

Impulsübertrag und
Strömungsverhältnisse
in einem runden
Wind-Wasser Kanal

Diplomarbeit
von
Johann Ilmberger

1981

Institut für Umweltphysik der
Universität Heidelberg

1.1	Einleitung	2
1.2	Gasaustausch, Transfergeschwindigkeit	3
1.3	Schubspannungsgeschwindigkeit	5
2.	Boxmodell	6
2.1	Navier - Stokes Gleichung	6
2.2	Schema für das Boxmodell	8
2.3	Blockschema des Programms	9
2.4	Test 1 des Boxmodellrechenprogramms	10
2.5	Test 2 des Boxmodellrechenprogramms	11
2.6	Rechenprogramm 1	12
2.7	Rechenprogramm 2	14
2.8	Berechnung der Strömung mit dem Boxmodell im runden Kanal	17
3.	Apparativer Aufbau	25
3.1	Hitzdrahtanemometer	25
3.2	Pt-100 Hitzdrahtanemometer	27
3.2.1	Fühleraufbau	27
3.2.2	Aufbau der Elektronik	28
3.3	Wärmeimpulsmethode	31
3.4	Eichapparaturen	33
3.4.1	Pendelmethode	33
3.4.2	Strömung von Wasser durch ein Rohr	34
3.4.3	Wasserrinne drehend	36
3.4.4	Hebelarm	37
3.5	Eichung der Hitzdrahtanemometer	38
4.	Experimente	41
4.1	Kurze Beschreibung des Wind-Wasser Kanals	41
4.2	Strömungsverhältnisse im Kanal	42
4.2.1	Aufnahme der Profile	42
4.2.2	Darstellung der Strömung und Auswertung	44
4.3	Bestimmung von u_* aus Abklingkurven	51
	Anhang Rechenprogramm	

Zusammenfassung:

In der vorliegenden Arbeit werden verschiedene Methoden zur Eichung von Hitzdrahtanemometern für die Geschwindigkeitsmessung in Wasser beschrieben.

Es wurde ein Hitzdrahtanemometer mit einer Temperaturkompensation aus Pt-100 Fühlern und die Elektronik dazu aufgebaut. Dieses Pt-100 Hitzdrahtanemometer hat gegenüber den üblichen, zur Messung von Profilen benutzten Anemometern, den Vorteil geringerer Schmutzempfindlichkeit.

Zur Bestimmung von u_* wurde das Abklingen einer stationären Strömung benutzt.

Es wird eine Beziehung Windgeschwindigkeit - u_* und Wassergeschwindigkeit - u_* angegeben.

Profilmessungen mit einer DISA-Sonde ergaben ein Bild der Wasserströmung im ringförmigen Kanal.

Die Strömungsverhältnisse sind kompliziert, da die Zentrifugalkräfte eine Rolle spielen.

Die Berechnungen mit dem Boxmodell sind ein Ansatz zur Beschreibung des Problems. Es zeigt sich dabei, obwohl von sehr vereinfachenden Bedingungen ausgegangen wird (laminare Strömung, Vernachlässigung der Trägheitsterme), daß allein durch die Zentrifugalkräfte bereits eine Art Grenzschicht ausgebildet wird.

1.1 Einleitung

Es besteht allgemeines Interesse am Gasaustausch zwischen Luft und Wasser und umgekehrt.

Um diese Transportvorgänge für Spurenstoffe zu klären.

wurden einige Anstrengungen im Feld (Peng et al 79; Roether und Kromer,79; Kromer,79; Weiss, Jenkins und Fischer,79) und im Labor in Wind-Wasser-Kanälen (Broecker, Siems und Petermann,79; Liss,79; Merlivat,79) unternommen.

Der Mechanismus, der eine Erhöhung des Gasaustauschs über die molekulare Diffusion hinaus bewirkt, muß durch den Wind angetrieben werden, wenn man von dem verdunstungs-induzierten Gasaustausch absieht. Die eigentliche Größe, die wohl entscheidend ist, ist der Impuls, der durch den Wind in das Wasser eingebracht wird.

Normalerweise geben die Autoren jeweils den in 10m Höhe (im Feld) bzw in 10 cm Höhe (in Wind-Wasser-Kanälen) oder auch in einer Referenzhöhe gemessenen Wind an. Dies geschieht jedoch leider nicht einheitlich und oftmals sind die Angaben wegen der unterschiedlichen Geometrie gar nicht vergleichbar. Es wäre deshalb wünschenswert, wenn alle Autoren die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* angeben würden. Für die Feldmessungen ist die Angabe von u_* unbedingt erforderlich, da der Schub sehr stark mit der Stabilität bzw. der Instabilität der Schichtung variiert.

