



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6395

Validierung des k - ϵ - σ_t Turbulenzmodells im 3D Thermohydraulik-Code FLUTAN 3.0 an Turbulenzmeßdaten

**W. Baumann, L. Carteciano, B. Dorr,
G. Grötzbach**

Institut für Kern- und Energietechnik
Institut für Reaktorsicherheit
Projekt Nukleare Sicherheitsforschung

Dezember 1999

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6395

**Validierung des k - ϵ - σ_t Turbulenzmodells
im 3D Thermohydraulik-Code FLUTAN 3.0
an Turbulenzmessdaten**

W. Baumann, L. Carteciano, B. Dorr, G. Grötzbach

Institut für Kern- und Energietechnik
Institut für Reaktorsicherheit
Projekt Nukleare Sicherheitsforschung

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
1999

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe
Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)
ISSN 0947-8620

Validierung des k - ϵ - σ_t Turbulenzmodells im 3D Thermohydraulik-Code FLUTAN 3.0 an Turbulenzmessdaten

W. Baumann, L. Carteciano, B. Dorr, G. Grötzbach

Zusammenfassung

Der Bericht dokumentiert eine weitere Validierung des im 3D Thermohydraulik-Code FLUTAN implementierten k - ϵ - σ_t Turbulenzmodells mit veröffentlichten Meßdaten aus der Literatur. Es handelt sich um Geschwindigkeitsprofile und Turbulenz-Intensitäten, die bei voll ausgebildeter Luftströmung in einem Plattenkanal und in einem Kreisrohr gemessen wurden. Zunächst werden die Geschwindigkeitsverteilungen aus Experiment und Rechnung untereinander verglichen, dann, basierend auf gemessenen Wandschubspannungsgeschwindigkeiten, dem universellen Geschwindigkeitsprofil gegenübergestellt. Die Turbulenz-Intensitäten werden in turbulente kinetische Energie umgerechnet und mit den von FLUTAN berechneten k -Werten verglichen. Wie die Studie zeigt, liefert das in FLUTAN implementierte k - ϵ - σ_t Turbulenzmodell Ergebnisse, die vom Experiment nur geringfügig abweichen.

Validating the k - ϵ - σ_t Turbulence Model of the 3D Thermal Hydraulic Code FLUTAN 3.0 with Measured Turbulence Data

Abstract

This report documents a study validating the k - ϵ - σ_t turbulence model implemented in the 3D thermal hydraulic code FLUTAN using experimental data from literature. The data include velocity profiles and turbulence intensities measured in a channel of parallel plates and in a circular tube, both with air flowing under fully developed conditions. First of all, the velocity distributions from experiment and calculation are compared to each other. Based on measured wall friction velocities, a comparison with the universal velocity profile is also made. The measured data of turbulence intensities, simply transformed into turbulent kinetic energy, are plotted against k -values resulting from FLUTAN calculations. As a conclusion, the study suggests that FLUTAN with its currently implemented k - ϵ - σ_t turbulence model has the capability of predicting analytical data which are close to the experiment.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Kurzbeschreibung des Rechenprogramms FLUTAN	3
3. Das $k\text{-}\varepsilon\text{-}\sigma_t$ Turbulenzmodell für hohe Reynolds-Zahlen in FLUTAN	4
3.1 Modell für die Kernströmung	4
3.2 Randbedingungen	7
4. Experimente	9
4.1 Arbeiten von Comte-Bellot	9
4.1.1 Geometrie	9
4.1.2 Messungen	10
4.2 Arbeiten von Laufer	11
4.2.1 Geometrie	11
4.2.2 Messungen	11
4.3 Auswertung der Versuchsdaten	12
4.3.1 Geschwindigkeit, Fluktuation, u^*	12
4.3.2 Turbulente kin. Energie	13
5. Mit FLUTAN durchgeführte Rechnungen	14
5.1 Kartesische Koordinaten (Comte-Bellot)	14
5.2 Zylinder-Koordinaten (Laufer)	15
5.3 Konvergenz	15
6. Ergebnisse und Diskussion	15
6.1 Geschwindigkeitsprofile	16
6.1.1 Lineare Darstellung	16
6.1.2 Logarithmische Darstellung	17
6.2 Turbulente kinetische Energie	18
6.3 Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_F^* aus FLUTAN-Rechnungen ...	19
7. Schlußfolgerungen	20
Danksagung	21
Nomenklatur	22
Anhang	24
Literatur	29
Tabellen	32
Abbildungen	46

1. Einleitung

Die in den letzten Jahren anhaltende Entwicklung immer leistungsfähigerer Computer und CFD-Rechenprogramme ermöglicht es, in vielen Fällen auf mehr oder weniger aufwendige parametrische Experimente zu verzichten. Gleichzeitig bietet die numerische Analyse den Vorteil, daß das Zusammenspiel komplexer physikalischer Vorgänge transparent und somit leichter erfaßbar wird.

Die CFD-Rechenprogramme beschreiben das örtliche und zeitliche Verhalten der Strömung durch die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie. Im Fall von Strömungsturbulenz werden, abhängig von der jeweils angewandten Methode, zusätzliche Erhaltungsgleichungen erforderlich. Dabei unterscheidet man DNS (Direct Numerical Simulation), LES (Large Eddy Simulation) und statistische Turbulenzmodelle.

Das im Forschungszentrum Karlsruhe verfügbare Rechenprogramm FLUTAN [1], eine Weiterentwicklung von COMMIX [2, 3], benutzt statistische Turbulenzmodelle. Sie gehen von zeitlich gemittelten Erhaltungsgleichungen aus, auch Reynolds-Gleichungen genannt (RANS: "Reynolds Averaged Navier Stokes"). Bei der Herleitung der Gleichungen treten zusätzliche Terme auf, die als turbulente Schwankungen oder genauer, als turbulente Spannungen und Wärmeflüsse bezeichnet werden. Da diese unbekannt sind, greift man zur Schließung des Gleichungssystems auf empirische Modelle zurück.

Eines der bekanntesten ist das k - ϵ - σ_t -Turbulenzmodell [4], das auf der Reynolds-Analogie basiert und in seiner Grundversion nur für hohe Reynolds-Zahlen gültig ist. In FLUTAN wurde es mit einer Reihe von Erweiterungen [5] ausgerüstet, die es auch für kleine Reynolds-Zahlen und für Anwendungen in der viskosen Unterschicht einsetzbar machen. Eine wesentlich verbesserte Wärmetransport-Modellierung wird mit dem in [5] neu entwickelten "Turbulence Model for Buoyant Flows" (TMBF) erreicht, das aus der Kombination eines k - ϵ -Modells mit einem Turbulenzmodell zweiter Ordnung für die turbulenten Wärmeströme besteht.

Die Leistungsfähigkeit des den meisten dieser Modellvarianten zugrundeliegenden k - ϵ - σ_t -Modells wurde bisher an 2D turbulenten Strömungen bei Zwangs-, Misch- und Naturkonvektion mit Hilfe experimenteller Ergebnisse untersucht. Die für Zwangskonvektion berechneten

turbulenten Strömungen weisen drei unterschiedliche Strömungsformen auf und erfassen außerdem einen breiten Bereich der molekularen Prandtl-Zahl, nämlich Wasser (7.0), Luft (0.71) und Natrium (0.006). Im einzelnen wurden folgende Problemstellungen analysiert:

- eine turbulente Rohrströmung hinter einem Düsenblock mit Überhöhung des radialen Temperaturprofils in der Rohrachse, wobei das Fluid (Wasser / Natrium) eine gleichförmige radiale Geschwindigkeitsverteilung aufweist [5, 6, 7, 8];
- ein beheizter turbulenter achsensymmetrischer Freistrahler in flüssigem Natrium mit schwachem Auftriebseinfluß, wobei die radialen Profile der mittleren Geschwindigkeit und Temperatur eine Überhöhung im Achsenbereich zeigen [5, 7, 8];
- eine horizontale turbulente Nachlaufströmung mit Luft, der ein konstanter vertikaler Temperaturunterschied aufgeprägt ist [5, 7, 8].

Die FLUTAN-Rechnungen mit dem $k-\varepsilon-\sigma_t$ -Modell für hohe Reynolds-Zahlen erzeugen in all diesen Fällen zwar das korrekte Impulsfeld, liefern aber beim Temperaturfeld nur dann eine gute Übereinstimmung, wenn gleichzeitig die turbulente Prandtl-Zahl σ_t für jedes Experiment individuell angepaßt wird. Dieses Anpassungsproblem läßt sich durch Verwendung des TMBF-Modells vermeiden. Beim IAHR-Benchmark erbrachte TMBF die besten Ergebnisse. Zu modellieren war die turbulente Rohrströmung mit Wasser bzw. Natrium hinter einem Düsenblock mit einem in der Rohrachse überhöhten radialen Temperaturprofil [6].

Um FLUTAN an Strömungen mit Mischkonvektion zu testen, wurde ein auftriebsbehafteter, vertikaler Nachlauf stromabwärts einer beheizten Kugel in Wasser betrachtet [5, 8]. Das dabei benutzte $k-\varepsilon-\sigma_t$ -Modell für kleine Reynolds-Zahlen berechnete ein nicht zufriedenstellendes Impulsfeld, da nur reine Nachlaufströmung ohne Auftriebseffekte simuliert wird. Auch bei Anpassung der turbulenten Prandtl-Zahl σ_t konnte das $k-\varepsilon-\sigma_t$ -Modell den Auftrieb nicht ausreichend wiedergeben. Erst bei Verwendung des TMBF-Modells, das die detaillierte Formulierung des turbulenten Wärmetransportes beinhaltet, wurde der Auftrieb korrekt erfaßt.

Zur Untersuchung des $k-\varepsilon-\sigma_t$ -Modells bei kleinen Reynolds-Zahlen diente eine Strömung zwischen zwei parallelen Platten, jeweils mit und ohne Wärmeübergang durch die Wände und

mit der Strömungstemperatur als passivem Skalar^{*)} [9]. Wie aus den Ergebnissen hervorgeht, wird das Impulsfeld richtig dargestellt. Die turbulente Prandtl-Zahl mußte jedoch angepaßt werden, um eine bessere Übereinstimmung beim Temperaturfeld zu erzielen.

Als Testbeispiel für Naturkonvektion wurde eine Auftriebsströmung mit Luft entlang einer vertikalen beheizten Wand untersucht [10]. Benutzt wurde das k - ϵ - σ_T -Modell für kleine Reynolds-Zahlen, das die Auftriebseffekte nur in der k - und ϵ -Gleichung berücksichtigt, nicht jedoch in den turbulenten Wärmeströmen. Hier zeigte sich ebenfalls, daß das Modell kein zufriedenstellendes Impulsfeld generiert.

Alles in allem liefern die bisher durchgeführten Arbeiten die wichtige Aussage, daß das k - ϵ - σ_T -Modell 2D Impulsfelder nur dann mit genügender Genauigkeit simulieren kann, wenn keine ins Gewicht fallenden Auftriebseffekte existieren.

Der vorliegende Bericht beschäftigt sich mit der Validierung des k - ϵ - σ_T -Turbulenzmodells von FLUTAN im Bereich hoher Reynoldszahlen, und zwar sowohl für kartesische als auch für zylindrische Koordinaten. Die Funktionstüchtigkeit des Modells wird dabei anhand von Meßdaten aus der Literatur [11, 12] überprüft.

2. Kurzbeschreibung des Rechenprogramms FLUTAN

Das Programm FLUTAN (FLUiddynamic and Thermalhydraulic ApplicatioNs) dient zur Simulation von stationären und zeitabhängigen Strömungen in dreidimensionalen komplexen Geometrien [1]. Seine Entwicklung baut im wesentlichen auf dem anfangs der achtziger Jahre am Argonne National Laboratory, USA, erstellten Thermohydraulik-Code COMMIX [2, 3] auf. Wichtige Eigenschaften des Programms sind:

- FLUTAN verwendet ein kartesisches oder zylindrisches, strukturiertes und versetztes numerisches Gitter.
- Die Erhaltungsgleichungen werden für Masse, thermische Energie, Impuls und ggf. für charakteristische turbulente Zustandsgrößen gelöst.
- Es wird die voll-implizite ICE-Technik [13] verwendet und eine implizite Druckgleichung gelöst.

^{*)} Die Temperatur hat keinen Einfluß auf den Verlauf der Strömung.

- Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie, Impuls und für die turbulenten Größen werden im Rechengebiet örtlich und zeitlich mit einem Finite-Volumen-Verfahren diskretisiert. Im einzelnen werden
 - die Diffusionsterme mittels eines zentralen Differenzenquotienten beschrieben,
 - die Konvektionsglieder mittels einem der folgenden drei verschiedenen Upwind-Verfahren diskretisiert:
 1. Upwind-Verfahren erster Ordnung,
 2. QUICK-Verfahren [14],
 3. LECUSSO-Verfahren [15],
 - alle Gleichungen mittels des impliziten Euler-Verfahrens zeitlich diskretisiert.
- Ein implizites Verfahren zur lokalen Gitterverfeinerung kann benutzt werden [16].
- Verschiedene Löser für die diskretisierten Erhaltungsgleichungen stehen zur Verfügung:
 - iterative SOR-Solver mit Grobmaschen-Approximation [17],
 - iterative SOR-Solver mit Anwendung der lokalen Gitterverfeinerung (SORAL und SORALH [18]),
 - direkte GAUSS-Solver [19].
- Insgesamt werden vier verschiedene Turbulenzmodelle angeboten:
 - Prandtl'sches Mischungswegmodell,
 - k-Turbulenzmodell,
 - k- ϵ -Turbulenzmodell für hohe und niedrige Reynolds-Zahlen [5],
 - Turbulenzmodell für Auftriebsströmungen [5].
- Für besondere thermische Randbedingungen stehen spezielle Modelle zur Verfügung:
 - Wärmetauscher-Modell (HEX-Modell [20]),
 - dreidimensionales Wärmeleitungs-Strukturmodell [21],
 - Wandmodell mit eindimensionalem Wärmetransport.
 - Strahlungsmodell [22]
- Das Rechenprogramm ist für den Einsatz auf Vektorrechnern optimiert.

3. Das k- ϵ - σ_t -Turbulenzmodell für hohe Reynolds-Zahlen in FLUTAN

3.1 Modell für die Kernströmung

Eines der bekanntesten und häufig benutzten Turbulenzmodelle erster Ordnung ist das k- ϵ - σ_t -Modell, das sich auf das Konzept der Wirbelviskosität ν_t und der Wirbeldiffusivität Γ_t stützt. Hier wird angenommen, daß der turbulente Transport in einer Strömung sich dem Gradienten

der transportierten Größe proportional verhält. Nach Boussinesq und Fourier wird für die turbulente Diffusion analog angenommen:

$$-\overline{U'_i U'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (1)$$

$$-\overline{U'_i T'} = \Gamma_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \quad (2)$$

wobei $\delta_{ij} = 1$ für $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$.

Die kinetische Energie der Turbulenz k entspricht der Summe der Normal-Spannungen:

$$k = \frac{1}{2} \overline{U'_i U'_i} = \frac{1}{2} (\overline{U'^2} + \overline{V'^2} + \overline{W'^2}) \quad (3)$$

Nach Prandtl [23] und Kolmogorov [24] ergibt sich die Wirbelviskosität ν_t aus dem Ansatz:

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4)$$

c_μ ist ein dimensionsloser empirischer Faktor. Für die Berechnung der Wirbeldiffusivität Γ_t wird angenommen, daß der turbulente Wärmetransport und der Impulstransport sich ähnlich verhalten:

$$\Gamma_t = \frac{\nu_t}{\sigma_t} \quad (5)$$

Dabei werden Γ_t und ν_t als isotrope Größen betrachtet. σ_t ist die turbulente Prandtl-Zahl, die als konstant angenommen wird. Die nur für hohe Reynolds-Zahlen exakt geltende Transportgleichung für k lautet, siehe z. B. Hinze [25] oder Jischa [26], wie folgt:

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{U}_i \frac{\partial k}{\partial x_i}}_{K_k} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right]}_{D_k} + \underbrace{\nu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j}}_{P_k} - \underbrace{\beta \cdot g_i \overline{U'_i T'}}_{G_k} - \underbrace{\nu \frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j}}_{\varepsilon} \quad (6)$$

Die Terme K_k und D_k repräsentieren die Konvektion und die Diffusion der turbulenten kinetischen Energie. Der Produktionsterm P_k stellt die Erzeugung der kinetischen Energie der Turbulenz durch die Hauptströmung dar. ε ist die Dissipationsrate durch viskose Kräfte. Der Auftriebs-term G_k stellt den Austausch zwischen potentieller und kinetischer Energie dar; er spielt eine besondere Rolle im Fall der Naturkonvektion.

Benutzt man den Gradientenansatz nach Rodi [27] und entsprechende Erweiterungen für auftriebsbehaftete Strömung [4], so ergibt sich nach Tennekes und Lumley [28] die folgende Näherung für die Transportgleichung der Dissipationsrate ε in der Form:

$$\underbrace{\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{U_i} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}}_{K_\varepsilon} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right]}_{D_\varepsilon} + \underbrace{\frac{\varepsilon^2}{k} \left[c_{\varepsilon 1} \frac{P_k + G_k}{\varepsilon} (1 + c_{\varepsilon 3} \cdot Ri_f) - c_{\varepsilon 2} \right]}_{P_\varepsilon + V_\varepsilon} \quad (7)$$

Hier ist Ri_f die sogenannte Fluß-Richardson-Zahl, und zwar geschrieben für den Fall, daß der Schwere-Vektor in die x_2 -Richtung zeigt:

$$Ri_f = - \frac{\beta \cdot g \cdot \overline{V'T'}}{P_k + G_k} \quad (8)$$

$\overline{V'T'}$ bezeichnet den turbulenten Wärmefluß senkrecht zur Hauptströmungsrichtung. Der Term K_ε repräsentiert die Konvektion, D_ε die Diffusion von ε . Die Terme P_ε und V_ε entsprechen der Erzeugung der Dissipationsrate ε durch die Wirbelfadenstreckung beziehungsweise der viskosen Vernichtung. Die Parameter c_μ , $c_{\varepsilon 1}$, $c_{\varepsilon 2}$, $c_{\varepsilon 3}$, σ_k und σ_ε sind empirische Koeffizienten, deren Standardsatz folgende Werte annimmt:

k-Gl.		ε-Gl.		T-Gl.	
Koeff.	Wert	Koeff.	Wert	Koeff.	Wert
σ_k	1.0	σ_ε	1.3	σ_t	0.9
c_μ	0.09	$c_{\varepsilon 1}$	1.44		
		$c_{\varepsilon 2}$	1.92		
		$c_{\varepsilon 3}$	0.9		

Standard-Koeffizienten des k-ε-σ_t-Turbulenzmodells

3.2 Randbedingungen

Durch die Verwendung des universellen Wandgesetzes der Geschwindigkeit werden beim k - ϵ - σ_t -Modell für hohe Reynolds-Zahlen die folgenden Probleme bei der Behandlung der Randbedingungen von k und ϵ überwunden:

- die Forderung eines extrem feinen Maschennetzes in Wandnähe, um die dort auftretenden starken Gradienten von k und ϵ aufzulösen,
- die Nicht-Anwendbarkeit der für hohe Reynolds-Zahlen modellierten Transportgleichungen für k und ϵ in der wandnahen viskosen Unterschicht.

Bei hohen Reynolds-Zahlen werden in FLUTAN die Transportgleichungen für k und ϵ nicht bis an die physikalischen Wände gelöst, sondern nur bis zu einem Knoten P, der im Bereich des universellen Wandgesetzes liegt (Abb.1a,b). In diesem Bereich werden die Wandschubspannungen und die Randwerte von k und ϵ aus der Wandfunktion der Geschwindigkeitsverteilung hergeleitet und berechnet. Die Transportgleichung für k wird bei Wandzellen wie folgt behandelt:

- Die erste Ableitung von k nach der Normalenrichtung zur Wand wird null gesetzt.
- Der Produktionsterm P_k wird mit Hilfe des universellen Wandgesetzes der Geschwindigkeitsverteilung dargestellt. Es gilt

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = \frac{\tau_w U_p}{y_p} \quad (9)$$

Dabei ist U_p die Geschwindigkeit parallel zur Wand, y_p der Wandabstand des zentralen Knotens P der Randzelle und τ_w die Wandschubspannung. Falls der Wandknoten P sich in der viskosen Unterschicht befindet (Abb.1a), d.h. $y_p < y^*$, gilt

$$\tau_w = \frac{\mu \cdot U_p}{y_p} \quad (10)$$

Befindet sich der Wandknoten P im turbulenten Bereich (Abb.1b), d.h. $y_p > y^*$, so verwendet man

$$\tau_w = \frac{\kappa \cdot \rho \cdot c_\mu^{1/4} U_p \sqrt{k}}{\ln\left(\frac{E \cdot c_\mu^{1/4} y_p \sqrt{k}}{\nu}\right)} \quad (11)$$

Hier ist κ die Von-Kármán-Konstante, E charakterisiert die Wandrauhigkeit. Für glatte Wände setzt man $E = 9$. Der Parameter y^* bezeichnet die Dicke der viskosen Unterschicht:

$$y^* = 20 \frac{\nu}{k^{1/2}} \quad (12)$$

In den Randzellen wird die Transportgleichung für ε nicht gelöst, sondern die Dissipationsrate von k im Wandknoten P durch die Beziehung berechnet:

$$\varepsilon_p = \frac{c_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{L} \quad (13)$$

L ist ein typisches Längenmaß der Turbulenz:

$$L = \kappa \cdot y_{\min} \quad (14)$$

wobei y_{\min} der Abstand zur nächstliegenden Wand ist, mit der Einschränkung

$$L \leq 0.175 \kappa \cdot D_h \quad (15)$$

D_h ist der hydraulische Durchmesser.

