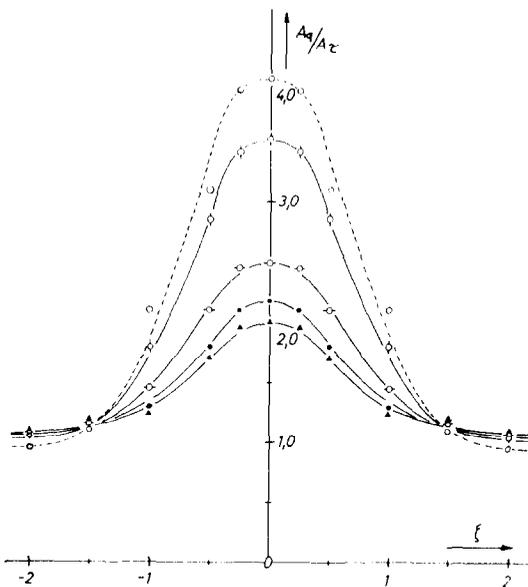


ABB. 17. Verlauf des Austauschverhältnisses A_q/A_T in der Querrichtung für verschiedene Abstände hinter einem beheizten Störkörper von 0,8 cm Durchmesser.

demnach bei den Nachlaufströmungen um eine nicht so freie Turbulenz wie im Freistrahle zu handeln.

Systematische Abweichungen der Messpunkte für den Störkörper mit dem geringen Durchmesser von 0,75 mm lassen vermuten, dass der Austauschvorgang vom Turbulenzgrad der Grundströmung dann beeinflusst wird, wenn der Körperdurchmesser und damit die Abmessungen der sich ablösenden Wirbel in der Grössenordnung der Turbulenzballen der Grundströmung liegen.

Wie die abgeleiteten Gesetzmässigkeiten zeigen, sind die turbulenten Austauschvorgänge von der Strömungsgeschwindigkeit unabhängig.

Die Ergebnisse sind auch auf Verbrennungsvorgänge übertragbar, da der Ausgleich von Konzentrationsunterschieden analog dem Wärmeaustausch erfolgt und die Mischungsvorgänge wiederum den Verbrennungsablauf gasförmiger Stoffe massgebend beeinflussen. Eine etwa vorhandene Abhängigkeit des Austauschverhältnisses vom Verlauf der Konzentrationsverteilung wurde hier nicht näher untersucht [9].

SCHRIFTTUM

1. L. PRANDTL, Über die ausgebildete Turbulenz, *Z. angew. Math. Mech.* **5**, 136–139 (1925); Bemerkungen zur Theorie der freien Turbulenz, *Z. angew. Math. Mech.* **22**, 241–243 (1942).
2. A. FAGE and F. M. FALKNER, The transport of vorticity and heat through fluids in turbulent motion (Appendix by G. I. TAYLOR), *Proc. Roy. Soc. London A* **135**, 685–702 (1932).
3. H. REICHARDT, Über eine neue Theorie der freien Turbulenz, *Z. angew. Math. Mech.* **21**, 257–264 (1941).
4. H. SCHLICHTING, Über das ebene Windschattenproblem, *Ing. Arch.* **1**, 533–571 (1930).
5. H. REICHARDT, Gesetzmässigkeiten der freien Turbulenz, *VDI-Forsch.* **414**, 2 (1951).
6. F. SCHOPPE, Über Mischungsvorgänge in gasgefeuerten Brennkammern, *VDI-Forsch.* 456 (1956).
7. E. SCHMIDT, *Einführung in die technische Thermodynamik*, Berlin, S. 365–366. Springer Verlag, Berlin (1958).
8. B. G. VAN DER HEGGE ZIYEN, Measurements in a plane turbulent jet of air, *Appl. Sci. Res.* **7**, 4 (1958).
9. H. LUDWIG, Bestimmung des Verhältnisses der Austauschkoefizienten für Wärme und Impuls bei turbulenten Grenzschichten *Z. Flugw.* **4**, 73–81 (1956).

Abstract—The free turbulence of flow on the backside of heated cylindrical bodies was investigated systematically by experiments. We compared the theoretical values with the measured distribution of velocity and temperature in transversal and longitudinal direction, that depends on the geometrical factors only. An exchange ratio was determined between momentum and heat from the experimental results. This ratio was found not to be constant as assumed in literature but depends on geometry also.

Résumé—La turbulence libre de l'écoulement à l'arrière d'obstacles cylindriques chauffés a été étudiée systématiquement par l'expérience. Nous avons comparé les valeurs théoriques avec les distributions mesurées de vitesse et de température dans les directions transversale et longitudinale qui dépendent seulement des facteurs géométriques. Un rapport d'échange entre la quantité de mouvement et la chaleur a été déterminé à partir des résultats expérimentaux. On a trouvé que ce rapport n'était pas constant comme on l'a supposé dans la littérature mais dépend aussi de la géométrie.

Аннотация—Проведено экспериментальное исследование процессов свободной турбулентности в кормовой зоне нагретых цилиндрических тел. Теоретические значения сравниваются с замеренными распределениями скорости и температуры в поперечном и продольном направлении в зависимости только от геометрических факторов. На основании экспериментальных данных определяется соотношение переноса тепла и количества движения. Установлено, что это соотношение в противоположность принятому в литературе не постоянно, а зависит также от геометрии.