Die vorliegende Arbeit soll die Möglichkeiten erörtern, die gegeben sind um die Schubspannungsgeschwindigkeit in dem runden Heidelberger Windkanal zu bestimmen. Hierbei kann man nicht - wie sonst üblich - auf Geschwindigkeitsprofile in der Luft zurückgreifen, weil wegen der Zentrifugalkräfte kein logarithmisches Profil ausgebildet wird.

Zum anderen sollen die Strömungsverhältnisse untersucht werden, um einen Hinweis auf den Einfluß der Zentrifugalkräfte auf die Transportvorgänge zu erhalten.

Für die Parametrisierung der Transportvorgänge hat der zirkulare Kanal andererseits auch einige Vorteile:

Die Wellen sind überall gleich. In linearen Wind-Wasser-Kanälen erhält man erst nach einer gewissen Anlaufstrecke voll ausgebildete Wellen. Dies erschwert natürlich die Interpretation einer beobachteten Beziehung zwischen Wellen und Gasaustauschrate. Es erscheint im übrigen (zunächst) recht einfach die Schubspannungsgeschwindigkeit aus dem Abklingen der stationären Strömung im zirkularen Kanal zu bestimmen.

1.2 Gasaustausch, Transfargeschwindigkeit

Gasaustausch:

Unter Gasaustausch versteht man allgemein den Übergang von Beimengungen (bestimmte Gase oder auch Aerosole) zwischen der Gasphase und dem Wasser.

Die Beimengung habe z.B. in Luft die Konzentration c , dann ist die Gleichgewichtskonzentration für Wasser αc wobei α die Löslichkeit ist (siehe Skizze in Abb.1.1). Für diesen Fall findet netto kein Transport über die Phasengrenze statt. Falls im Wasser jedoch eine geringere Konzentration ($c_w < \alpha c$) vorliegt, gibt es einen

Austausch über die Grenzfläche hinweg mit der Tendenz zur Einstellung des Gleichgewichts.

Man kann das System in vier Bereiche einteilen (wasser- und luftseitige Grenzschicht und den Rest des Wassers

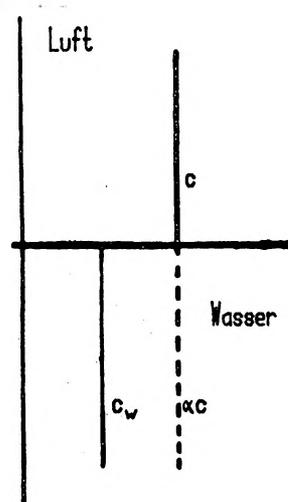


Abb.1.1: Skizze zur Konzentrationsverteilung

bzw. der Luft) und dafür Übergangswiderstände definieren. Da der Transport im Luft- bzw. Wasserraum durch große Wirbel geschieht, können diese Widerstände im allgemeinen vernachlässigt werden. Der Transport wird also durch die Grenzschichten kontrolliert. Welcher der beiden Widerstände letztlich den Gasaustausch bestimmt, ist von der Löslichkeit der Beimengung abhängig (große Löslichkeit: der Widerstand in der Gasphase ist bestimmend; kleine Löslichkeit: der Widerstand in der Wassergrenzschicht kontrolliert den Transport).

Transfergeschwindigkeit

Wie oben schon/erwähnt findet ein Transport über die Grenzfläche nur statt, wenn

$$c_w \neq \alpha \cdot c_L \quad \begin{array}{l} c_w: \text{Konzentration im Wasser} \\ c_L: \text{Konzentration in der Luft} \end{array}$$

man kann dann einen Strom j definieren

$$j \sim c_w - \alpha \cdot c_L$$

Die Proportionalitätskonstante hat die Dimension einer Geschwindigkeit und wird als Transfergeschwindigkeit oder auch Kolbengeschwindigkeit w bezeichnet.

Es ist also $j = w \cdot \Delta c$.

Anschaulich bedeutet dies, daß ein Kolben mit der Geschwindigkeit w verschoben wird.