Bei der Simulation des turbulenten Impulstransportes ist es wichtig, die richtige Eintrittsverteilung von k und ε zu verwenden. Während die Eintrittsverteilung der kinetischen Energie der Turbulenz mit Hilfe von gemessenen normalen turbulenten Spannungen $\overline{U_i^2}$ abgeschätzt werden kann, ist das nicht möglich für die Dissipationsrate ε , da diese Größe für die meisten Strömungen als nicht meßbar gilt. Die Eintrittsverteilung von ε wird deshalb mit Hilfe von

semi-empirischen Gleichungen festgelegt. Unter der Annahme einer voll entwickelten Strömung, d. h. daß Produktion und Dissipation von k im Gleichgewicht sind, wird hier die folgende Beziehung verwendet:

$$\varepsilon = \text{TDIN} \cdot k^{3/2} \quad (16)$$

Die Größe TDIN, " Turbulence Dissipation at INlet", wird nach Gl. (17) mithilfe der Mischungsweglänge der Turbulenz l_m nach Rodi [29] durch folgenden Ausdruck dargestellt:

$$\text{TDIN} = \frac{c_\mu^{3/2}}{l_m} \quad (17)$$

Die Mischungsweglänge l_m ist im Wandbereich proportional zum Wandabstand y , oder im Falle eines Freistrahls, zur lokalen Scherschicht-Dicke δ . Der Proportionalitätsfaktor bei freier Scherschicht wurde für verschiedene Strömungen bestimmt (vgl. Rodi [29]).

4. Experimente

Als Vergleichsbasis zur Überprüfung des in FLUTAN implementierten k - ε - σ_r -Turbulenzmodells für hohe Reynolds-Zahlen wurden die experimentellen Ergebnisse von Comte-Bellot [11] und Laufer [12] benutzt. Beide Autoren haben umfangreiche Messungen mit Luftströmung durchgeführt, Comte-Bellot in einem Plattenkanal, Laufer in einem Kreisrohr. Beide haben die Geschwindigkeitsverteilungen und die Intensität der Geschwindigkeitsfluktuationen für alle 3 Koordinatenrichtungen aufgezeichnet. Der gesamte untersuchte Reynolds-Zahlenbereich erstreckt sich von 41 000 bis 920 000.

4.1 Arbeiten von Comte-Bellot

4.1.1 Geometrie

Es handelt sich um Untersuchungen in einem Plattenkanal, also eine Versuchsstrecke mit rechteckigem Strömungsquerschnitt [11]. Die Platten haben einen Abstand von 0.18m, sind 2.4m breit und insgesamt 12m lang (Abb.2). Da das Seitenverhältnis des Kanals einen Wert größer 13 erreicht, kann die zentrale Strömung im statistischen Sinn praktisch als 2-dimensional betrachtet werden. Die als Strömungsmedium dienende atmosphärische Luft

wird am Eintritt durch mehrere Staubfilter gereinigt und durch Strömungsverteiler gleichgerichtet, so daß ein gleichmäßiges Geschwindigkeitsprofil (Kolbenströmung) entsteht. Der Windkanal ist offen, um den Einfluß des Gebläses auf die Strömungstemperatur gering zu halten.

4.1.2 Messungen

Die Untersuchungen umfassen Messungen von Geschwindigkeit, Turbulenzintensität, turbulenter Reibung, Energiespektren u. a. in mehreren Ebenen quer zur Strömungsrichtung. Die Hauptmessungen beziehen sich dabei auf die Ebene $x_1/D = 118$, also etwa 12 m vom Eintritt entfernt, da die Strömung ab dieser Position nach dem Ergebnis der experimentellen Untersuchungen als voll ausgebildet gelten kann. Die für diese Arbeit relevanten Meßdaten wurden für 3 verschiedene Reynoldszahlen (228 000, 480 000, 920 000) aufgenommen. Sie existieren original nur in Form von Abbildungen und sind als Kopie in diesem Bericht dargestellt, nämlich

- die Verteilung der axialen Strömungsgeschwindigkeit U zwischen Wand und Mittelebene des Kanals, bezogen auf ihren Maximalwert U_0 (Abb.3),
- die in unmittelbarer Wandnähe (bis 2.7mm Wandabstand) gemessene axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 mit Angabe der jeweiligen Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_f (Abb.4),
- die Intensität der Geschwindigkeitsfluktuationen in axialer Richtung (Abb.5a), quer zur Strömungsrichtung, sowohl zwischen den breiten Kanalwänden (Abb.5b) als auch zwischen den schmalen Kanalwänden (Abb.5c).

Im Gegensatz zum Originalbericht [11], wo als charakteristische Länge zur Definition der Reynolds-Zahl der halbe Plattenabstand (0.09m) benutzt wurde, sind die Reynolds-Zahlen hier mit dem gebräuchlichen hydraulischen Durchmesser gebildet. Da dieser dem doppelten Plattenabstand (0.36m) entspricht, weisen die hier angegebenen Reynolds-Zahlen im Vergleich zur Originalarbeit den 4-fachen Betrag auf.

4.2 Arbeiten von Laufer

4.2.1 Geometrie

Die Versuchsstrecke besteht aus einem Kreisrohr mit 0.1234m Radius und insgesamt 12.50m Länge [12]. Die eintretende Luft wird durch einen Strömungsverteiler gleichgerichtet und anschließend durch ein sandrauhes Rohrelement von 0.76m Länge geleitet, um die Ausbildung der Strömungsturbulenz zu beschleunigen (Abb.11). Aus dem Vergleich der an mehreren axialen Stellen gemessenen Geschwindigkeitsverteilung fand Laufer die hydraulische Einlaufänge von etwa 30 Rohrdurchmessern. Die Turbulenz der Strömung ist demnach nach rund 7.50m Strömungsweg als voll ausgebildet zu betrachten.

4.2.2 Messungen

Laufers Messungen erstrecken sich weitgehend über die gleichen Versuchsparameter, wie sie Comte-Bellot beim Plattenkanal verwendet hat, nämlich Geschwindigkeitsverteilung, Turbulenzintensität, Reynoldssche Spannungen, Energiespektren usw. Die Hauptmeßebeine befindet sich kurz vor dem Rohrende; sie liegt damit etwa 5m hinter der von Laufer ermittelten Einlaufänge. Gemessen wurde bei den beiden Reynoldszahlen 41 000 und 435 000, die - anders als von Laufer^{*)} selbst - hier mit der üblicherweise benutzten mittleren Strömungsgeschwindigkeit gebildet sind.

Die in dieser Arbeit verwendeten Meßdaten kommen, genau wie bei Comte-Bellot, original nur in Form von Abbildungen vor, die diesem Bericht als Kopie beigelegt sind, nämlich

- die Verteilung der axialen Strömungsgeschwindigkeit U zwischen Wand und Rohrachse, bezogen auf ihren Maximalwert U_0 (Abb.12),
- die in unmittelbarer Wandnähe (bis zu 3 bzw. 5mm Wandabstand) gemessene axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 (Abb.13),
- die Intensität der Geschwindigkeitsfluktuationen in axialer, radialer und azimuthaler Richtung (Abb.14a-c), ferner

^{*)} Die von Laufer angegebenen Reynoldszahlen 50 000 und 500 000 sind mit der in Rohrmitte auftretenden maximalen Strömungsgeschwindigkeit U_0 gebildet.

- die axiale Druckverteilung $(P-P_e)/q$, wobei q der mit U_0 gebildete Staudruck ist (Abb.15).

4.3 Auswertung der Versuchsdaten

4.3.1 Geschwindigkeit, Fluktuation, u^*

Alle Meßpunkte wurden sorgfältig aus den Diagrammen abgelesen und in Tabellenform wiedergegeben (Tab. I bis V, IX bis XIII). Zur Kontrolle der Ablese-Genauigkeit wurden die Tabellenwerte in Original-Größe geplottet und mit den Original-Abbildungen verglichen. Unterschiede waren nicht feststellbar. Zur Darstellung der Geschwindigkeitsprofile in der Form $U^+(y^+)$ wurde unterschiedlich verfahren. Im Falle des Plattenkanals wurden die von Comte-Bellot angegebenen Werte der Wandschubspannungsgeschwindigkeiten u_f (Abb.4) und der kinematischen Viskosität der Luftströmung ($\nu = 0.153 \text{ m}^2/\text{s}$) verwendet.

Da Laufer keine Werte für die Wandschubspannungsgeschwindigkeiten benennt, wurden diese aus der angegebenen axialen Druckverteilung $(P-P_e)/q$ ermittelt (Abb.15). Die dort verwendete Bezugsgröße q steht für den mit der maximalen Geschwindigkeit U_0 gebildeten Staudruck. Aufgrund der bekannten Druckverlust-Gleichung

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho \cdot U_m^2 \cdot x/D_h \cdot \lambda \quad (18)$$

ergibt sich daher der Reibungsbeiwert der Strömung zu

$$\lambda = m \cdot (U_0/U_m)^2 \quad (19)$$

wobei m die Steigung der Geraden in Abb.15 bedeutet. Die hier benutzte, von Laufer ebenfalls nicht angegebene mittlere Strömungsgeschwindigkeit U_m wurde durch Variation der Eintrittsgeschwindigkeit in der FLUTAN-Eingabe interpoliert (vgl. Abschn. 6.1.1). Die gesuchte Wandschubspannungsgeschwindigkeit u^* folgt dann aus der Beziehung

$$u^* = U_m \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \quad (20)$$

Das Ergebnis ist in nachstehender Tabelle zusammengefaßt:

Re	m	U_o (m/s)	U_m (m/s)	λ	u^* (m/s)
41 000	0.01414	3.05	2.5	0.02104	0.1283
435 000	0.00993	30.48	26.5	0.01313	1.074

Ermittlung der Wandschubspannungsgeschwindigkeiten
aus Messungen von Laufer [12] (Abb.15)

4.3.2 Turbulente kinetische Energie

Der Verlauf der turbulenten kinetischen Energie k über dem Plattenabstand x_2 bzw. über dem Rohrradius y wurde aus den Geschwindigkeitsfluktuationen U' , V' , W' nach Gl. (3) berechnet. Voraussetzung war dabei, daß die in die Gleichung eingehenden Fluktuationswerte sich auf einheitliche Ortskoordinaten beziehen. Da dies weder bei Comte-Bellot (Abb.5a-c) noch bei Laufer (Abb.14a-c) exakt zutrifft, mußte für beide Fälle in x_2 - bzw. y -Richtung interpoliert werden.

Wie aus den Abb.5a-c ersichtlich, liegen die von Comte-Bellot angegebenen, auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeiten bezogenen Intensitäten im untersuchten Reynolds-Zahlenbereich ziemlich nahe beieinander und zeigen weitgehend paralleles Verhalten. Sie wurden deshalb für jede Koordinatenrichtung über die Reynolds-Zahlen gemittelt und zusammengefaßt. Aus diesen für die 3 Koordinatenrichtungen resultierenden Kurven wurden dann Intensitätswerte für 10 einheitliche äquidistante Positionen x_2/D bestimmt und daraus die entsprechenden Werte für die turbulente kinetische Energie gewonnen (Tab. VII).

Die von Laufer für die einzelnen Koordinatenrichtungen dargestellten Intensitäten fallen zwar im mittleren Bereich des Rohrquerschnittes ($y/R \geq 0.5$) zusammen, divergieren jedoch in Wandnähe und zeigen für die beiden untersuchten Reynolds-Zahlen recht unterschiedliche Verlaufsmuster (Abb.14a-c). Aus diesem Grund wurden die Kurven für jede Reynolds-Zahl separat ausgewertet, wobei die Zahlenwerte wegen der nach Gl.(3) vorzunehmenden geometrischen Addition auf einheitliche Koordinaten y/R interpoliert wurden. Das Ergebnis zeigt Tab. XV.

5. Mit FLUTAN durchgeführte Rechnungen

5.1 Kartesische Koordinaten (Comte-Bellot)

Der Plattenkanal wurde in Halbsymmetrie modelliert, und zwar 2-dimensional, da das Seitenverhältnis von 2.4m zu 0.18m die Vernachlässigung der schmalen Seite erlaubt. Benutzt wurde ein kartesisches Koordinatensystem mit 120 äquidistanten Maschen in axialer Richtung und 25 variablen Maschen über den Plattenabstand (Abb.6). Die kleinste Maschenweite an der Wand betrug $DX = 0.8$ mm für die beiden niedrigeren Reynolds-Zahlen, $DX = 0.4$ mm für $Re = 920\ 000$ (Anhang A1 bis A3). Die Werte waren so gewählt worden, daß der Zellmittelpunkt gerade noch in der Übergangsgrenzschicht bei etwa $y^+ \geq 20$ liegt.

Als Randbedingung war an der Wand die Haftbedingung, d.h. "no-slip", an der als Symmetrieebene fungierenden gegenüberliegenden Seite Reibungsfreiheit, d.h. "free-slip" wirksam. Am Eintritt war ein gleichförmiges Geschwindigkeitsprofil mit Umgebungstemperatur, in der Austrittsebene eine Druckrandbedingung aufgeprägt. Diese Druckrandbedingung war möglich, weil die Gravitation wegen der horizontalen Ausrichtung des Kanals vernachlässigt werden konnte. Zur Modellierung der Strömungsturbulenz diente das Standard-k- ϵ -Modell, wobei der hydraulische Durchmesser als doppelter Plattenabstand mit $D_h = 0.36$ m (unendlich ausgehende parallele Platten) einging. Das Eintrittsprofil für k wird mit Hilfe der Gleichung

$$K_{in} = TKIN \cdot U_m^2 \quad (21)$$

berechnet. Dabei ist U_m die Eintrittsgeschwindigkeit. Für TKIN wurde der Defaultwert von 0.001 gesetzt.

Die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie am Eintritt wurde mithilfe von Gl. (16) nach [1]

$$TDIN = c_\mu / (0.04 D_h) \quad (22)$$

mit $c_\mu = 0.09$ zu $TDIN = 6.25$ ermittelt (Anhang A1 bis A3).

5.2 Zylinder-Koordinaten (Laufer)

Das Kreisrohr wurde wegen Rotationssymmetrie 2-dimensional über die Länge von 12m nachgebildet. Benutzt wurden 120 äquidistante Maschen in axialer Richtung und 25 variable Maschen über den Rohrradius (Anhang A4 bis A5). Die kleinste Maschenweite an der Wand war $DX = 2.5\text{mm}$ im Falle $Re = 41\ 000$, $DX = 0.3\text{mm}$ im Falle $Re = 435\ 000$. Die Werte waren so gewählt worden, daß der Zellmittelpunkt jeweils in der Übergangsgrenzschicht bei etwa $y^+ \geq 20$ liegt.

Als Randbedingungen waren Haftbedingung ("no-slip") an der Wand, Reibungsfreiheit ("free-slip") entlang der Rohrachse gesetzt. Am Eintritt war ein gleichförmiges Geschwindigkeitsprofil mit Umgebungstemperatur, in der Austrittsebene eine Druckrandbedingung aufgeprägt. Die Druckrandbedingung war möglich, weil die Gravitation wegen der horizontalen Ausrichtung des Kanals vernachlässigt werden konnte. Zur Modellierung der Strömungsturbulenz diente das Standard-k- ϵ -Modell, wobei der hydraulische Durchmesser mit $D_h = 0.2469\text{m}$ einging. Das Eintrittsprofil für k wurde entsprechend Abschn. 5.1 nach Gl. (21) berechnet. Die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie am Eintritt ergab sich aus Gl. (16), wobei das nach Gl. (22) berechnete $TDIN = 9.113$ einging (Anhang A4 bis A5).

5.3 Konvergenz

Die Rechnung erfolgte auf dem Hochleistungs-Vektor-Parallel-Rechner VPP300 für 20°C isotherme System-Temperatur und 0.1 MPa Umgebungsdruck. Zur Lösung wurden die vektorisierten GAUSS-Routinen verwendet. Mit der Zeitschrittweite von 0.01s konvergierte die Rechnung, jeweils abhängig von der Re-Zahl, beim Plattenkanal nach 1250 bis 1600, beim Kreisrohr nach 1700 bis 1750 Schritten, wobei die Konvergenzschwelle von 10^{-7} für die Geschwindigkeit erreicht wurde. Die Rechenzeit auf einem Prozessor betrug in allen Fällen weniger als 2.5 min.

6. Ergebnisse und Diskussion

Von den mit FLUTAN berechneten Ergebnissen können 3 Größen für den Vergleich mit Meßwerten und damit für die Validierung des im Code benutzten Turbulenzmodells herangezogen werden: Diese sind das Geschwindigkeitsprofil und der Verlauf der turbulenten kineti-

schen Energie quer zur Strömung. Die Vergleichsstelle befindet sich beim Plattenkanal an der axialen Position $x_1/D = 118$, beim Kreisrohr in der Meßebeane am Ende der Teststrecke. Die dritte Vergleichsmöglichkeit bietet sich in der Wandschubspannungsgeschwindigkeit an, die aus dem berechneten Druckverlust hervorgeht.

6.1 Geschwindigkeitsprofile

6.1.1 Lineare Darstellung

Die berechneten Geschwindigkeitsprofile werden mit Meßdaten verglichen zunächst linear dargestellt. (Comte-Bellot: Abb.7a-9a, Laufer: Abb.16a-17a). Alle Geschwindigkeiten sind auf den im Experiment ermittelten Maximalwert U_0 bezogen. Dabei stammen die weiß markierten Punkte aus Messungen bis hin zur Mittel- oder Symmetrieebene (vgl. Abb.3, 12), während die schwarzen Punkte von Messungen herrühren, die nur in unmittelbarer Wandnähe durchgeführt wurden, bei Comte-Bellot bis zum Abstand $x_2/D = 0.03$ bzw. $x_2 = 0.27\text{cm}$ (vgl. Abb.4), bei Laufer bis zum Abstand $y/R = 0.041$ bzw. $y = 0.5\text{cm}$ (vgl. Abb.13).

Beide Meßreihen sind hier für die verschiedenen Geschwindigkeitsbereiche jeweils in einem Bild vereinigt und verlaufen harmonisch mit praktisch nahtlosem Übergang, was auf geringe Meßfehler schließen läßt. Die mit FLUTAN berechneten Profile zeigen nur geringfügige Abweichungen vom Experiment. Beim Vergleich mit den Messungen von Comte-Bellot liegen sie in Wandnähe etwas unterhalb, im übrigen Bereich etwas oberhalb der Meßdaten. Die Differenzen betragen maximal 5% und nehmen mit ansteigender Geschwindigkeit auf etwa 2.5% ab (Abb.7a-9a).

Laufer [12] gibt als absoluten Zahlenwert nur die maximale Strömungsgeschwindigkeit U_0 in Rohrmitte an, die er gleichzeitig als Bezugsgröße zur Normierung der Geschwindigkeitsprofile benutzt. Als Eingabegröße für die FLUTAN-Rechnungen wird jedoch die mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Rohreintritt benötigt. Um diese zu erhalten, wurden daher mehrere FLUTAN-Rechnungen durchgeführt und die Geschwindigkeit in der Eingabe so angepaßt, daß berechnete und gemessene Profile sich bestmöglich überdecken. Wie der Vergleich zwischen FLUTAN-Ergebnissen und Meßdaten zeigt, stimmen beide Kurven tatsächlich auch bis auf einen kleinen Bereich in Wandnähe recht gut überein (Abb.16a, 17a).

6.1.2 Logarithmische Darstellung

Zum Vergleich mit dem sog. universellen Geschwindigkeitsprofil [30]

$$U^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \quad (23)$$

mit $U^+ = U/u^*$ und $y^+ = u^*y/\nu$ sind die oben diskutierten Kurven noch einmal logarithmisch in der Form $U^+(y^+)$ dargestellt (Abb.7b-9b, 16b-17b), was zu einer besseren Auflösung des Wandbereiches führt. Die dabei verwendeten Werte der Wandschubspannungsgeschwindigkeit u^* bzw. u_f wurden im Falle Comte-Bellot dem Originalbericht [11] entnommen. Da Laufer für seine Messungen keine entsprechenden Angaben macht, wurden die zugehörigen Wandschubspannungsgeschwindigkeiten aus der axialen Druckverteilung (Abb.15) bestimmt (vgl. Abschn. 4.3.1).

In der logarithmischen Darstellung ist deutlich der parabolartig verlaufende Bereich der viskosen Unterschicht zu erkennen, der sich von der Wand bis zur Position $y^+ = 5$ erstreckt. Daran schließt sich für $5 < y^+ \leq 30$ der Übergangsbereich und für $y^+ > 30$ die Kernströmung an. Wie man sieht, reichen die in Wandnähe aufgezeichneten Geschwindigkeiten (schwarz markiert) z. T. recht weit in die Kernströmung hinein. Dort verlaufen alle Kurven im wesentlichen linear und liegen ziemlich nahe beisammen. Sie weisen aber leicht unterschiedliche Steigungen auf, wobei die gemessenen Profile im Falle Comte-Bellot zwischen den steileren nach FLUTAN und den flacheren nach Gl.(23) eine weitgehende Mittellage einnehmen (Abb.7b-9b).

Die Lauferschen Meßdaten decken sich recht gut sowohl mit den FLUTAN-Ergebnissen als auch mit dem universellen logarithmischen Geschwindigkeitsprofil. Vor allem außerhalb der schwarz markierten Symbole, also im oberen y^+ -Bereich (Abb.16b: $y^+ \geq 60$, Abb.17b: $y^+ \geq 400$), fallen alle Kurven praktisch zusammen. Damit zeigt sich beste Übereinstimmung über mehr als 90% des Rohrquerschnittes im Bereich der Kernströmung.

Bei allen FLUTAN-Profilen ist in Wandnähe ein kleiner Knick zu erkennen, der sich im Bereich $30 \leq y^+ \leq 100$ mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit zu höheren y^+ -Werten verschiebt (Abb. 7b-9b, 16b, 17b). Dies ist damit zu begründen, daß im Wandbereich, sowohl in der viskosen Unterschicht als auch im laminar-turbulenten Übergangsbereich, die Transport-

gleichungen von k und ε nicht mehr gültig sind. Die Berechnung von k und ε erfolgt dort mit Hilfe des universellen Wandgesetzes der Geschwindigkeit (siehe Abschn.3.2). Im Wandbereich von $y^+ < 200$ befinden sich nur drei Maschen des Rechengitters. Dabei liegt die Wandmasche, in der die Umschaltung erfolgt, bei $y^+ = 40$. Da die FLUTAN-Kurven für lokale Maschenmitten gelten, entstehen die Unstetigkeitsstellen der FLUTAN-Kurven durch das Umschalten an der wandnächsten Masche vom näherungsweise berechneten Impulstransport mit sogenannten Wandfunktionen und das damit verbundene notwendigerweise grobe Rechengitter im Wandbereich.

6.2 Turbulente kinetische Energie

Die Turbulenz einer Strömung, charakterisiert durch die Existenz von Wirbeln mit unterschiedlichem Durchmesser, entsteht allgemein durch das Einwirken von Scherkräften auf das Fluid, sei es von einer begrenzenden Wand oder z. B. von einem überlagerten Strahl. Die kinetische Energie der Turbulenz k ist aus diesem Grunde primär keine Funktion der Geschwindigkeit, sondern vielmehr ihres Gradienten. Da sich nun die kinetische Energie der Turbulenz in der Strömung generell durch Dissipationsvorgänge vermindert, muß der Ort ihres Maximalwertes immer mit dem Ort ihres Entstehens zusammenfallen, also mit der Stelle, wo die größten Geschwindigkeitsgradienten auftreten. Diese Eigenschaft macht die turbulente kinetische Energie zu einem sensitiven Parameter, der auf Einflüsse empfindlicher reagiert als die Strömungsgeschwindigkeit.

Beim Vergleich der mit FLUTAN berechneten k -Werte mit Meßdaten sowohl aus dem Plattenkanal (Abb.10a-c) als auch aus dem Kreisrohr (Abb.18a,b) zeigt sich eine akzeptable bis gute Übereinstimmung in allen Geschwindigkeitsbereichen.

Das Experiment im Plattenkanal liefert einen fast geradlinigen Abfall von k zur Kanalmitte hin, der mit einer leichten Abflachung endet. Die FLUTAN-Ergebnisse verlaufen in gleichem Sinne gekrümmt, liegen aber überwiegend etwas niedriger, an der Wand steiler, zur Kanalmitte hin flacher und dort oberhalb der Meßdaten. Abgesehen von der Kanalmitte, wo die kleinsten Werte auftreten, betragen die Abweichungen maximal etwa 10% (Abb.10a,b). Eine besonders gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung zeigt der Vergleich bei der höchsten Reynolds-Zahl (Abb.10c). Dort liegt die FLUTAN-Kurve im gesamten Bereich

über den Meßwerten. Die Abweichungen, von der Kanalmitte abgesehen, sind jedoch vernachlässigbar gering.

Beim Kreisrohr zeigt sich sowohl beim Experiment als auch bei den FLUTAN-Ergebnissen ein zur Rohrmitte abfallender, nach unten durchhängend gekrümmter Kurvenverlauf (Abb.18a, b). Unmittelbar an der Wand ist ein weitgehendes Zusammenfallen der FLUTAN-Werte mit den Meßdaten zu erkennen. Zur Rohrmitte hin verhalten sich die Kurven jedoch unterschiedlich: Bei der kleineren Reynolds-Zahl verlaufen sie fast parallel, wobei die Meßwerte niedriger liegen. Bei der größeren Reynolds-Zahl überschneiden sie sich an der Stelle $y/R = 0.18$, wobei die Meßwerte zunächst oberhalb, dann unterhalb der FLUTAN-Kurve verlaufen. Damit ergibt sich, daß die von FLUTAN berechnete turbulente kinetische Energie die im Kreisrohr gewonnenen Meßwerte fast im gesamten Bereich übersteigt. Die durchschnittlichen Abweichungen betragen etwa 20%.

Alles in allem gesehen demonstriert die durchgeführte Arbeit, daß FLUTAN in der Lage ist, das Turbulenzprofil bei den untersuchten Reynolds-Zahlen sowohl in kartesischen als auch in zylindrischen Koordinaten mit guter Genauigkeit zu berechnen.

6.3 Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_F^* aus FLUTAN-Rechnungen

Die FLUTAN-Rechnungen liefern neben den Verteilungen von Strömungsgeschwindigkeit U und turbulenter kinetische Energie k den axialen Druckverlauf ΔP zwischen Ein- und Austritt der Teststrecke. Aus dem berechneten Druckverlust läßt sich nach Gl. (18) der Reibungsbeiwert λ und schließlich mit Gl.(20) die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_F^* bestimmen. Die hier verwendeten Druckverluste beziehen sich auf das letzte Drittel der Versuchskanäle, was dem Strömungsweg von genau 4.00m entspricht. Die Dichte der strömenden Luft wurde für 20°C und 1bar mit $\rho = 1.189 \text{ kg/m}^3$ eingesetzt.

Die Ergebnisse der Auswertung sind in den beiden nachstehenden Tabellen für Comte-Bellot und Laufer zusammengefaßt. Daraus geht hervor, daß die analytischen, mit FLUTAN ermittelten Werte u_F^* generell die experimentellen übersteigen. Der Mehrbetrag der FLUTAN-Werte macht beim Plattenkanal (Comte-Bellot, u_{CB}^*) zwischen 12 und 21%, beim Kreisrohr (Laufer, u_L^*) zwischen 5 und 8% aus.

Re	ΔP (Pa)	U_m (m/s)	λ	u_F^* (m/s)	u_{CB}^* (m/s)
228 000	10.56	9.69	0.01700	0.4467	0.39
480 000	42.43	20.4	0.01544	0.896	0.80
920 000	144.15	39.1	0.01427	1.651	1.36

Wandschubspannungsgeschwindigkeiten u_F^* aus FLUTAN-Rechnungen
verglichen mit Messungen von Comte-Bellot [11]

Re	ΔP (Pa)	U_m (m/s)	λ	u_F^* (m/s)	u_L^* (m/s)
41 000	1.486	2.50	0.02469	0.1389	0.1283
435 000	99.11	26.5	0.01465	1.134	1.074

Wandschubspannungsgeschwindigkeiten u_F^* aus FLUTAN-Rechnungen
verglichen mit Messungen von Laufer [12]

7. Schlußfolgerungen

Zur Validierung des in FLUTAN implementierten k - ϵ -Turbulenzmodells wurden veröffentlichte Geschwindigkeitsprofile und Turbulenz-Intensitäten aus der Literatur verwendet, die bei voll ausgebildeter Luftströmung in einem Plattenkanal und in einem Kreisrohr bei unterschiedlich hohen Reynolds-Zahlen gemessen worden waren. Wie sich zeigte, stimmen die mit FLUTAN berechneten Geschwindigkeitsverteilungen sowohl mit den Meßwerten als auch mit dem universellen Geschwindigkeitsprofil recht gut überein.

In einer weiteren Gegenüberstellung wurden die experimentell ermittelten Turbulenz-Intensitäten in Werte der turbulenten kinetischen Energie umgeformt und mit entsprechenden FLUTAN-Ergebnissen verglichen. Auch im Falle dieses um einiges sensitiveren Parameters treten beim Plattenkanal relativ kleine, beim Kreisrohr etwas größere, aber noch durchaus akzeptable Abweichungen auf.

Ein dritter Vergleich wurde für die Wandschubspannungsgeschwindigkeiten durchgeführt. Alle numerisch gefundenen Werte übersteigen die experimentellen geringfügig. Die Mehrbeträge liegen beim Plattenkanal zwischen 12 und 21%, beim Kreisrohr zwischen 5 und 8% .

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß das im FLUTAN-Code implementierte $k-\varepsilon-\sigma_t$ -Turbulenzmodell in der Lage ist, die wichtigsten statistischen Eigenschaften turbulenter Strömungen in rechteckigen und zylindrischen Kanälen bei hohen Reynolds-Zahlen mit guter Genauigkeit darzustellen. Dies betrifft sowohl die radialen Verteilungen als auch ihre Mittelwerte.

Danksagung

Die Autoren danken Frau Birgit Schmitt, IKET, für ihre Hilfe bei der Bildbearbeitung und Formatierung.

Nomenklatur:

c_μ	Koeffizient des Turbulenzmodells
$c_{\epsilon 1}$	" "
$c_{\epsilon 2}$	" "
$c_{\epsilon 2}$	" "
D	halber Plattenabstand (0.09 m, Abb.2)
D_h	hydraulischer Durchmesser, m
g	Gravitationskonstante, m/s^2
k	turbulente kin. Energie, m^2/s^2
m	Steigung einer Geraden
L	charakt. Länge, m
l_m	Mischungsweglänge, m
q	Staudruck gebildet mit max. Geschwind. ($= \frac{1}{2} \rho U_0^2$)
P	Druck, Pa
R	Radius des Kreisrohres (12.34 cm)
Re	Reynoldszahl = $4 U_m D / \nu$
T	Temperatur, K
T'	Temperaturschwankung, K
U	axiale Strömungsgeschwindigkeit, m/s
U_0	maximale Strömungsgeschwindigkeit, m/s
U_m	mittlere Strömungsgeschwindigkeit, m/s
U_p	Geschwindigkeit parallel zur Wand im Knoten P, m/s
u^*, u_f	Wandschubspannungsgeschwindigkeit, m/s
U^+	U/u^* , normierte Geschwindigkeit
U'	Schwankungsgeschwind. in Richtung x_1 (axial), m/s
V'	Schwankungsgeschwind. in Richtung x_2 , m/s
W'	Schwankungsgeschwind. in Richtung x_3 , m/s
x_1	Koordinate in Strömungsrichtung, m
x_2	Koordinate senkrecht zur breiten Kanalwand, m
x_3	Koordinate senkrecht zur schmalen Kanalwand, m
y	radiale Koordinate, m
y_p	Wandabstand des Knotens der Randzelle, m
y^*	Dicke der viskosen Unterschicht, m
y^+	$y u^* / \nu$, normierter Wandabstand

β	thermischer Ausdehnungskoeffizient, K^{-1}
δ	Scherschichtdicke beim Freistrah, m
ε	Dissipationsrate der turb. kin. Energie, m^2/s^3
κ	Von-Kármán-Konstante
λ	Reibungsbeiwert
μ	dynamische Viskosität, Pa·s
ν	kinematische Viskosität, m^2/s
ν_t	turbulente kin. Viskosität, m^2/s
ρ	Dichte des strömenden Fluids, kg/m^3
σ_k	Koeffizient des Turbulenzmodells
σ_t	" "
σ_ε	" "
τ_w	Wandschubspannung, N/m^2
Γ_t	Diffusionskonstante, m^2/s

Anhang A1: FLUTAN-Input für $Re = 228\ 000$, $U_0 = 10.5\text{ m/s}$.
(Parallele Platten, Comte-Bellot [11]).

```
-----
2D plates channel 0.09 x 12 m (half symm.), air flow
  Re = 228000, u* = 0.39 m/s, Uo = 10.50 m/s, Um = 9.69 m/s
  TDIN = CDTURB / (0.04 * HYDIN) = 6.25
  CDTURB = 0.09, HYDIN = 2*0.18 = 0.36
-----
&GEOM
  IGEOM = 0,
  IFRES = 1, iturke = 12,
  ISYMCP = 6, ISYMCH = 3,
  NSURF = 6,
  IMAX = 25, JMAX = 1, KMAX = 120,
  DX = 0.011, 0.010, 0.010, 0.008, 0.008, 0.006, 0.006, 0.004,
      0.004, 0.003, 0.003, 0.002, 0.002, 0.0016, 0.0016, 0.0013,
      0.0013, 4*.0010, 4*.0008,
  DY = 0.04,
  DZ = 120*0.10,
  XNORML = -1.0, 1.0, 4*0.0,
  YNORML = 0.0, 0.0, -1.0, 1.0, 2*0.0,
  ZNORML = 4*0.0, -1.0, 1.0,
  IPRES0 = 1, JPRES0 = 1, KPRES0 = 120,
&END

REG          25 25 1 1 1 120 1 -x Wand
REG           1 1 1 1 1 120 2  x free slip Mitte
REG           1 25 1 1 1 120 3 -y free slip
REG           1 25 1 1 1 120 4  y free slip
REG           1 25 1 1 120 120 5 -z exit
REG           1 25 1 1 1 1 6  z inlet
END

&DATA
  ISTATE= 0, IFENER = 0,
  IDTIME= 0, DT = 0.01,
  NTMAX = 9000, IT = 1,
  EPS3 = 1.E-7,
  GRAVZ = 0.0,

  KFLOW = 1, -3, -3, -3, -5, 2,
  KTEMP = 5*400, 1,
  KPRES(5) = 3,
  VELOC = 5*0.0, 9.69,
  TEMP = 6*20.0,
  TEMPO = 20.0, PRES0 = 1.0E5,

  cprop = 'AIR ',

  LMPRNT= 0, ntplot = 8000,
  NTHPR = 12001, 32001, 172001, 142001, 212001, 222001,
&END

&TURB hydin = 0.36, tdin = 6.25, itmaxk = 199, &END

END
END
-----
```

Anhang A2:

FLUTAN-Input für $Re = 480\,000$, $U_0 = 22.2$ m/s.
(Parallele Platten, Comte-Bellot [11]).

2D plates channel 0.09 x 12 m (half symm.), air flow
Re = 480000, $u^* = 0.80$ m/s, $U_0 = 22.20$ m/s, $U_m = 20.40$ m/s
TDIN = CDTURB / (0.04 * HYDIN) = 6.25
CDTURB = 0.09, HYDIN = 2*0.18 = 0.36

&GEOM
IGEOM = 0,
IFRES = 1, iturke = 12,
ISYMCP = 6, ISYMCH = 3,
NSURF = 6,
IMAX = 25, JMAX = 1, KMAX = 120,
DX = 0.011, 0.010, 0.010, 0.008, 0.008, 0.006, 0.006, 0.004,
0.004, 0.003, 0.003, 0.002, 0.002, 0.0016, 0.0016, 0.0013,
0.0013, 4*.0010, 4*.0008,
DY = 0.04,
DZ = 120*0.10,
XNORML = -1.0, 1.0, 4*0.0,
YNORML = 0.0, 0.0, -1.0, 1.0, 2*0.0,
ZNORML = 4*0.0, -1.0, 1.0,
IPRES0 = 1, JPRES0 = 1, KPRES0 = 120,
&END

REG	25	25	1	1	1	120	1	-x	Wand
REG	1	1	1	1	1	120	2	x	free slip Mitte
REG	1	25	1	1	1	120	3	-y	free slip
REG	1	25	1	1	1	120	4	y	free slip
REG	1	25	1	1	120	120	5	-z	exit
REG	1	25	1	1	1	1	6	z	inlet

END

&DATA
ISTATE= 0, IFENER = 0,
IDTIME= 0, DT = 0.01,
NTMAX = 9000, IT = 1,
EPS3 = 1.E-7,
GRAVZ = 0.0,

KFLOW = 1, -3, -3, -3, -5, 2,
KTEMP = 5*400, 1,
KPRES(5) = 3,
VELOC = 5*0.0, 20.40,
TEMP = 6*20.0,
TEMPO = 20.0, PRES0 = 1.0E5,

cprop = 'AIR ',

LMPRNT= 0, ntplot = 8000,
NTHPR = 12001, 32001, 172001, 142001, 212001, 222001,
&END

&TURB hydin = 0.36, tdin = 6.25, itmaxk = 199, &END

END
END

Anhang A3: FLUTAN-Input für $Re = 920\,000$, $U_0 = 42.8$ m/s.
(Parallele Platten, Comte-Bellot [11]).

```
-----
2D plates channel 0.09 x 12 m (half symm.), air flow
  Re = 920000, u* = 1.36 m/s, Uo = 42.80 m/s, Um = 39.10 m/s
  TDIN = CDTURB / (0.04 * HYDIN) = 6.25
  CDTURB = 0.09, HYDIN = 2*0.18 = 0.36
-----
&GEOM
  IGEOM = 0,
  IFRES = 1, iturke = 12,
  ISYMCP = 6, ISYMCH = 3,
  NSURF = 6,
  IMAX = 25, JMAX = 1, KMAX = 120,
  DX = 0.011, 0.010, 0.010, 0.008, 0.008, 0.006, 0.006, 0.005,
      0.004, 0.003, 0.003, 0.002, 0.002, 0.0016, 0.0016, 0.0013,
      0.0013, 4*0.0010, 0.0008, 0.0006, 2*0.0004,
  DY = 0.04,
  DZ = 120*0.10,
  XNORML= -1.0, 1.0, 4*0.0,
  YNORML= 0.0, 0.0, -1.0, 1.0, 2*0.0,
  ZNORML= 4*0.0, -1.0, 1.0,
  IPRES0 = 1, JPRES0 = 1, KPRES0 = 120,
&END

REG          25 25 1 1 1 120 1 -x Wand
REG          1 1 1 1 1 120 2 +x free slip Mitte
REG          1 25 1 1 1 120 3 -y free slip
REG          1 25 1 1 1 120 4 +y free slip
REG          1 25 1 1 120 120 5 -z exit
REG          1 25 1 1 1 1 6 +z inlet
END

&DATA
  ISTATE = 0, IFENER = 0,
  IDTIME = 0, DT = 0.01,
  NTMAX = 9000, IT = 1,
  EPS3 = 1.E-7,
  GRAVZ = 0.0,

  KFLOW = 1, -3, -3, -3, -5, 2,
  KTEMP = 5*400, 1,
  KPRES(5) = 3,
  VELOC = 5*0.0, 39.10,
  TEMP = 6*20.0,
  TEMPO = 20.0, PRES0 = 1.0E5,

  cprop = 'AIR',

  LMPRNT= 0, ntplot = 8000,
  NTHPR = 12001, 32001, 172001, 142001, 212001, 222001,
&END

&TURB  hydin = 0.36, tdin = 6.25, itmaxk = 199, &END

END
END
-----
```

Anhang A4: FLUTAN-Input für $Re = 41\ 000$, $U_0 = 3.05\ \text{m/s}$.
(Kreisrohr, Laufer [12]).

Circular Tube radius 0.12344 m air flow
Re = 41 000, $u^* = 0.1283\ \text{m/s}$, $U_0 = 3.05\ \text{m/s}$, $U_m = 2.50\ \text{m/s}$
TDIN = CDTURB / (0.04 * HYDIN) = 9.113
CDTURB = 0.09, HYDIN = 0.2469

&GEOM

IGEOM = -1,
IFRES = 1, iturke = 12,
ISYMCP = 6, ISYMCH = 3,
NSURF = 6,
IMAX = 25, JMAX = 1, KMAX = 120,

DX = 0.006000, 0.006000, 0.006000, 0.006000, 0.006000,
0.006000, 0.006000, 0.006000, 0.006000, 0.006000,
0.006000, 0.006000, 0.006000, 0.006000, 0.005340,
0.005000, 0.005000, 0.004000, 0.004000, 0.003000,
0.003000, 0.002500, 0.002500, 0.002500, 0.002500,

Dy = 6.2832,
Dz = 120*0.10,
XNORML = -1.0, 1.0, 4*0.0,
YNORML = 0.0, 0.0, -1.0, 1.0, 2*0.0,
ZNORML = 4*0.0, -1.0, 1.0,
IPRES0 = 1, JPRES0 = 1, KPRES0 = 120,

&END

REG	25	25	1	1	1	120	1	-x	Wand
REG	1	1	1	1	1	120	2	x	free slip Mitte
REG	1	25	1	1	1	120	3	-y	free slip
REG	1	25	1	1	1	120	4	y	free slip
REG	1	25	1	1	120	120	5	-z	exit
REG	1	25	1	1	1	1	6	z	inlet

END

&DATA

ISTATE= 0, IFENER = 0,
IDTIME= 0, DT = 0.01,
NTMAX = 9000, IT = 1,
EPS3 = 1.E-7,
GRAVZ = 0.0,

KFLOW = 1, -3, -3, -3, -5, 2,
KTEMP = 5*400, 1,
KPRES(5) = 3,
VELOC = 5*0.0, 2.50,
TEMP = 6*20.0,
TEMP0 = 20.0, PRES0 = 1.0E5, cprop = 'AIR ',

LMPRNT= 0, ntplot = 8000,
NTHPR = 12001, 32001, 172001, 142001, 212001, 222001,
&END

&TURB hydin = 0.2469, tdin = 9.113, itmaxk = 199, &END

END
END

Anhang A5:

FLUTAN-Input für $Re = 435\,000$, $U_0 = 30.48$ m/s.
(Kreisrohr, Laufer [12]).

Circular Tube radius 0.12344 m air flow
Re = 435 000, $u^* = 1.074$ m/s, $U_0 = 30.48$ m/s, $U_m = 26.50$ m/s
TDIN = CDTURB / (0.04 * HYDIN) = 9.113
CDTURB = 0.09, HYDIN = 0.2469

&GEOM

IGEOM = -1,
IFRES = 1, iturke = 12,
ISYMCP = 6, ISYMCH = 3,
NSURF = 6,
IMAX = 25, JMAX = 1, KMAX = 120,

DX = 0.018000, 0.018000, 0.017000, 0.014000, 0.012000,
0.010000, 0.008000, 0.006000, 0.005000, 0.003000,
0.002000, 0.001700, 0.001500, 0.001000, 0.000800,
0.000600, 0.000600, 0.000600, 0.000600, 0.000600,
0.000600, 0.000500, 0.000440, 0.000400, 0.000400,

Dy = 6.2832,

Dz = 120*0.10,

XNORML = -1.0, 1.0, 4*0.0,

YNORML = 0.0, 0.0, -1.0, 1.0, 2*0.0,

ZNORML = 4*0.0, -1.0, 1.0,

IPRES0 = 1, JPRES0 = 1, KPRES0 = 120,

&END

REG 25 25 1 1 1 120 1 -x Wand
REG 1 1 1 1 1 120 2 x free slip Mitte
REG 1 25 1 1 1 120 3 -y free slip
REG 1 25 1 1 1 120 4 y free slip
REG 1 25 1 1 120 120 5 -z exit
REG 1 25 1 1 1 1 6 z inlet
END

&DATA

ISTATE= 0, IFENER = 0,

IDTIME= 0, DT = 0.01,

NTMAX = 9000, IT = 1,

EPS3 = 1.E-7,

GRAVZ = 0.0,

KFLOW = 1, -3, -3, -3, -5, 2,

KTEMP = 5*400, 1,

KPRES(5) = 3,

VELOC = 5*0.0, 26.50,

TEMP = 6*20.0,

TEMPO = 20.0, PRES0 = 1.0E5, cprop = 'AIR ',

LMPRNT= 0, ntplot = 8000,

NTHPR = 12001, 32001, 172001, 142001, 212001, 222001,

&END

&TURB hydin = 0.2469, tdin = 9.113, itmaxk = 199, &END

END

END

Literatur

1. G. Willerding, W. Baumann,
FLUTAN 2.0 Input Specifications,
FZKA-Bericht Nr. 5712, Forschungszentrum Karlsruhe, Mai 1996.
2. H.M. Domanus, R.C. Schmitt, W.T. Sha und V.L. Shah,
COMMIX-1A: A three-dimensional transient single-phase computer program for thermal hydraulic analysis of single and multicomponent systems, Volume I: User's Manual, Report ANL-82-25 Vol. I, Argonne National Laboratory (Dec. 1983).
3. M. Bottoni, W.L. Baumann, H.N. Chi, T.H. Chien, H.M. Domanus, R.C. Schmitt, W.T. Sha, V.L. Shah,
COMMIX-2: A three-dimensional transient computer program for thermal-hydraulic analysis of two-phase flows, NUREG/CR-4371, ANL-85/47 (Sept. 1985).
4. B.E. Launder und D.B. Spalding,
The numerical computation of turbulent flow.
Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., Vol. 3, p.269 (1974).
5. L.N. Carteciano,
Entwicklung eines Turbulenzmodells für Auftriebsströmungen,
Dissertation, FZKA- Bericht Nr. 5775, Forschungszentrum Karlsruhe (1996).
6. W. Baumann, L. Carteciano, D. Weinberg,
Thermal propagation effects in a vertical turbulent flow behind a jet block - A benchmark exercise, Journal of Hydraulic Research, Vol. 35, No. 6, p.843-64, 1997.
7. L.N. Carteciano,
Analysis of a turbulence model for buoyant flows implemented in the 3D thermal-hydraulic computer code FLUTAN and comparison with the standard k - ϵ - σ_t model,
New York: Begell House Inc., 1995, S. 222-27, Proc. of the Internat. Symp., Lisboa 9-12, 1994.
8. L.N. Carteciano, D. Weinberg, U. Müller,
Development and Analysis of a turbulence model for buoyant flows,
4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Bruxelles, June 2-6, 1997, Vol. 3, pp. 1339-1347.
9. C. Philippe,
Untersuchung von k - ϵ - σ_t Turbulenzmodellen für kleine Reynolds-Zahlen, Diplomarbeit am Lehrstuhl für Kerntechnik und Reaktorsicherheit, Universität Karlsruhe, Juni 1996.
10. C. Prudhomme,
Validierung eines Turbulenzmodells für Auftriebsströmungen in Naturkonvektion,
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Kerntechnik und Reaktorsicherheit, Universität Karlsruhe, Juni 1998.

11. G. Comte-Bellot,
Ecoulement Turbulent entre Deux Parois Parallèles,
Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air,
Magasin de Vente: 2, Avenue de la Porte-D'Issy, Paris (15e), 1965.
12. J. Laufer,
The structure of turbulence in fully developed pipe flow,
NACA, TN 2954 (1953).
13. F.H. Harlow und A.A. Amsden,
A numerical fluid dynamics calculation method for all flow speeds,
Journal of Computational Physics, Vol.8, pp. 197-213 (1971).
14. B.P. Leonard,
A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation, Comp. Meths. Appl. Mech. Engg. 19, pp. 59-98 (1979).
15. C. Günther,
A consistent Upwind method of second order for the convection-diffusion equation.
Proc. of the Inter. Conf. on Computational Techniques and Applic., Sidney, Aug. 24-27,
1987, pp. 249-258.
16. T.W. Ammann,
Entwicklung eines impliziten Verfahrens zur lokalen Verfeinerung eines strukturierten Gitters, Dissertation, FZKA Bericht 5864, Forschungszentrum Karlsruhe (1997).
17. H. Borgwaldt,
CRESOR, A Robust Vectorized Poisson Solver Implemented in the COMMIX-2(V)
Thermal-Hydraulic Code, Paper AC064, Int. Conf. On Supercomputing in Nuclear Applications (SNA 90), Mito City, Japan, March 12-16, 1990, pp. 346-351.
18. M. Alef,
Persönliche Mitteilung, Forschungszentrum Karlsruhe (1997).
19. F. Schmitz,
Persönliche Mitteilung, Forschungszentrum Karlsruhe (1995).
20. A. Class,
Die Wärmetauscheroption des Rechenprogramms COMMIX, (unveröffentlicht),
Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990).
21. L.N. Carteciano, B. Dorr, G. Grötzbach,
Theoretische Interpretation der Thermo- und Fluidodynamischen Bedingungen in einem SUCOS-2D Experiment mit dem Rechenprogramm FLUTAN, (unveröffentlicht),
Forschungszentrum Karlsruhe (1999).
22. X. Cheng and U. Müller,
Turbulent natural convection coupled with thermal radiation in large vertical channels with asymmetric heating,
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 41, No. 12, pp.1681-1692 (1998)

23. L. Prandtl,
Über eine neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz,
Nachr. Akad. Wiss., Göttingen, Math.-Phys. Klasse, p. 6 (1945).
24. A.N. Kolmogorov,
Equations of turbulent motion of an incompressible fluid,
Izv. Akad. Nauk. SSR, Seria fizicheska Vi., No. 1-2, pp. 56-58 (1942).
25. J.O. Hinze,
Turbulence. Mac Graw-Hill Company (1975).
26. M. Jischa,
Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffausstausch. Vieweg Verlag (1982).
27. W. Rodi,
The prediction of free turbulent boundary layers by use of a two-equation model of turbulence, Ph.D. Thesis, Imperial College London (1972).
28. H. Tennekes und Lumley,
A first course in turbulence. The MIT press, London (1972).
29. W. Rodi,
Turbulence models and their application in hydraulics.
MH DELFT, The Netherlands (1980).
30. J. Nikuradse,
Gesetzmäßigkeiten der Strömung in glatten Röhren,
VDI-Forschungsheft 356 (1932).

Re = 228 000		Re = 480 000		Re = 920 000	
x_2/D	U/U_0	x_2/D	U/U_0	x_2/D	U/U_0
0.00124	0.12792	0.00065	0.15812	0.00053	0.20716
0.00183	0.17234	0.00094	0.19010	0.00074	0.25406
0.00240	0.21604	0.00124	0.23274	0.00086	0.29954
0.00283	0.25939	0.00144	0.27467	0.00110	0.33188
0.00334	0.29919	0.00171	0.31091	0.00128	0.36706
0.00387	0.34289	0.00216	0.34893	0.00146	0.40152
0.00441	0.37203	0.00268	0.39086	0.00224	0.44665
0.00555	0.42462	0.00345	0.42995	0.00319	0.47792
0.00728	0.47046	0.00484	0.46904	0.00428	0.50279
0.01004	0.51274	0.00650	0.49959	0.00555	0.52766
0.01281	0.54472	0.00839	0.52589	0.00738	0.55325
0.01558	0.56853	0.01116	0.55076	0.01000	0.57635
0.01831	0.58878	0.01394	0.57030	0.01293	0.59340
0.02111	0.60726	0.01665	0.59162	0.01556	0.60406
0.02386	0.61827	0.01949	0.60690	0.01837	0.61756
0.02657	0.62609	0.02229	0.62147	0.02111	0.63178
0.02940	0.63426	0.02502	0.63107	0.02391	0.63959
		0.02772	0.64066	0.02665	0.64954
				0.02939	0.65523

Tab. I: Axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 als Funktion des Wandabstandes x_2/D nach Messungen von Comte-Bellot [11] (Abb.3)

Re = 228 000		Re = 480 000		Re = 920 000	
x_2/D	U/U_0	x_2/D	U/U_0	x_2/D	U/U_0
0.00931	0.52492	0.01071	0.55150	0.01071	0.57558
0.02235	0.61096	0.02328	0.62043	0.02328	0.63040
0.04283	0.66993	0.04330	0.67674	0.04283	0.69568
0.07821	0.71960	0.10568	0.75963	0.06797	0.74003
0.13361	0.76993	0.17086	0.80681	0.12570	0.79352
0.20764	0.81645	0.26071	0.85183	0.20857	0.83887
0.30959	0.86096	0.37384	0.89103	0.30261	0.87625
0.44181	0.90233	0.52607	0.93106	0.45950	0.92193
0.57728	0.93754	0.67318	0.96346	0.60754	0.95515
0.75885	0.97558	0.83566	0.98920	0.78212	0.98505
0.99628	0.99834				

Tab. II: Axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 als Funktion des Wandabstandes x_2/D nach Messungen von Comte-Bellot [11] (Abb.4)

Re = 228 000		Re = 480 000		Re = 920 000	
x_2/D	$\sqrt{u'^2}/u^*$	x_2/D	$\sqrt{u'^2}/u^*$	x_2/D	$\sqrt{u'^2}/u^*$
0.11292	2.23898	0.05742	2.33866	0.02871	2.43259
0.21292	2.07796	0.16603	2.10096	0.07751	2.4115
0.33254	1.90160	0.26555	1.95527	0.16794	2.30799
0.44545	1.72524	0.40191	1.74824	0.25024	2.14505
0.55215	1.56230	0.51244	1.56230	0.35837	1.97061
0.66507	1.35911	0.62105	1.39169	0.47177	1.81534
0.77512	1.15399	0.73397	1.21534	0.57943	1.65240
0.89904	1.01789	0.85120	1.05048	0.68900	1.45112
0.97321	0.94888	0.94785	0.96805	0.77129	1.29968
		0.99665	0.93930	0.88756	1.12716
				1.00000	1.06390

Tab. III: Geschwindigkeitsfluktuationen u' in Abh. von Wandabstand x_2/D und Re-Zahl nach Messungen von Comte-Bellot [11] (Abb.5a)

Re = 228 000		Re = 480 000		Re = 920 000	
x_2/D	$\sqrt{v'^2}/u^*$	x_2/D	$\sqrt{v'^2}/u^*$	x_2/D	$\sqrt{v'^2}/u^*$
0.04306	1.02325	0.02871	0.93153	0.05263	0.99172
0.11722	1.05287	0.13636	0.99363	0.16986	1.05382
0.22010	1.05287	0.24880	0.99459	0.28134	1.06051
0.33254	1.02134	0.37081	0.96306	0.42967	1.02038
0.44880	0.96783	0.49522	0.91720	0.55598	0.9449
0.55742	0.89045	0.61722	0.85510	0.70478	0.8465
0.66890	0.80732	0.74641	0.79586	0.82297	0.77771
0.77751	0.76433	0.86842	0.74904	0.93493	0.73758
0.90431	0.72994	0.96268	0.72134		
1.00478	0.71274				

Tab. IV: Geschwindigkeitsfluktuationen v' in Abh. von Wandabstand x_2/D und Re-Zahl nach Messungen von Comte-Bellot [11] (Abb.5b)

Re = 228 000		Re = 480 000		Re = 920 000	
x_2/D	$\sqrt{w'^2}/u^*$	x_2/D	$\sqrt{w'^2}/u^*$	x_2/D	$\sqrt{w'^2}/u^*$
0.05502	1.50000	0.06603	1.38019	0.04067	1.41565
0.11483	1.40511	0.11914	1.29776	0.10048	1.37061
0.24976	1.29585	0.22871	1.24505	0.16746	1.34952
0.38182	1.21534	0.34641	1.17987	0.29426	1.27380
0.48230	1.13578	0.45072	1.09361	0.42584	1.19617
0.63014	0.98243	0.56507	1.01693	0.52344	1.10128
0.72105	0.89137	0.68182	0.90767	0.59809	1.01118
0.82584	0.79073	0.78900	0.78211	0.74976	0.86741
0.94019	0.74281	0.89952	0.70543	0.84880	0.78594
1.00096	0.74281	1.00096	0.68818	0.99378	0.71693

Tab. V: Geschwindigkeitsfluktuationen w' in Abh. von Wandabstand x_2/D und Re-Zahl nach Messungen von Comte-Bellot [11] (Abb.5c)

Re = 228 000		Re = 480 000		Re = 920 000	
x_2/D	U/U_0	x_2/D	U/U_0	x_2/D	U/U_0
0.00444	0.36852	0.00444	0.38700	0.00222	0.35446
0.01333	0.48790	0.01333	0.50396	0.00667	0.46376
0.02222	0.56576	0.02222	0.57905	0.01222	0.54381
0.03111	0.61324	0.03111	0.62441	0.02000	0.60143
0.04111	0.65053	0.04111	0.66000	0.03000	0.64605
0.05222	0.68148	0.05222	0.68946	0.04111	0.67981
0.06333	0.70597	0.06333	0.71279	0.05222	0.70523
0.07444	0.72629	0.07444	0.73212	0.06333	0.72563
0.08667	0.74608	0.08667	0.75095	0.07556	0.74507
0.10111	0.76513	0.10111	0.76910	0.09000	0.76346
0.11778	0.78344	0.11778	0.78649	0.10667	0.78084
0.13556	0.80093	0.13556	0.80311	0.12444	0.79729
0.15556	0.81813	0.15556	0.81946	0.14444	0.81329
0.17778	0.83488	0.17778	0.83532	0.16667	0.82874
0.20556	0.85322	0.20556	0.85275	0.19444	0.84556
0.23889	0.87225	0.23889	0.87081	0.22778	0.86292
0.27778	0.89152	0.27778	0.88910	0.26667	0.88042
0.32222	0.91050	0.32222	0.90712	0.31667	0.89965
0.37778	0.93101	0.37778	0.92658	0.37778	0.91949
0.44444	0.95161	0.44444	0.94613	0.44444	0.93762
0.52222	0.97171	0.52222	0.96532	0.52222	0.95547
0.61111	0.99000	0.61111	0.98275	0.61111	0.97185
0.71111	1.00581	0.71111	0.99784	0.71111	0.98612
0.82222	1.01714	0.82222	1.00883	0.82222	0.99661
0.93889	1.02324	0.93889	1.01464	0.93889	1.00220

Tab. VI: Mit FLUTAN berechnete axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 im Plattenkanal als Funktion des Wandabstandes x_2/D (Abb.7-9)

Re = 228 000		Re = 480 000		Re = 920 000	
x_2/D	$k (m/s)^2$	x_2/D	$k (m/s)^2$	x_2/D	$k (m/s)^2$
0.05	0.66083	0.05	2.78061	0.05	8.03596
0.15	0.59204	0.15	2.49117	0.15	7.19948
0.25	0.52488	0.25	2.20858	0.25	6.38278
0.35	0.46531	0.35	1.95792	0.35	5.65839
0.45	0.40503	0.45	1.70429	0.45	4.92539
0.55	0.34151	0.55	1.43699	0.55	4.15291
0.65	0.27693	0.65	1.16525	0.65	3.36757
0.75	0.22245	0.75	0.93600	0.75	2.70504
0.85	0.18104	0.85	0.76176	0.85	2.20149
0.95	0.15710	0.95	0.66106	0.95	1.91045

Tab. VII: Turbulente kin. Energie k als Funktion des Wandabstandes x_2/D nach Messungen von Comte-Bellot [11] (Abb.10a-c)

Re = 228 000		Re = 420 000		Re = 920 000	
x_2/D	$k(m/s)^2$	x_2/D	$k(m/s)^2$	x_2/D	$k(m/s)^2$
0.00444	1.45730	0.00444	6.2972	0.00222	20.015
0.01333	0.68260	0.01333	2.8853	0.00667	9.0843
0.02222	0.65720	0.02222	2.7407	0.01222	8.8252
0.03111	0.64435	0.03111	2.6617	0.02000	8.7007
0.04111	0.63587	0.04111	2.6114	0.03000	8.5735
0.05222	0.62760	0.05222	2.5676	0.04111	8.4241
0.06333	0.61910	0.06333	2.5271	0.05222	8.2807
0.07444	0.61074	0.07444	2.4890	0.06333	8.1482
0.08667	0.60177	0.08667	2.4493	0.07556	8.0149
0.10111	0.59170	0.10111	2.4060	0.09000	7.8714
0.11778	0.58079	0.11778	2.3599	0.10667	7.7207
0.13556	0.56870	0.13556	2.3096	0.12444	7.5574
0.15556	0.55545	0.15556	2.2549	0.14444	7.3814
0.17778	0.54069	0.17778	2.1946	0.16667	7.1878
0.20556	0.52303	0.20556	2.1229	0.19444	6.9587
0.23889	0.50175	0.23889	2.0368	0.22778	6.6843
0.27778	0.47767	0.27778	1.9398	0.26667	6.3754
0.32222	0.45027	0.32222	1.8297	0.31667	5.9881
0.37778	0.41749	0.37778	1.6980	0.37778	5.5253
0.44444	0.37889	0.44444	1.5427	0.44444	5.0291
0.52222	0.33643	0.52222	1.3715	0.52222	4.4785
0.61111	0.29195	0.61111	1.1912	0.61111	3.8928
0.71111	0.24953	0.71111	1.0182	0.71111	3.3237
0.82222	0.21608	0.82222	0.8806	0.82222	2.8653
0.93889	0.19860	0.93889	0.8084	0.93889	2.6223

Tab. VIII: Mit FLUTAN berechnete turbul. kin. Energie k im Plattenkanal als Funktion des Wandabstandes x_2/D (Abb.10a-c)

Re = 41 000		Re = 435 000	
y/R	U/U ₀	y/R	U/U ₀
0.00741	0.33285	0.01111	0.59854
0.01333	0.47810	0.02222	0.65839
0.02222	0.54745	0.06148	0.73285
0.04074	0.61825	0.09259	0.76934
0.06296	0.64964	0.15407	0.81679
0.09556	0.69781	0.21407	0.84599
0.15407	0.74015	0.27778	0.87372
0.21481	0.79197	0.38593	0.90730
0.27852	0.83212	0.48889	0.93577
0.38519	0.86642	0.58519	0.96058
0.48667	0.90657	0.68963	0.97591
0.58593	0.93650	0.79407	0.98905
0.69037	0.96496	0.89630	0.99270
0.79407	0.98175	1.00000	1.00000
0.89630	0.98540		
1.00000	1.00000		

Tab.IX: Axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 als Funktion des Wandabstandes y/R nach Messungen von Laufer [12] (Abb.12)

Re = 41 000		Re = 435 000	
y/R	U/U ₀	y/R	U/U ₀
0.00300	0.14000	0.00042	0.11846
0.00343	0.15238	0.00063	0.16962
0.00413	0.17877	0.00074	0.22077
0.00508	0.22077	0.00099	0.26546
0.00556	0.22885	0.00144	0.32954
0.00719	0.30100	0.00184	0.38769
0.00762	0.31931	0.00275	0.44046
0.00829	0.34354	0.00398	0.49054
0.00831	0.33385	0.00639	0.52715
0.01032	0.39146	0.01047	0.60200
0.01176	0.42108	0.01671	0.63538
0.01244	0.42808	0.02522	0.66446
0.01582	0.48085		
0.01652	0.49000		
0.02412	0.55462		
0.04078	0.62192		

Tab.X: Axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 als Funktion des Wandabstandes y/R nach Messungen von Laufer [12] (Abb.13)

Re = 41. 000		Re = 435 000	
y/R	$\sqrt{u'^2}/u^*$	y/R	$\sqrt{u'^2}/u^*$
0.02378	2.54646	0.02432	2.22016
0.03351	2.28850	0.03730	2.13197
0.03892	2.21354	0.07514	2.05260
0.07459	1.82992	0.17730	1.82992
0.17838	1.60504	0.27838	1.60945
0.27946	1.49480	0.38162	1.45071
0.38378	1.36693	0.48649	1.29197
0.48595	1.27213	0.59081	1.19055
0.59135	1.12882	0.69189	1.05386
0.69189	1.01638	0.79676	0.94583
0.79459	0.92157	0.90000	0.82016
0.89946	0.82016	1.00000	0.76504
1.00000	0.76504		

Tab. XI: Geschwindigkeitsfluktuationen u' in Abh. von Wandabstand y/R und Re-Zahl nach Messungen von Laufer [12] (Abb.14a)

Re = 41 000		Re = 435 000	
y/R	$\sqrt{v'^2}/u^*$	y/R	$\sqrt{v'^2}/u^*$
0.00949	0.22979	0.00633	0.82979
0.01139	0.39064	0.01076	0.91149
0.01519	0.49787	0.01266	0.95489
0.02848	0.72766	0.02405	0.98809
0.03797	0.79149	0.04051	1.04681
0.04684	0.84766	0.07595	1.08000
0.07785	0.94468	0.17911	1.04936
0.18291	0.97021	0.28165	1.01106
0.28165	0.94979	0.38608	0.94723
0.38608	0.94468	0.48734	0.89362
0.48734	0.88851	0.59177	0.84511
0.59177	0.84255	0.68987	0.79149
0.68924	0.78638	0.79557	0.76596
0.79557	0.75574	0.90000	0.74043
0.90000	0.73021	0.99873	0.74043
0.99873	0.73532		

Tab. XII: Geschwindigkeitsfluktuationen v' in Abh. von Wandabstand y/R und Re-Zahl nach Messungen von Laufer [12] (Abb.14b)

Re = 41 000		Re = 435 000	
y/R	$\sqrt{w'^2}/u^*$	y/R	$\sqrt{w'^2}/u^*$
0.00316	0.26368	0.02025	1.67680
0.00886	0.48128	0.04430	1.60512
0.00949	0.65536	0.07848	1.51552
0.01835	0.90368	0.18038	1.34656
0.02025	1.04192	0.28165	1.26720
0.02595	1.15968	0.38608	1.18272
0.03924	1.26720	0.48418	1.09056
0.07595	1.29280	0.59177	0.97280
0.17722	1.26720	0.69241	0.89600
0.28165	1.21088	0.79494	0.80640
0.38608	1.16480	0.89873	0.75520
0.48734	1.02912	0.99873	0.75264
0.59177	0.95744		
0.69304	0.88320		
0.79684	0.77568		
0.89873	0.73728		
1.00000	0.71936		

Tab. XIII: Geschwindigkeitsfluktuationen w' in Abh. von Wandabstand y/R und Re-Zahl nach Messungen von Laufer [12] (Abb.14c)

Re = 41 000		Re = 435 000	
y/R	U/U ₀	y/R	U/U ₀
0.01086	0.38938	0.00275	0.33537
0.03111	0.51643	0.00599	0.44167
0.05136	0.60148	0.00924	0.51198
0.07161	0.65420	0.01248	0.55758
0.09430	0.69534	0.01734	0.59311
0.11860	0.72941	0.02220	0.62123
0.14695	0.76082	0.02706	0.64311
0.17936	0.78967	0.03192	0.66102
0.21581	0.81639	0.03678	0.67625
0.25632	0.84108	0.04164	0.68950
0.29763	0.86272	0.04731	0.70302
0.34381	0.88302	0.05460	0.71814
0.39242	0.90144	0.06432	0.73606
0.44102	0.91738	0.07728	0.75525
0.48963	0.93121	0.09268	0.77385
0.53824	0.94325	0.11293	0.79482
0.58684	0.95367	0.14533	0.82175
0.63545	0.96266	0.18989	0.85052
0.68406	0.97030	0.24660	0.87913
0.73266	0.97669	0.31951	0.90774
0.78127	0.98190	0.40862	0.93494
0.82988	0.98597	0.51393	0.95974
0.87848	0.98898	0.63950	0.98176
0.92709	0.99098	0.78127	0.99803
0.97570	0.99197	0.92709	1.00623

Tab. XIV: Mit FLUTAN berechnete axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 im Kreisrohr als Funktion des Wandabstandes y/R (Abb.16-17).

Re = 41 000		Re = 435 000	
y/R	k (m/s) ²	y/R	k (m/s) ²
0.025	0.06643	0.025	5.01814
0.050	0.05562	0.050	4.65071
0.075	0.04866	0.075	4.42019
0.125	0.04444	0.125	3.97961
0.180	0.04188	0.180	3.61252
0.280	0.03802	0.280	3.01029
0.385	0.03397	0.385	2.53528
0.485	0.02838	0.485	2.11463
0.590	0.02388	0.590	1.78142
0.690	0.02000	0.690	1.46823
0.800	0.01663	0.800	1.22812
0.900	0.01439	0.900	1.03238
1.000	0.01352	1.000	0.98036

Tab. XV: Turbulente kin. Energie als Funktion des Wandabstandes y/R nach Messungen von Laufer [12] (Abb.18).

Re = 41 000		Re = 435 000	
y/R	k (m/s) ²	y/R	k (m/s) ²
0.01086	0.13840	0.00275	9.6993
0.03111	0.06364	0.00599	4.5396
0.05136	0.06025	0.00924	4.3922
0.07161	0.05830	0.01248	4.3332
0.09430	0.05671	0.01734	4.3009
0.11860	0.05508	0.02220	4.2704
0.14695	0.05336	0.02706	4.2400
0.17936	0.05140	0.03192	4.2110
0.21581	0.04930	0.03678	4.1831
0.25632	0.04699	0.04164	4.1561
0.29763	0.04467	0.04731	4.1270
0.34381	0.04223	0.05460	4.0923
0.39242	0.03975	0.06432	4.0489
0.44102	0.03739	0.07728	3.9942
0.48963	0.03516	0.09268	3.9303
0.53824	0.03309	0.11293	3.8497
0.58684	0.03117	0.14533	3.7361
0.63545	0.02943	0.18989	3.5790
0.68406	0.02787	0.24660	3.3855
0.73266	0.02652	0.31951	3.1450
0.78127	0.02539	0.40862	2.8625
0.82988	0.02447	0.51393	2.5481
0.87848	0.02378	0.63950	2.2151
0.92709	0.02332	0.78127	1.9271
0.97570	0.02310	0.92709	1.7808

Tab. XVI: Mit FLUTAN berechnete turb. kin. Energie im Kreisrohr als Funktion des Wandabstandes y/R (Abb.18)

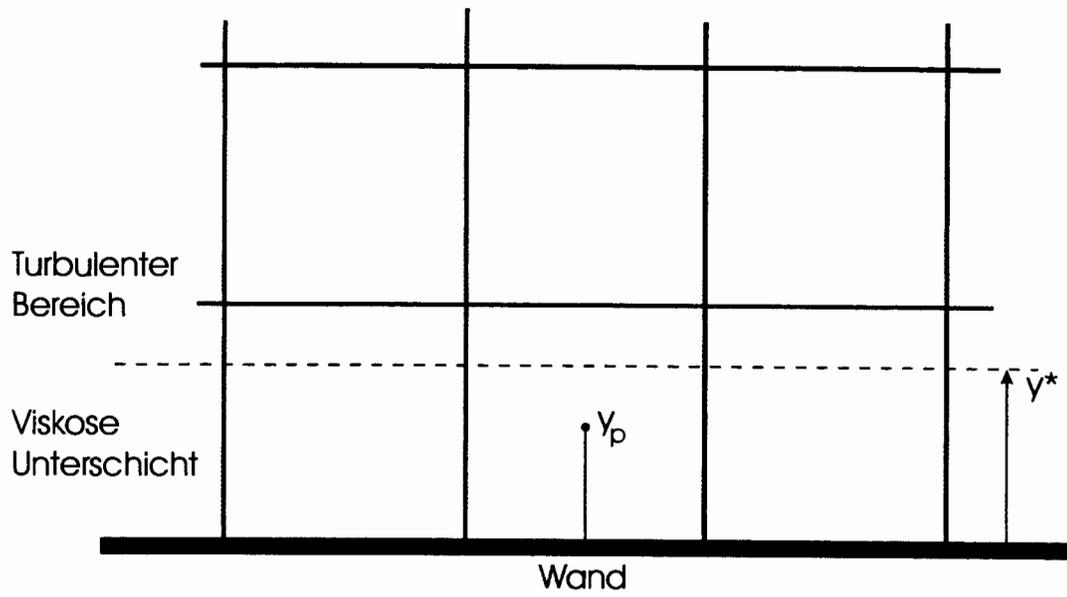


Abb. 1a): Wandknoten y_p in der viskosen Unterschicht ($y_p < y^*$).
Es gilt Gl. (10).

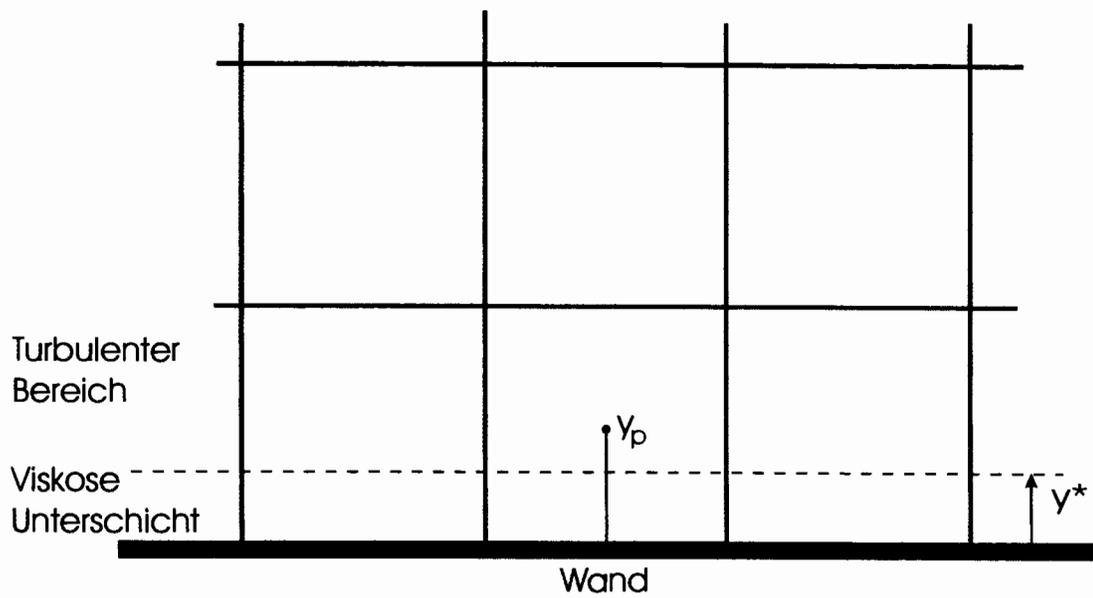


Abb. 1b): Wandknoten y_p im turbulenten Bereich ($y_p > y^*$).
Es gilt Gl. (11).

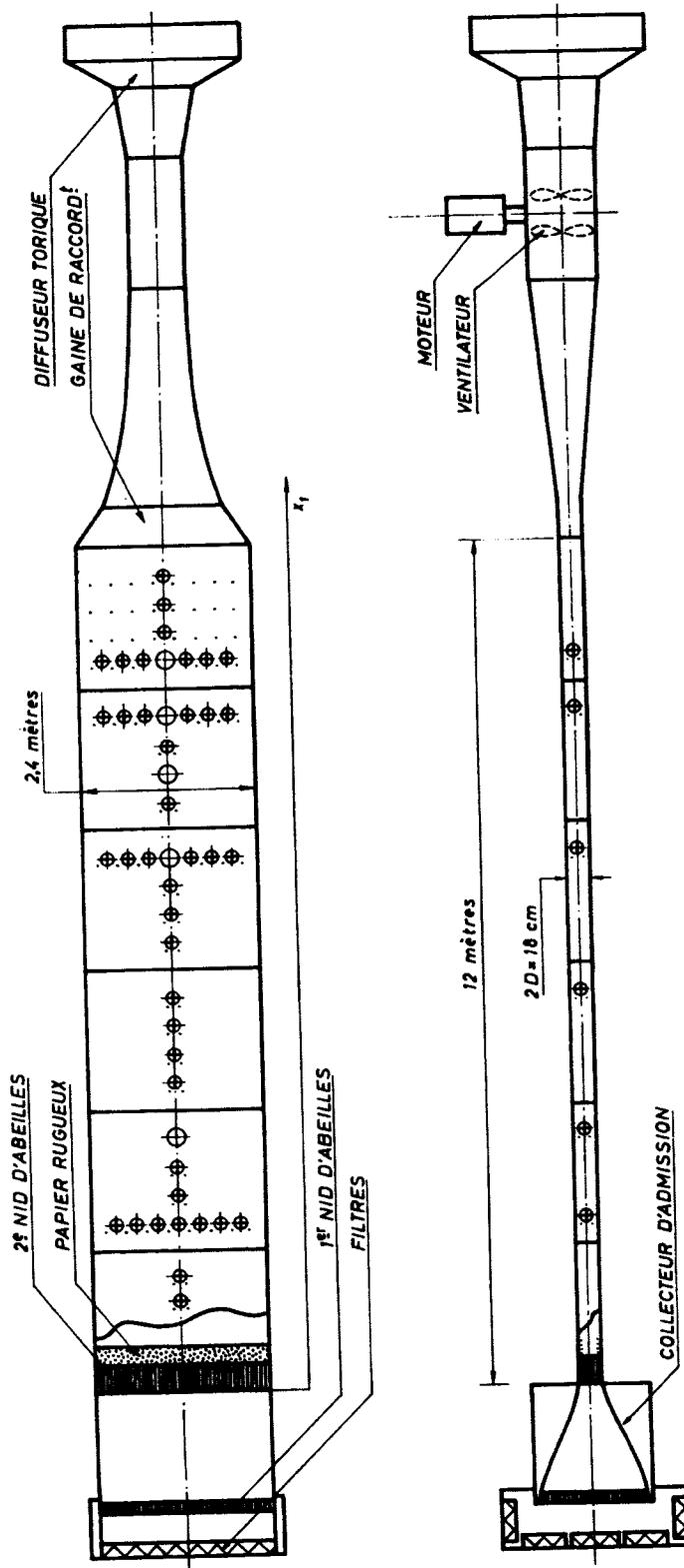


Fig. II-1 — Schéma de l'installation.
Emplacements de mesure : ● : prise de pression statique; ⊕ : appareils de traversée (Pitot ou anémomètre); ⊙ : appareils de traversée et appareils à corrélations.

Abb. 2: Aufbau des Plattenkanals von Comte-Bellot [11]

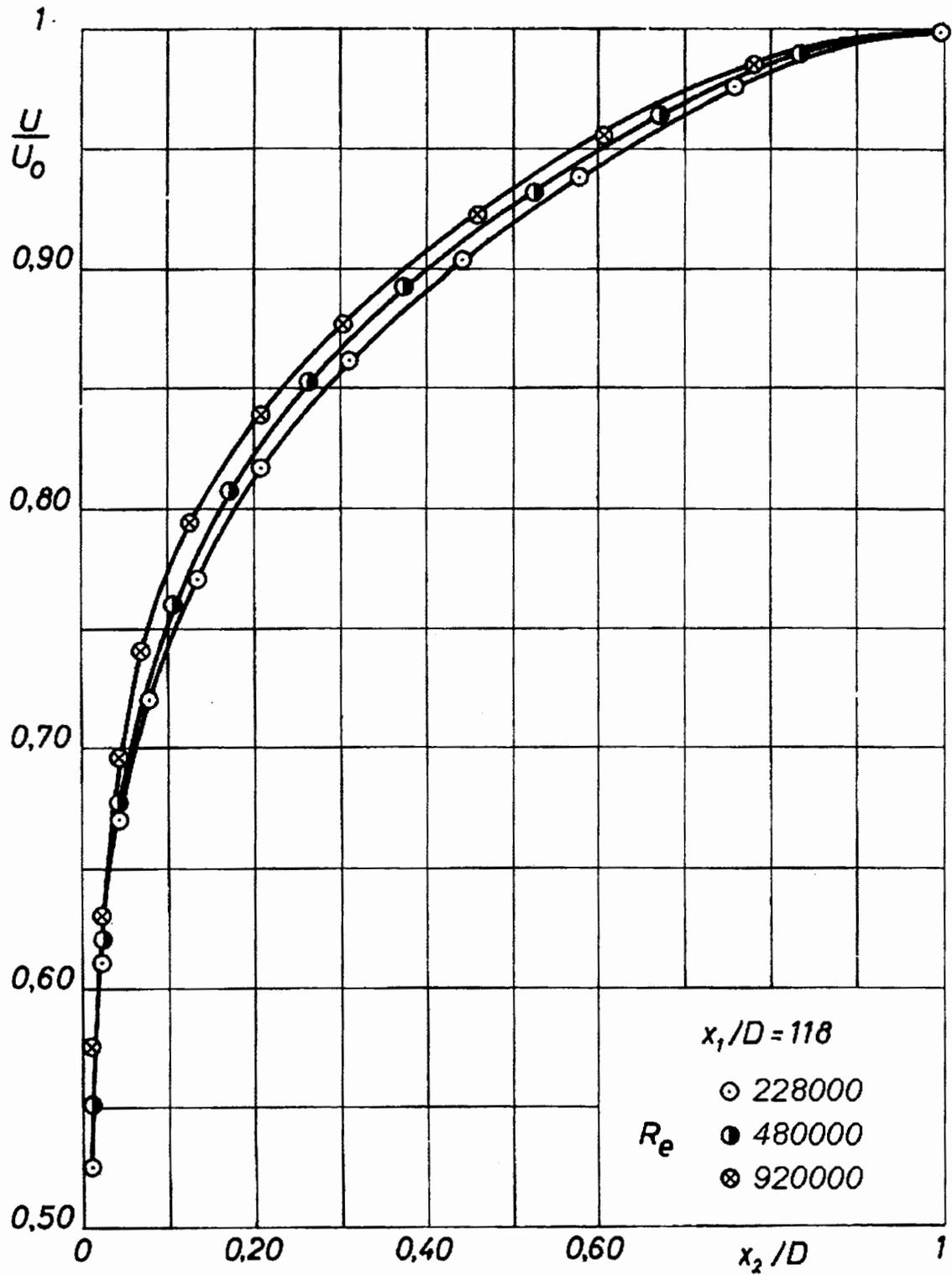


Abb. 3: Geschwindigkeitsverteilung zwischen Wand und Mittelebene des Plattenkanals an der axialen Position $x_1/D = 118$, bei verschiedenen Reynoldszahlen gemessen von Comte-Bellot [11].

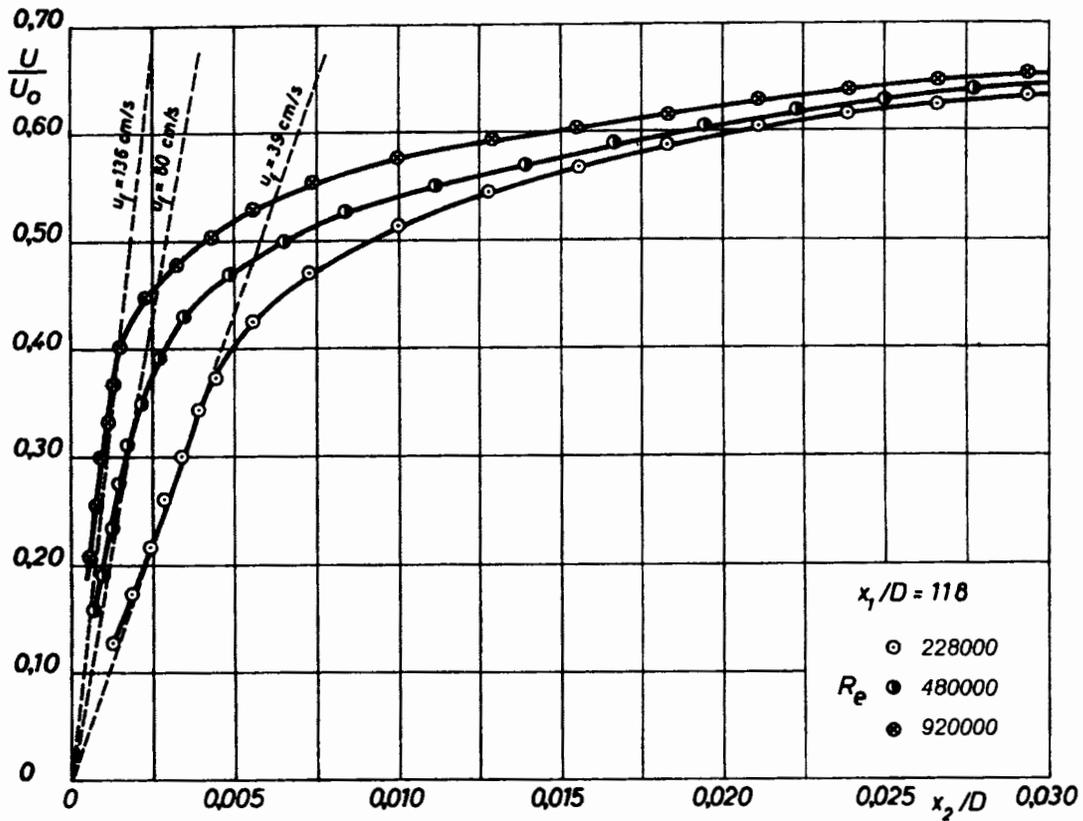


Abb. 4: Geschwindigkeitsverteilung im wandnahen Bereich an der axialen Position $x_1/D = 118$, bei verschiedenen Reynoldszahlen gemessen von Comte-Bellot [11].

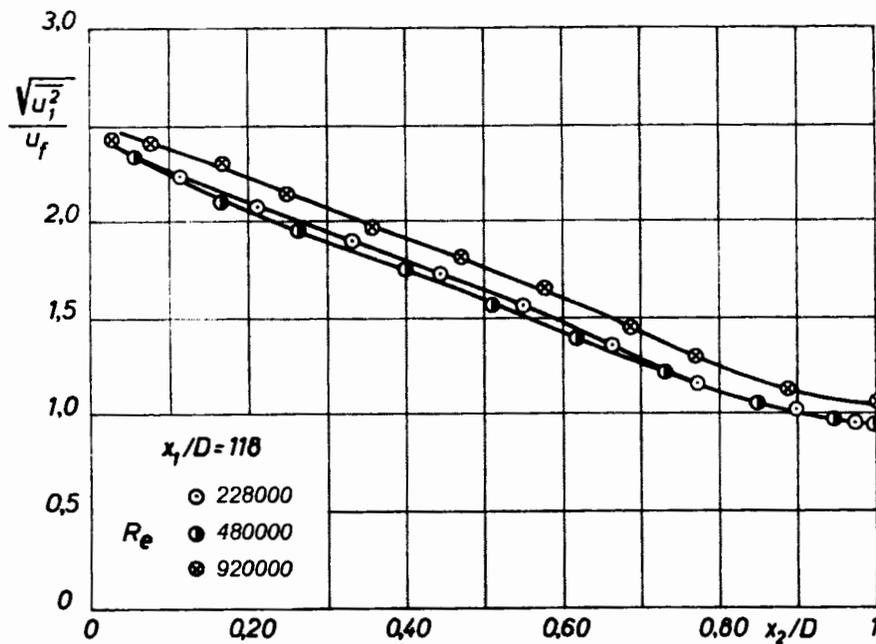


Abb. 5a): Intensität der Geschwindigkeitsfluktuationen in axialer Richtung (u'), gemessen von Comte-Bellot [11].

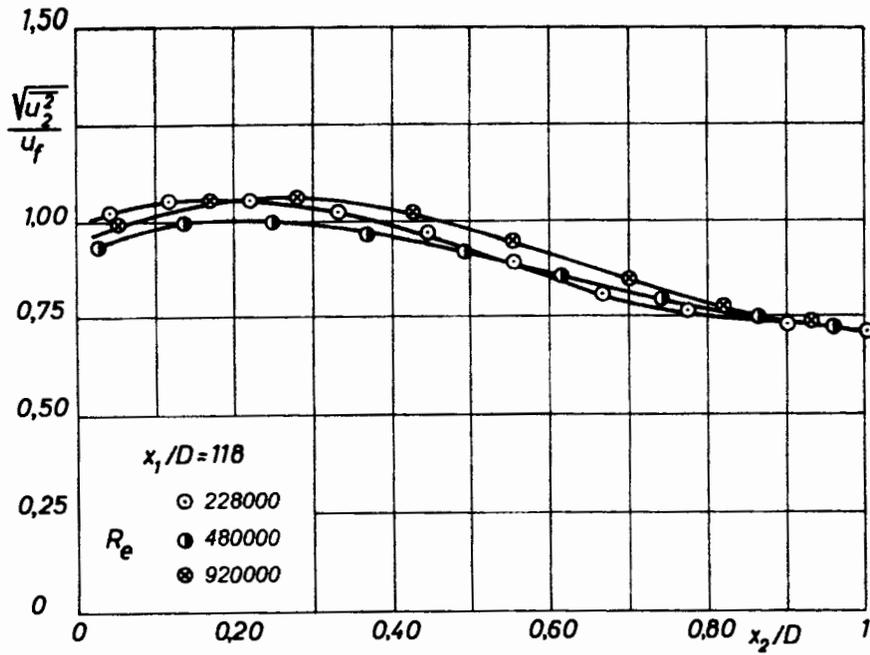


Abb. 5b): Intensität der Geschwindigkeitsfluktuationen quer zur Strömungsrichtung zwischen den breiten Kanalwänden (v'), gemessen von Comte-Bellot [11].

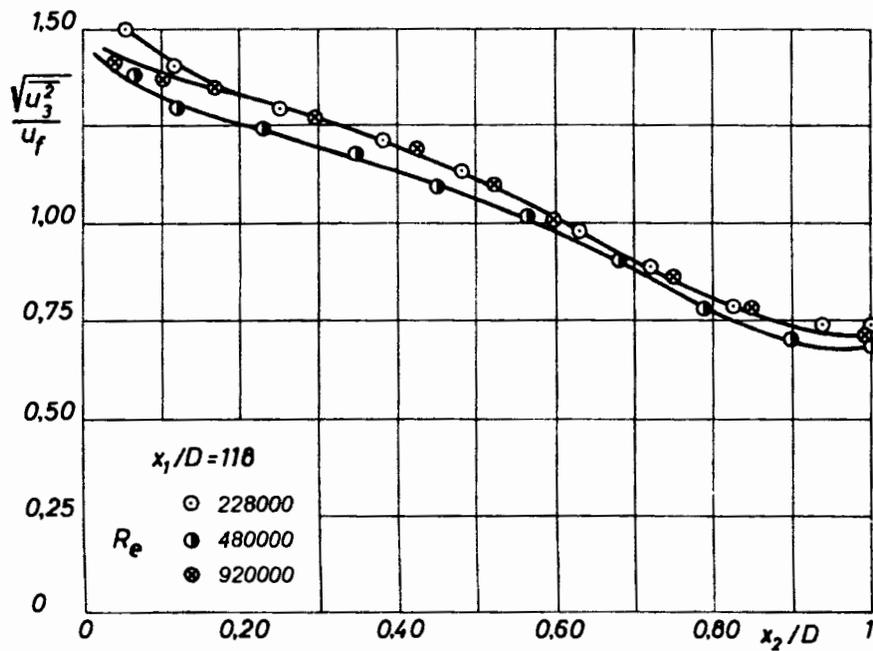


Abb. 5c): Intensität der Geschwindigkeitsfluktuationen quer zur Strömungsrichtung zwischen den schmalen Kanalwänden (w'), gemessen von Comte-Bellot [11].

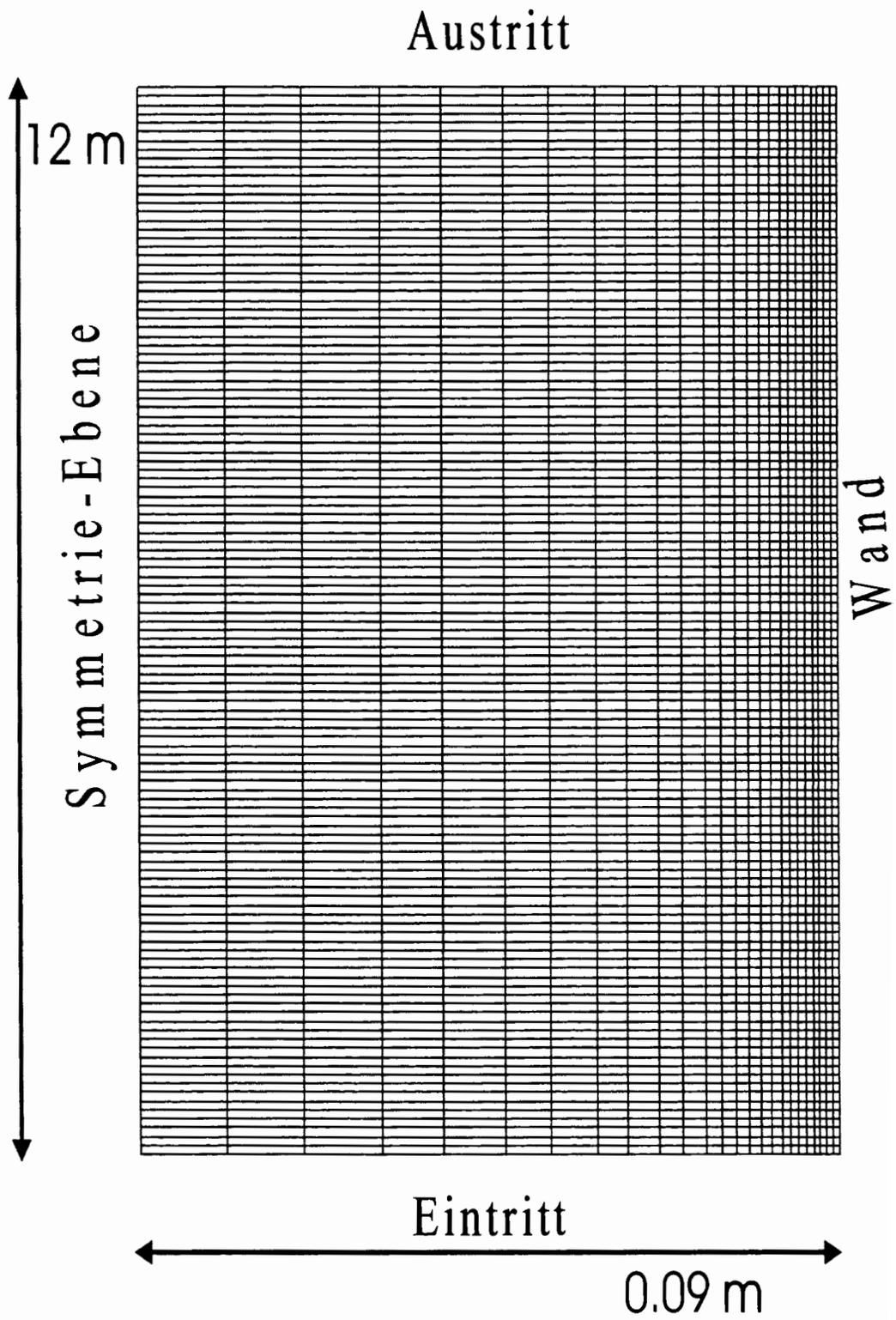


Abb. 6: Maschennetz für die Nachrechnung des Plattenkanals von Comte-Bellot [11] mit FLUTAN.

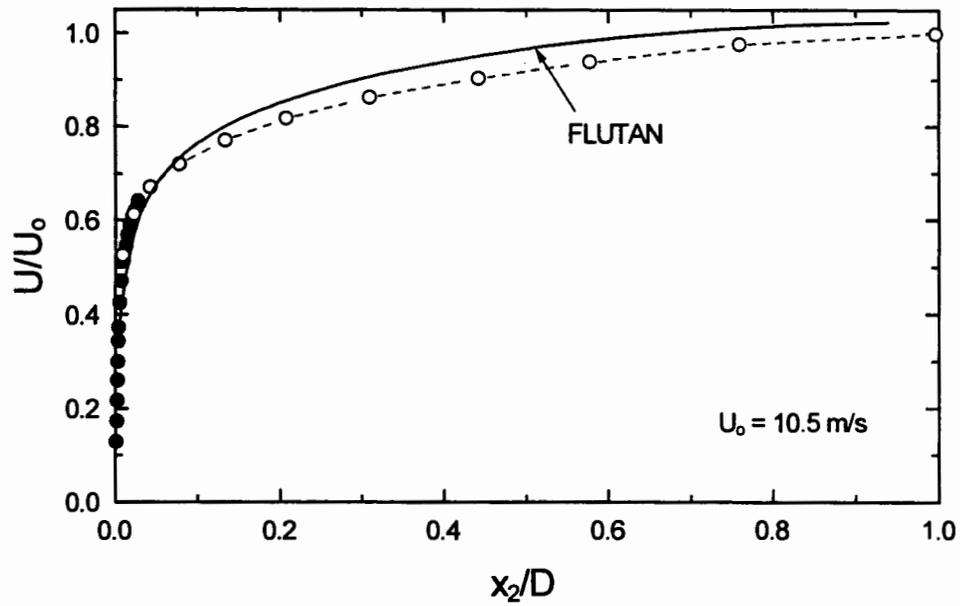


Abb. 7a): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 bei $Re = 228\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit Messungen von Comte-Bellot [11], lineare Darstellung.

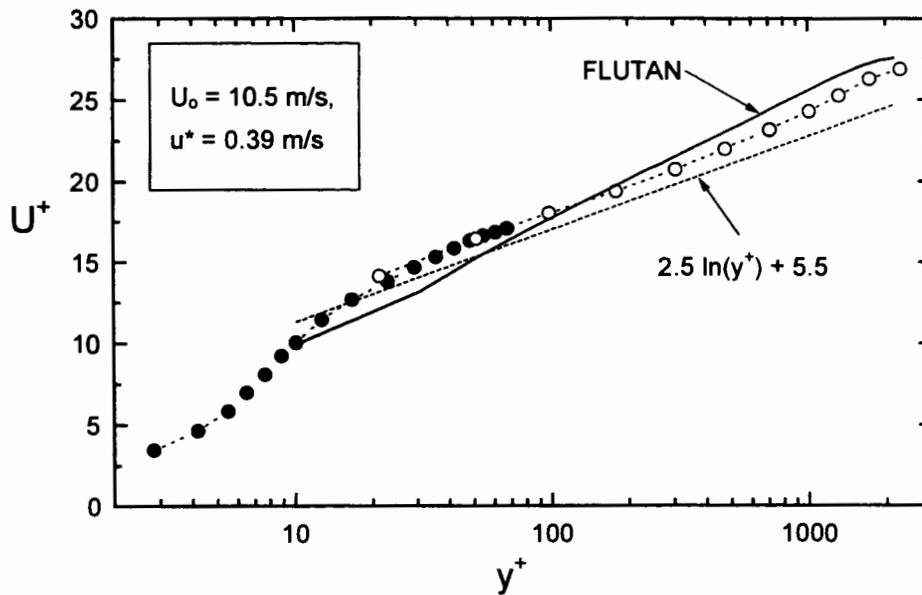


Abb. 7b): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U^+ bei $Re = 228\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit dem universellen Geschwindigkeitsprofil und Messungen von Comte-Bellot [11].

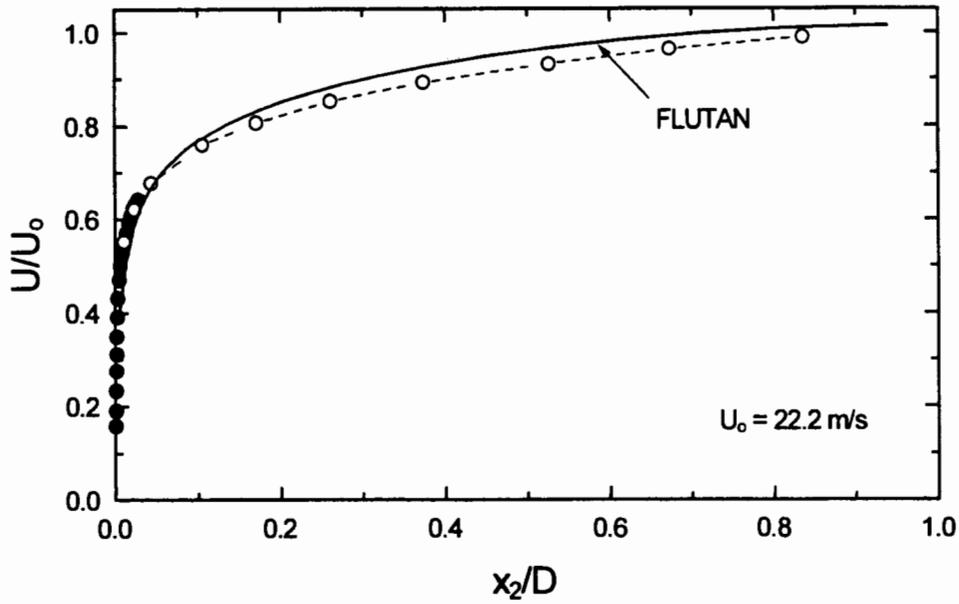


Abb. 8a): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 bei $Re = 480\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit Messungen von Comte-Bellot [11], lineare Darstellung.

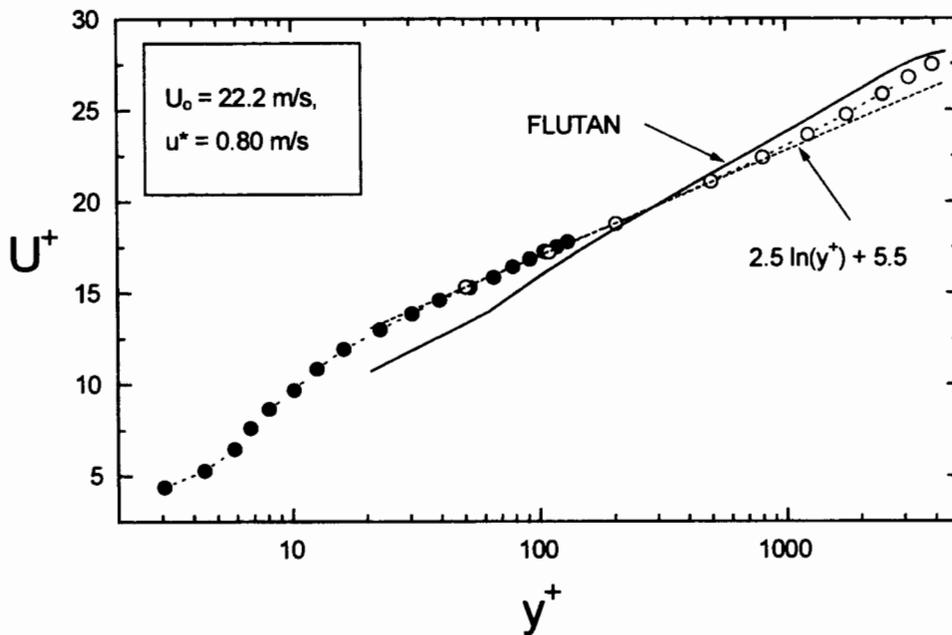


Abb. 8b): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U^+ bei $Re = 480\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit dem universellen Geschwindigkeitsprofil und Messungen von Comte-Bellot [11].

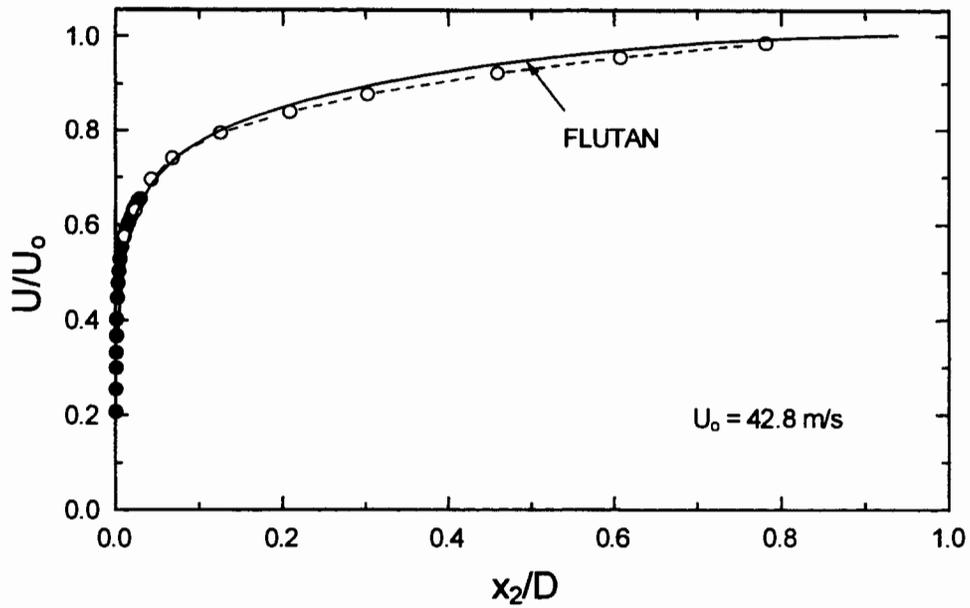


Abb. 9a): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 bei $Re = 920\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit Messungen von Comte-Bellot [11], lineare Darstellung.

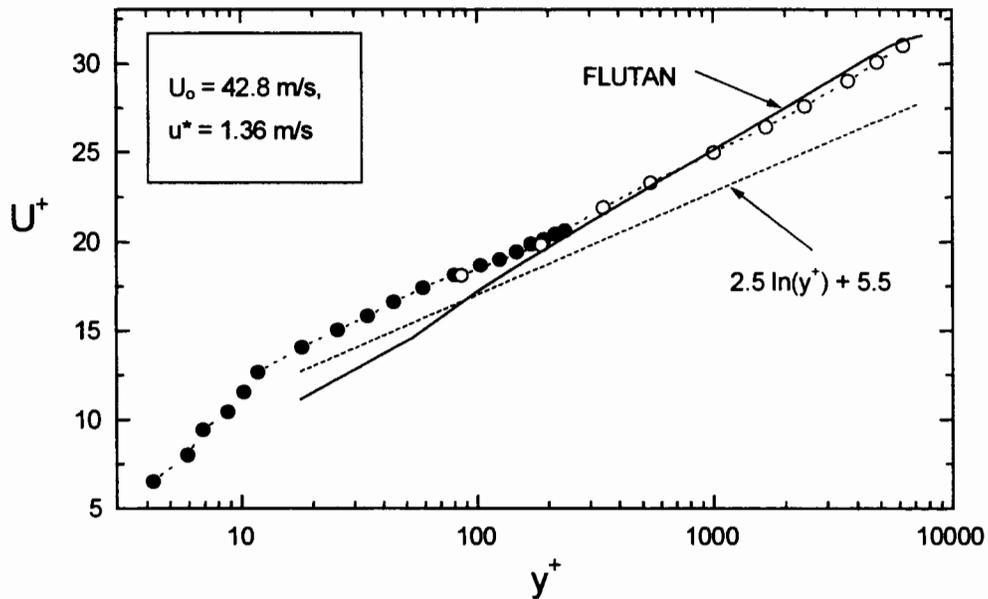


Abb. 9b): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U^+ bei $Re = 920\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit dem universellen Geschwindigkeitsprofil und Messungen von Comte-Bellot [11].

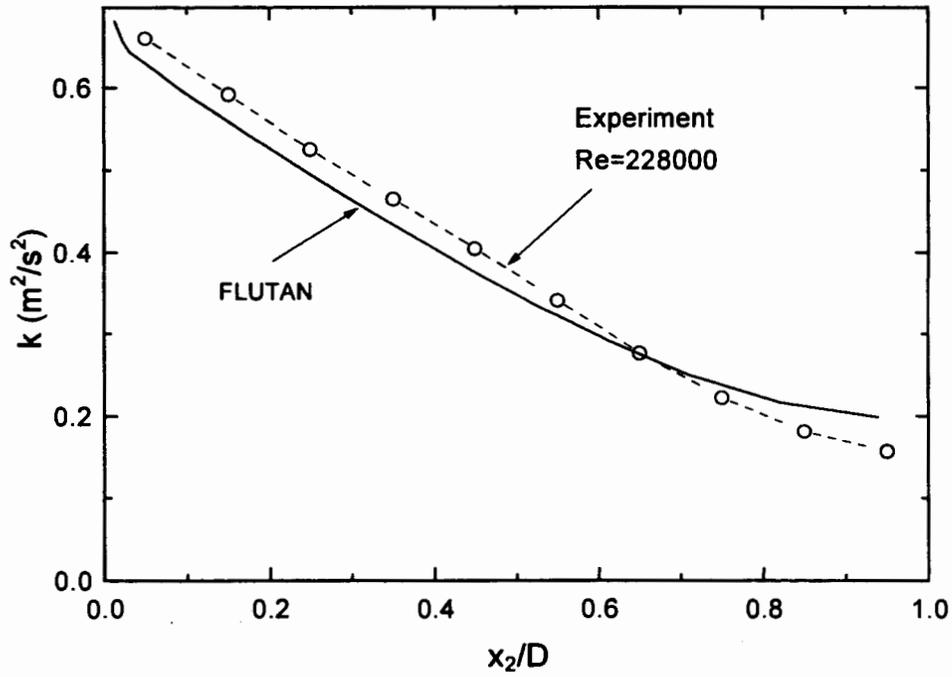


Abb.10a): Turbulente kin. Energie k als Funktion des Wandabstandes x_2/D , FLUTAN-Ergebnisse bei $Re = 228\ 000$ verglichen mit Messwerten von Comte-Bellot [11].

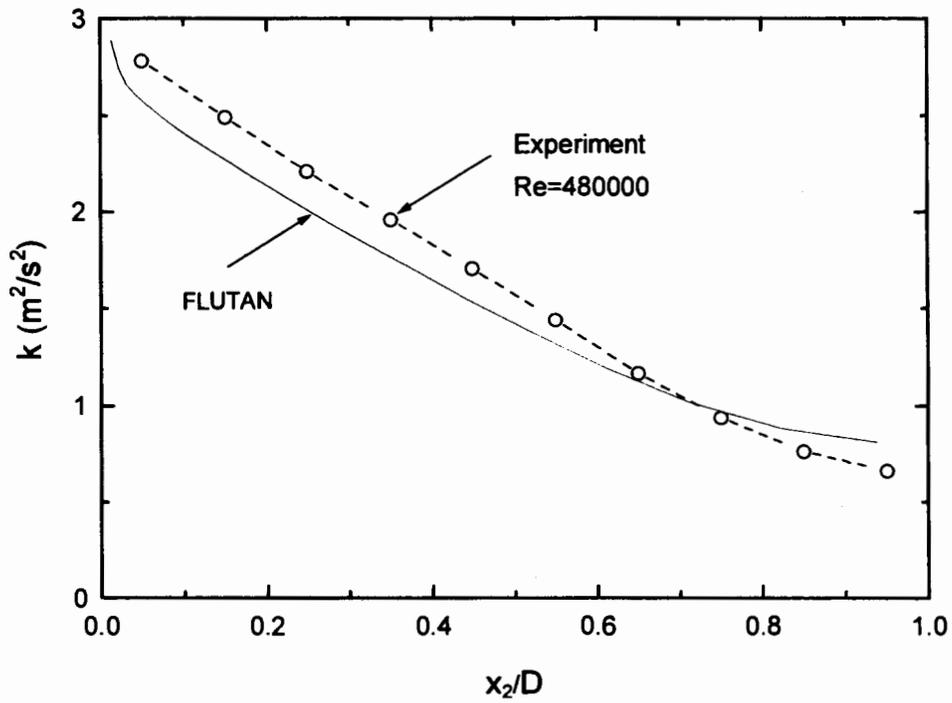


Abb.10b): Turbulente kin. Energie k als Funktion des Wandabstandes x_2/D , FLUTAN-Ergebnisse bei $Re = 480\ 000$ verglichen mit Messwerten von Comte-Bellot [11].

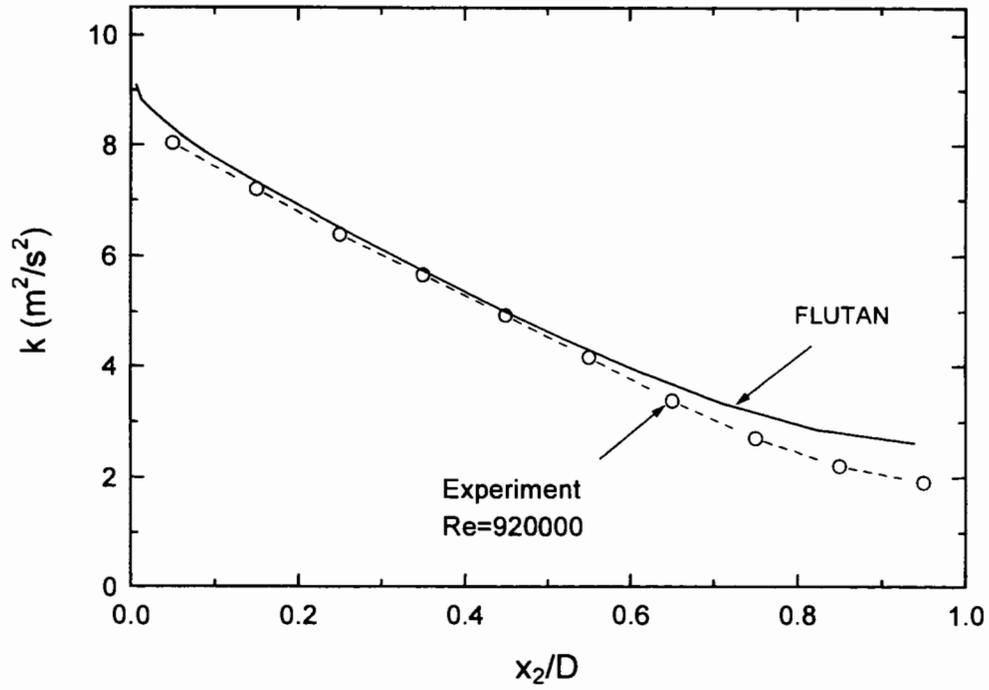


Abb.10c): Turbulente kin. Energie k als Funktion des Wandabstandes x_2/D , FLUTAN-Ergebnisse bei $Re = 920\,000$ verglichen mit Messwerten von Comte-Bellot [11].

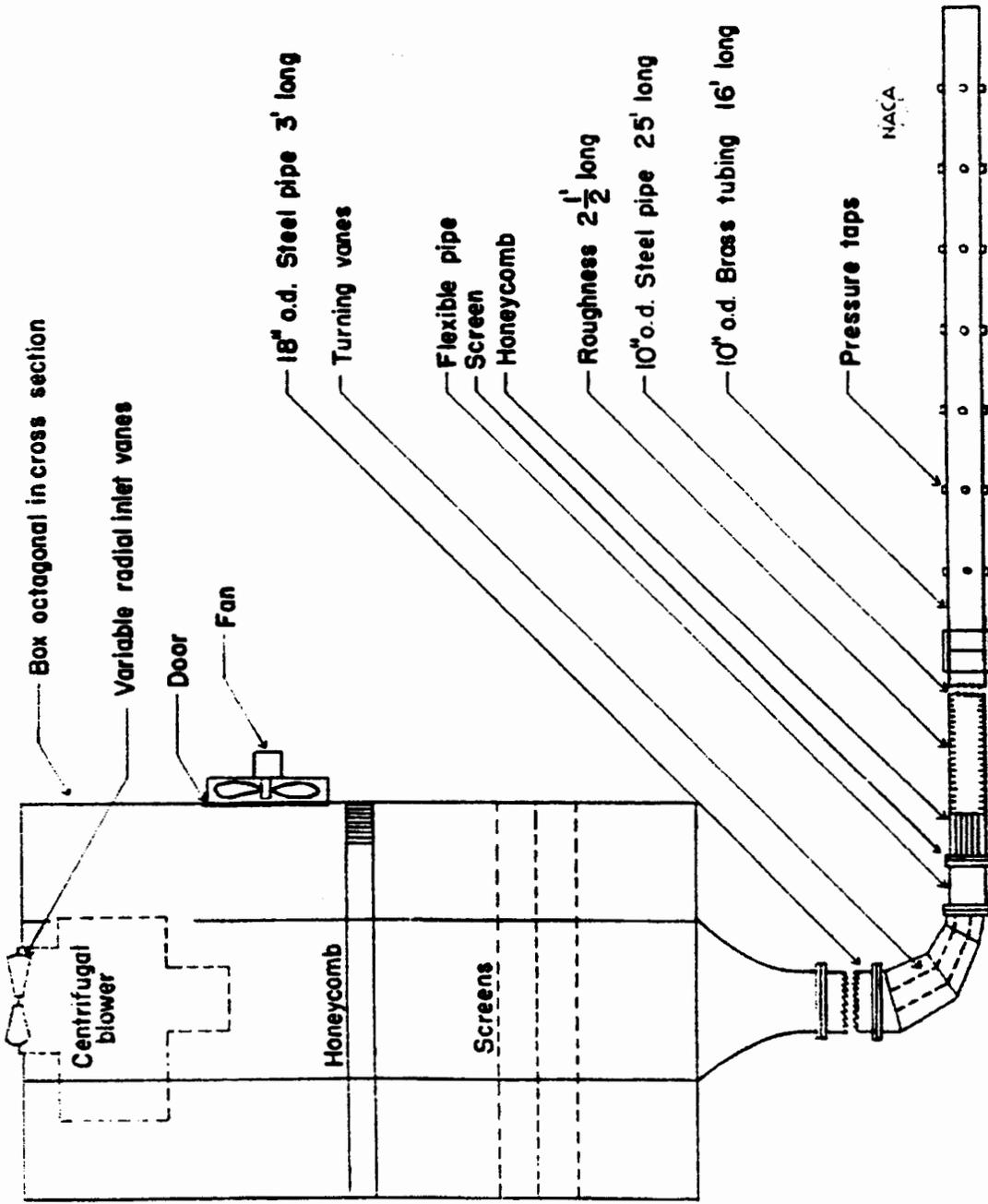


Abb. 11: Aufbau der Kreisrohr-Teststrecke von Laufer [12].

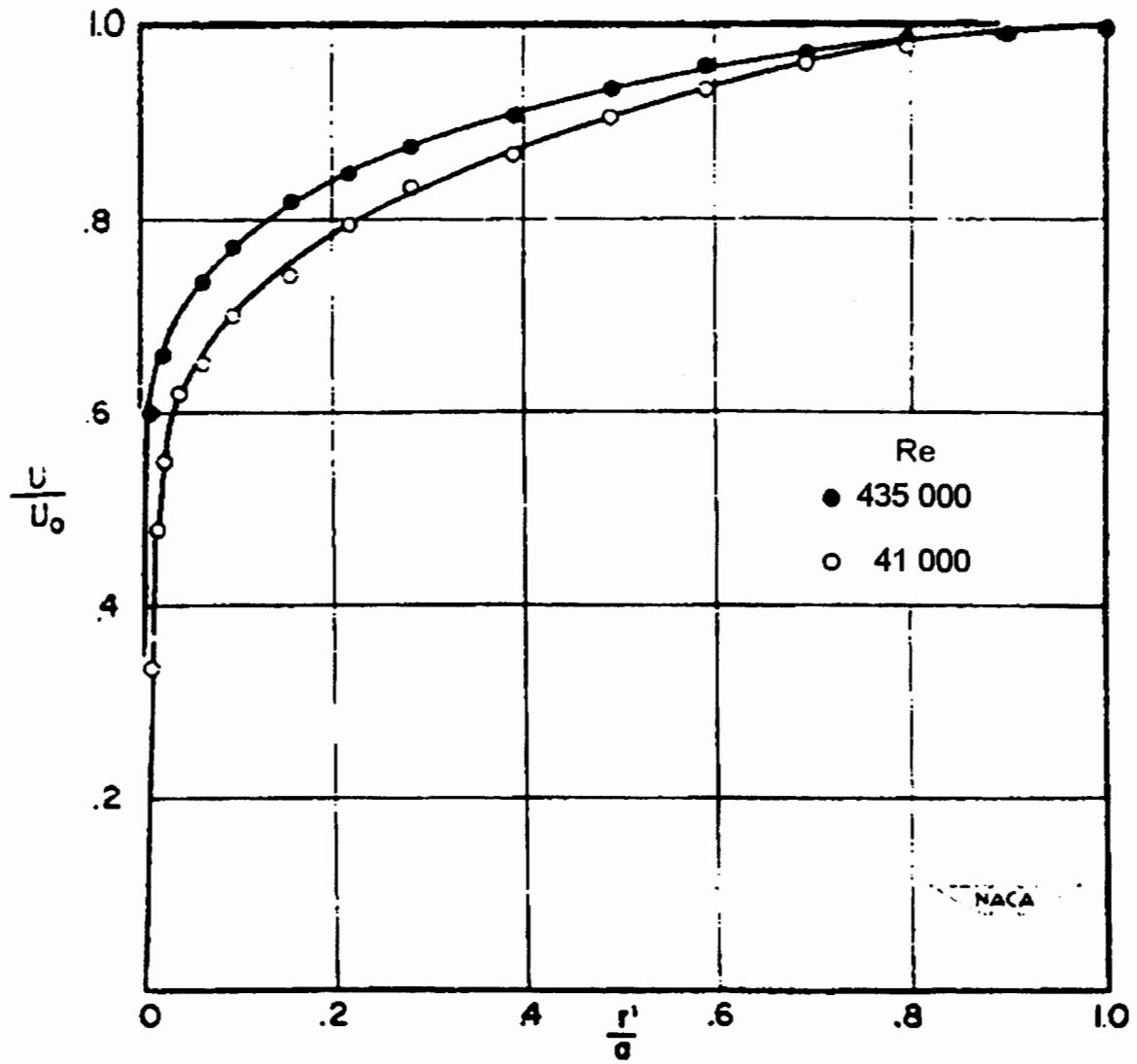


Abb.12: Geschwindigkeitsverteilung zwischen Rohrwand und Achse am Ende der Teststrecke, gemessen von Laufer [12].

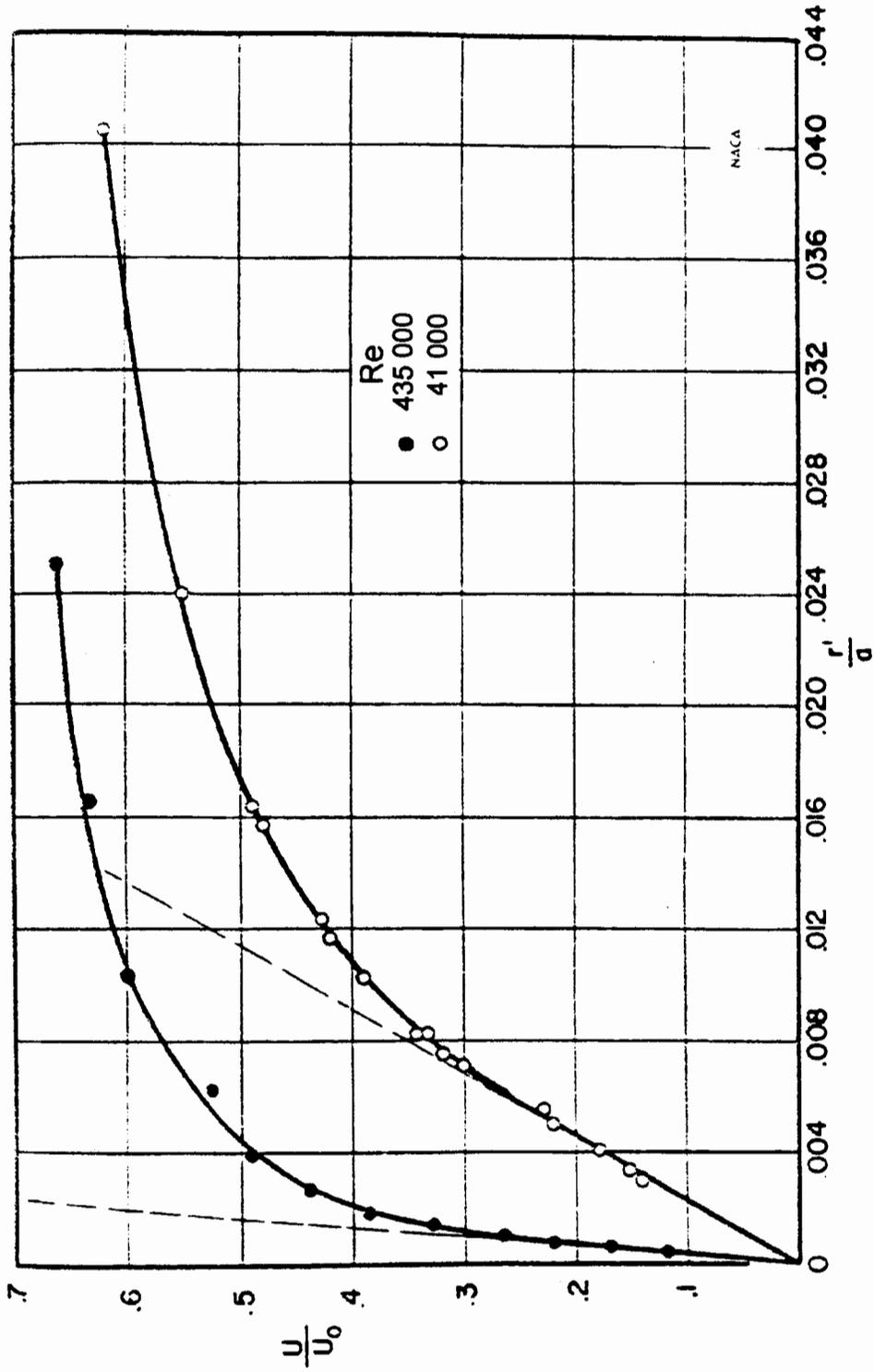


Abb.13: Geschwindigkeitsverteilung im wandnahen Bereich am Ende des Kreisrohres, bei verschiedenen Re-Zahlen gemessen von Laufer [12].

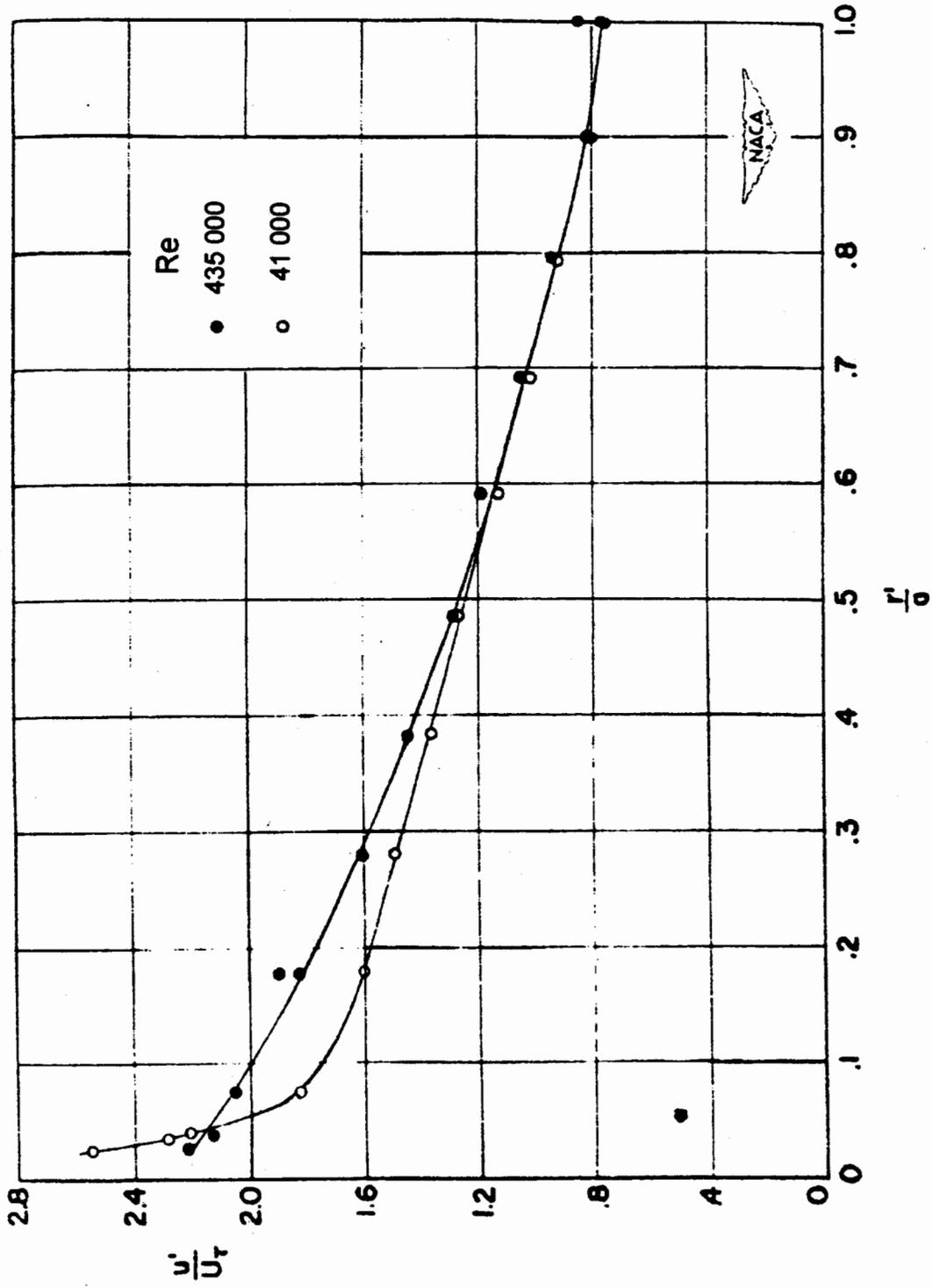


Abb. 14a): Intensität der Geschwindigkeitsfluktuationen in axialer Richtung (u'), gemessen von Laufer [12].

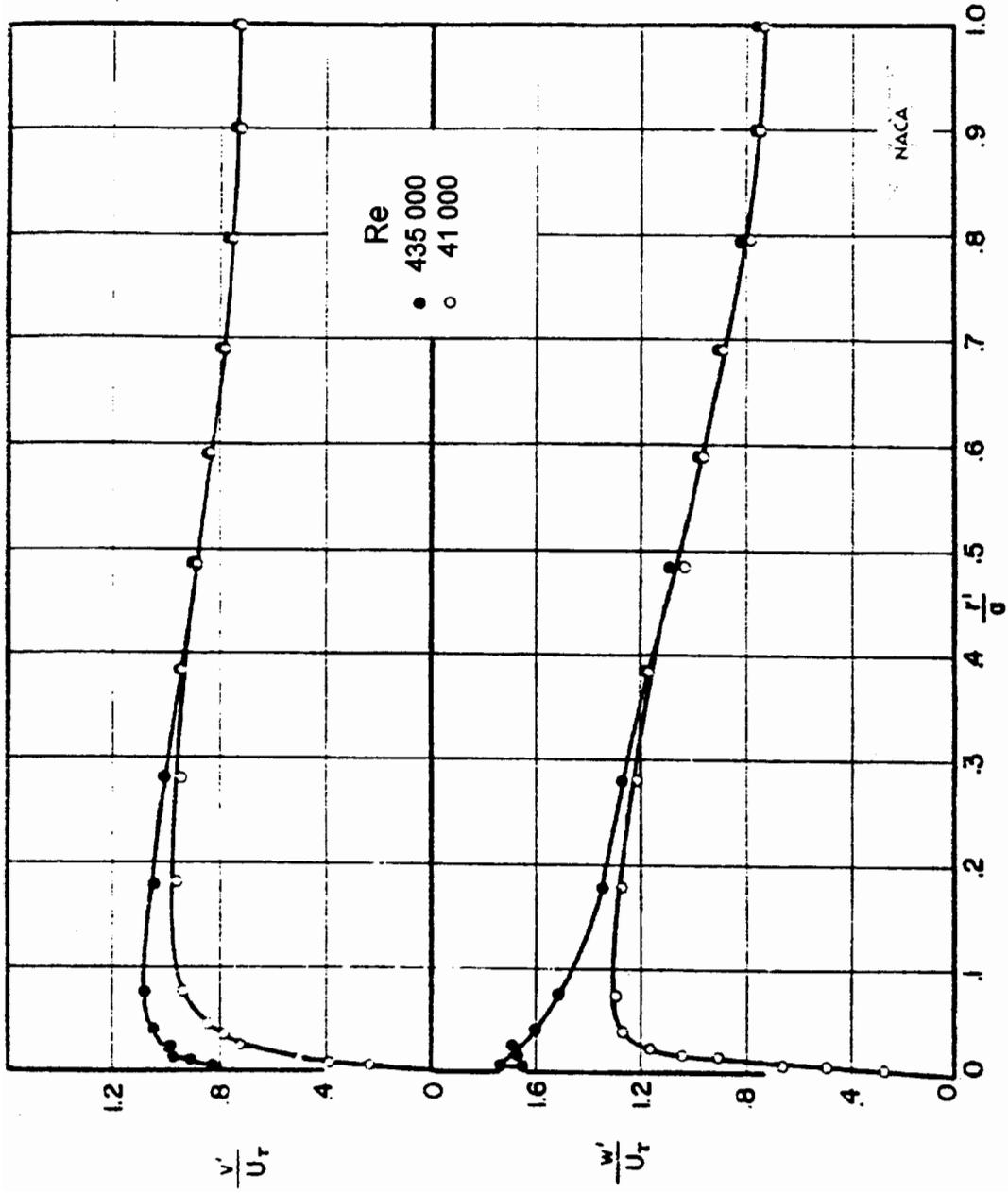


Abb. 14b,c): Intensität der Geschwindigkeitsfluktuationen in radialer (v') und azimuthaler (w') Richtung, gemessen von Laufer [12].

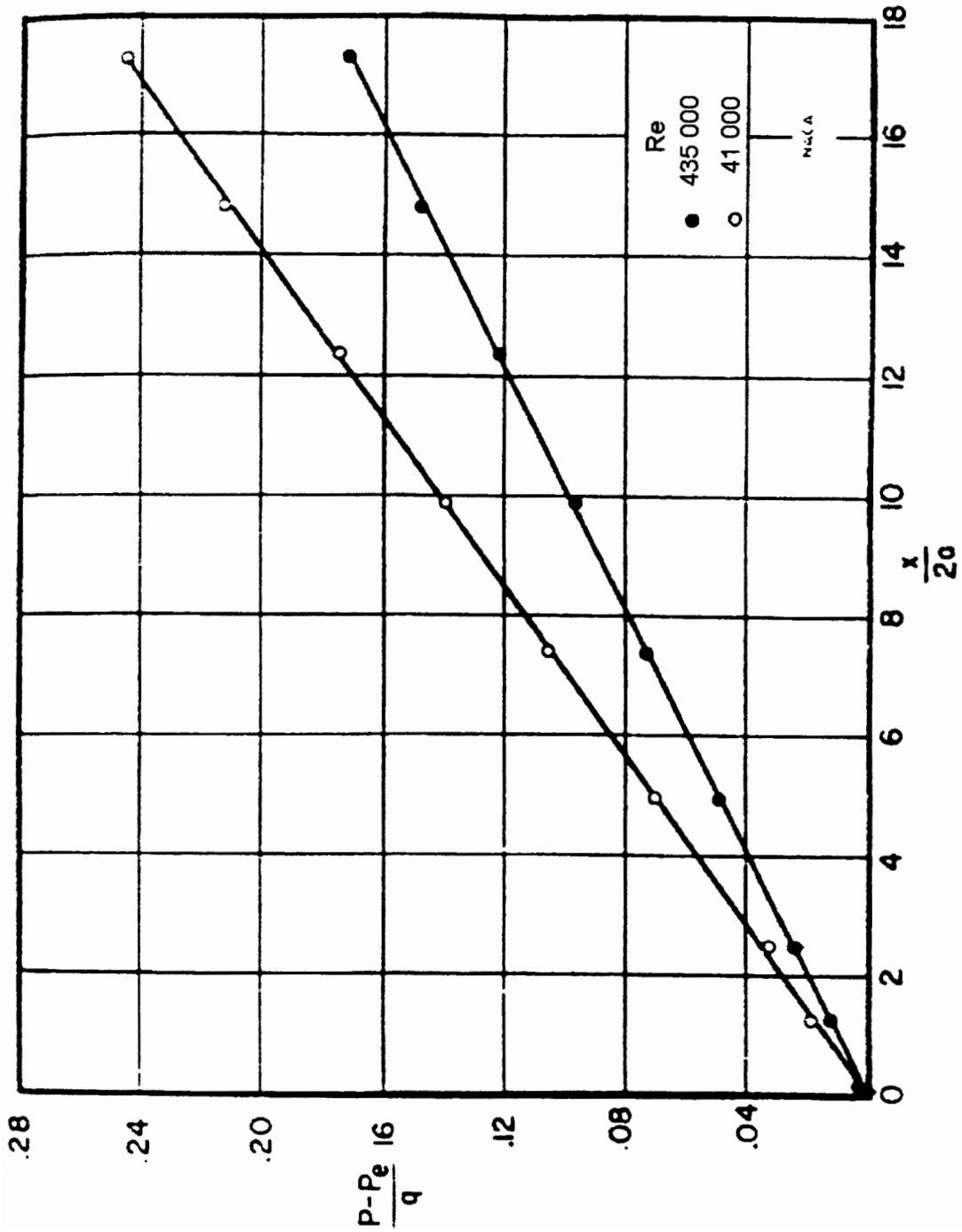


Abb.15: Axiale Druckverteilung im Kreisrohr, gemessen von Laufer [12].

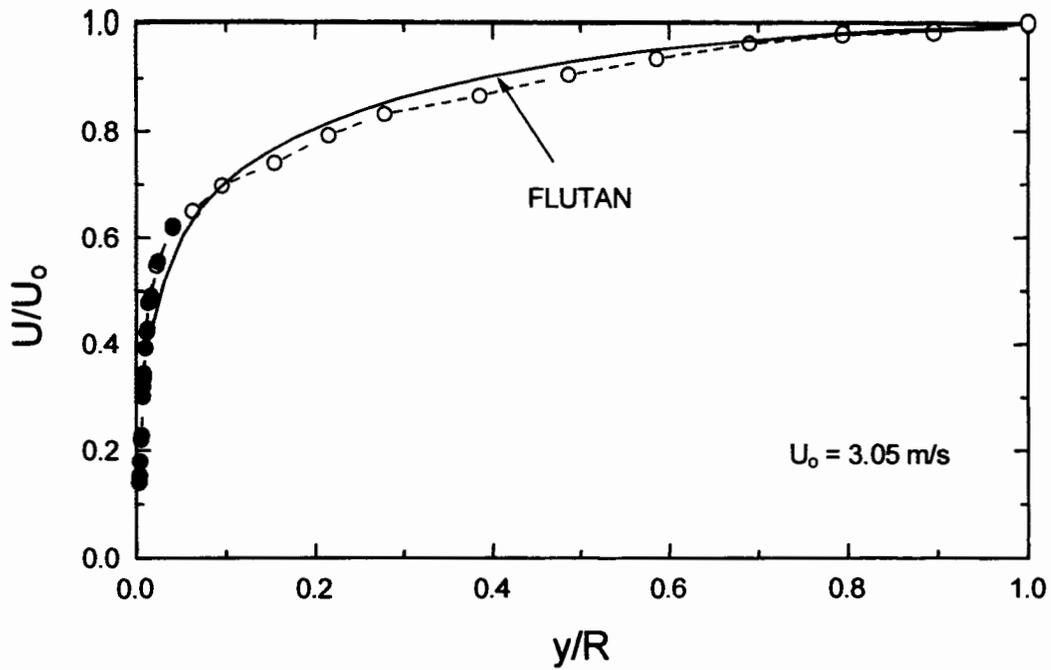


Abb. 16a): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 bei $Re = 41\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit Messungen von Laufer [12], lineare Darstellung.

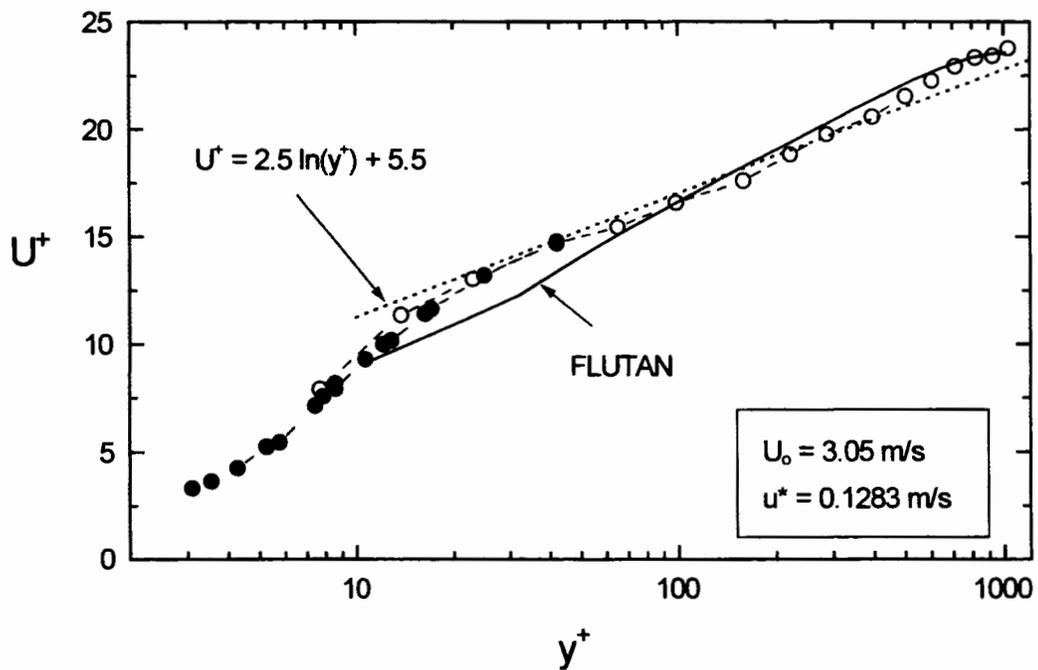


Abb. 16b): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U^+ bei $Re = 41\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit dem universellen Geschwindigkeitsprofil und Messungen von Laufer [12].

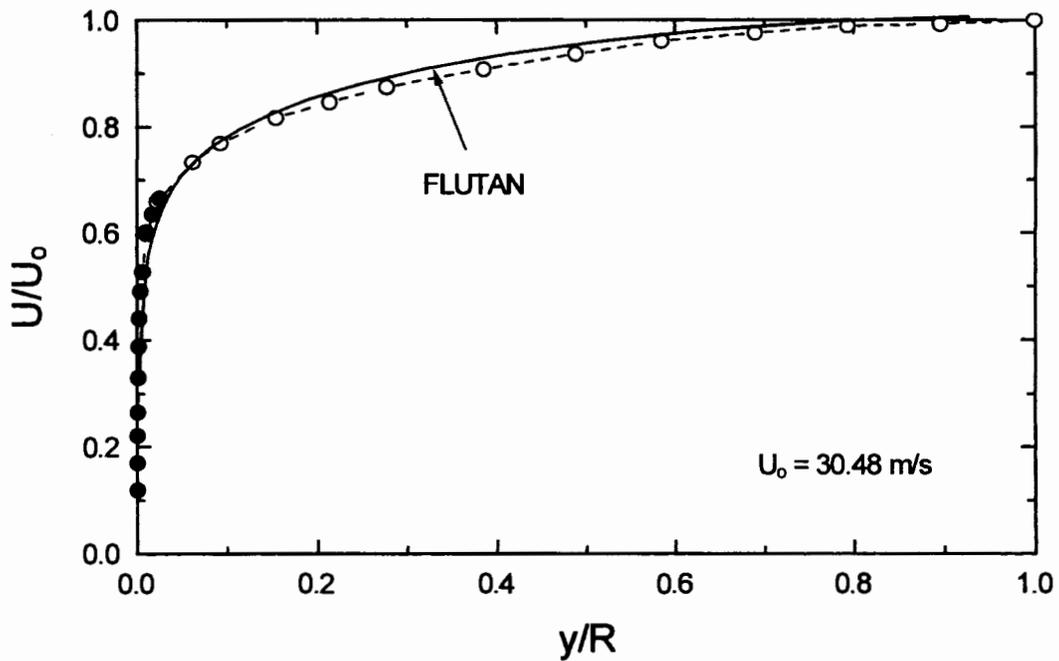


Abb. 17a): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U/U_0 bei $Re = 435\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit Messungen von Laufer [12], lineare Darstellung.

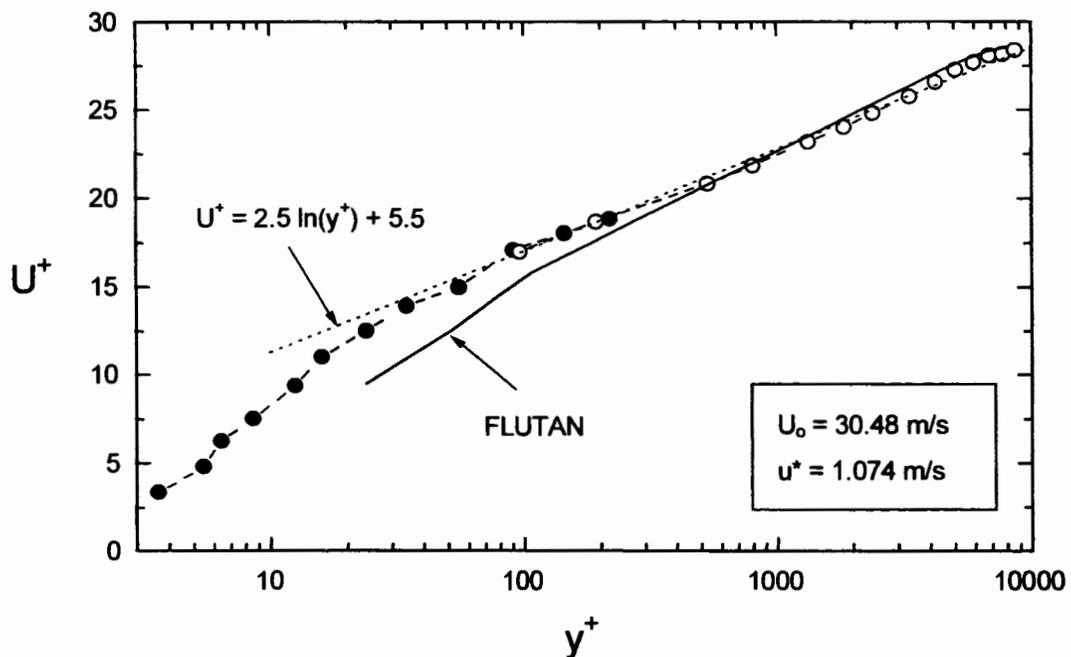


Abb. 17b): Axiale Strömungsgeschwindigkeit U^+ bei $Re = 435\,000$, Vergleich von FLUTAN-Rechnungen mit dem universellen Geschwindigkeitsprofil und Messungen von Laufer [12].

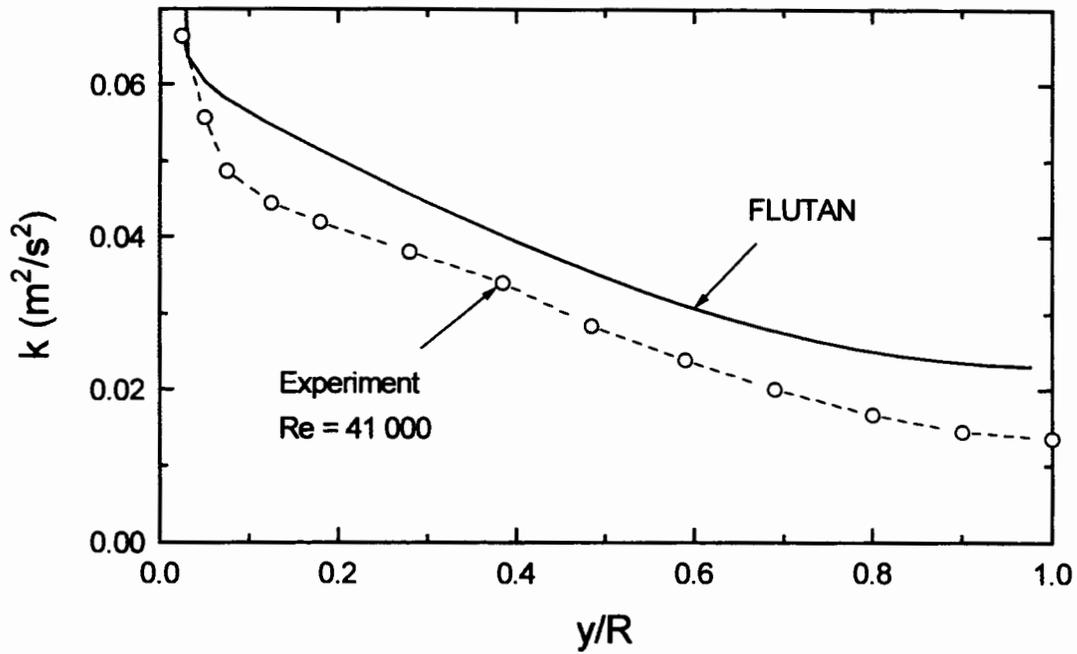


Abb. 18a): Turbulente kin. Energie k als Funktion des Wandabstandes y/R , FLUTAN-Ergebnisse bei $Re = 41\ 000$, verglichen mit Messwerten von Laufer [12].

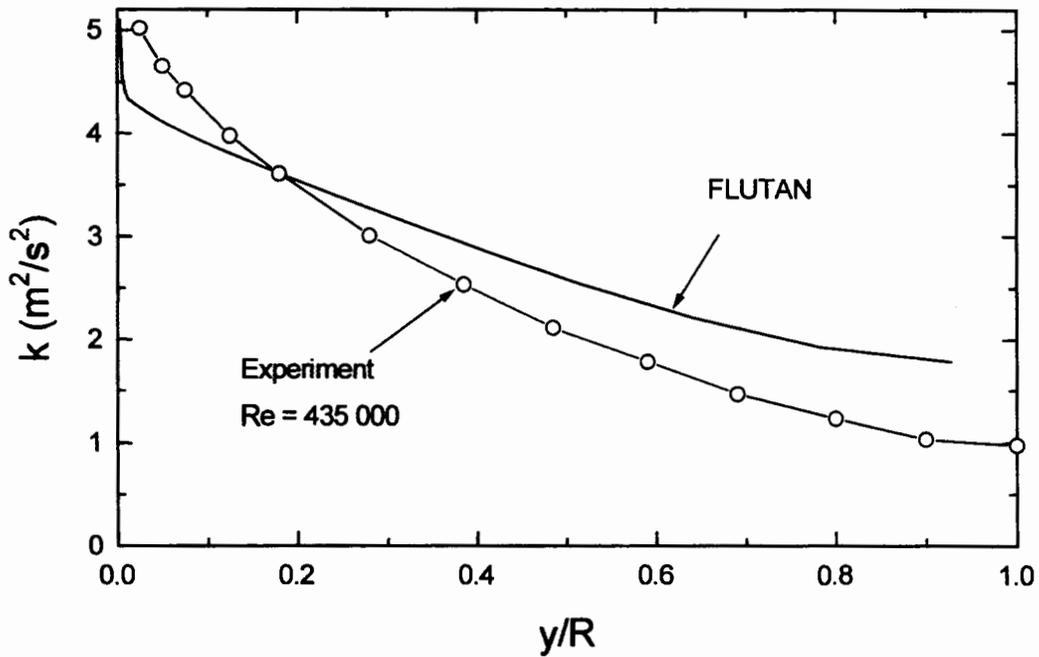


Abb. 18b): Turbulente kin. Energie k als Funktion des Wandabstandes y/R , FLUTAN-Ergebnisse bei $Re = 435\ 000$, verglichen mit Messwerten von Laufer [12].