Näheres dazu siehe Jähne 80 S.4

1.3 Schubspannungsgeschwindigkeit

Die Schubspannung τ kann auch als Impulsfluß interpretiert werden $\tau = \rho \cdot v_x \cdot v_z$ (mikroskopische Deutung). D.h. der Impuls (eigentlich die Impulsdichte)

$\rho \cdot v_x$ wird mit der Geschwindigkeit v_z nach unten bzw. nach oben transportiert (Abb.1.2) Damit im zeitlichen Mittel überhaupt Impuls transportiert wird, muß eine Korrelation zwischen v_x und v_z vorhanden sein.

$$\text{Also } \tau = \rho \cdot \overline{v_x \cdot v_z}$$

Die Geschwindigkeiten können als Grundströmungen mit

Fluktuationen dargestellt werden : $v_x = \bar{v}_x + v_x'$ und $v_z = \bar{v}_z + v_z'$.

Wenn man davon ausgeht, daß keine Grundströmung

in z - Richtung vorhanden ist, dann ergibt sich $\tau = \rho \cdot \overline{v_x' \cdot v_z'}$

Man definiert die Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_x = \sqrt{\overline{v_x' \cdot v_z'}} = \sqrt{\tau / \rho}$$

Die Schubspannungsgeschwindigkeit ist also ein Maß für die turbulente Schwankungsbewegung und den Impulsübertrag.

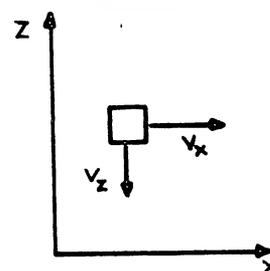


Abb.1.2: Skizze zum Impulsfluß

Literatur: Schlichting (1965) S.542

Prandtl (1969) S.189

Roedel (1979) S.132

2. Boxmodell

Die einfachste Vorstellung bei der Strömung im ringförmigen Kanal wäre: Das Wasser strömt bis auf Randeffekte wie ein starrer Ring (Siehe 4.3). Die Vergrößerung der Geschwindigkeit zum Rand müsste dabei proportional dem Radius sein, d.h. also in der Nähe des Innenrands müsste die Geschwindigkeit

$$v_i = v_m \cdot \frac{r_i}{r_m} = v_m \cdot \frac{20\text{cm}}{25\text{cm}} = 0,8 \cdot v_m$$

und die am Außenrand

$$v_a = v_m \cdot \frac{r_a}{r_m} = 1,2 \cdot v_m \quad \text{betragen.}$$

(mit: v_a Geschwindigkeit am Außenrand

v_i Geschwindigkeit am Innenrand

v_m Geschwindigkeit in der Mitte

r_i, r_a, r_m Radien (Innen, Außen, Mitte)

Man erhält jedoch einen wesentlich steileren Anstieg der Geschwindigkeit zum Rand des Kanals hin (Abb.4.8). Innen fällt die Geschwindigkeit bis auf 1/10 der Mittengeschwindigkeit und am Außenrand beträgt sie bei dieser Windgeschwindigkeit etwa das Doppelte. Der Grund für diese Diskrepanz liegt darin, daß die Zentrifugalkräfte außeracht gelassen wurden. Um die Strömungsverhältnisse und deren zeitliches Verhalten (Anklingen, Abklingen der Strömung) in zu untersuchen, wurde ein Boxmodell erstellt, das die Zentrifugalkräfte mitberücksichtigt, und mit einem Mini-Rechner LSI 11/2 gerechnet.

2.1 Navier-Stokes Gleichung

Ausgangspunkt für die Berechnung war die Navier-Stokes Gleichung

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} = \frac{1}{\rho} \cdot \vec{K} - \frac{1}{\rho} \cdot \vec{\nabla} p + \nu \cdot \Delta \vec{U}$$

und die Kontinuitätsgleichung

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0$$

Da der Wind-Wasser Kanal rotationssymmetrisch ist, verwendet man am besten Zylinderkoordinaten. Dann lautet die Navier-Stokes Gleichung in Komponentenschreibweise:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \\ = \frac{K_r}{\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_\varphi}{r} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \\ = \frac{K_\varphi}{\rho} - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial z^2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ = \frac{K_z}{\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned}$$

und die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$$

Da die Größen in tangentialer Richtung keine Gradienten aufweisen, sind alle Ableitungen nach φ Null. Äußere Kräfte sind nicht vorhanden. Von den Trägheitstermen soll als Vereinfachung für die Rechnung abgesehen werden. Es wird laminare Strömung angenommen. Bei kleinen Wassergeschwindigkeiten sollte dies zutreffen, da z.B. bei einer Wassergeschwindigkeit von 1 cm/s die Reynoldszahl

$$Re = \frac{l \cdot v}{\nu} = \frac{10 \text{ cm} \cdot 1 \text{ cm/s}}{0,01 \text{ cm}^2/\text{s}} = 1000 \text{ beträgt.}$$

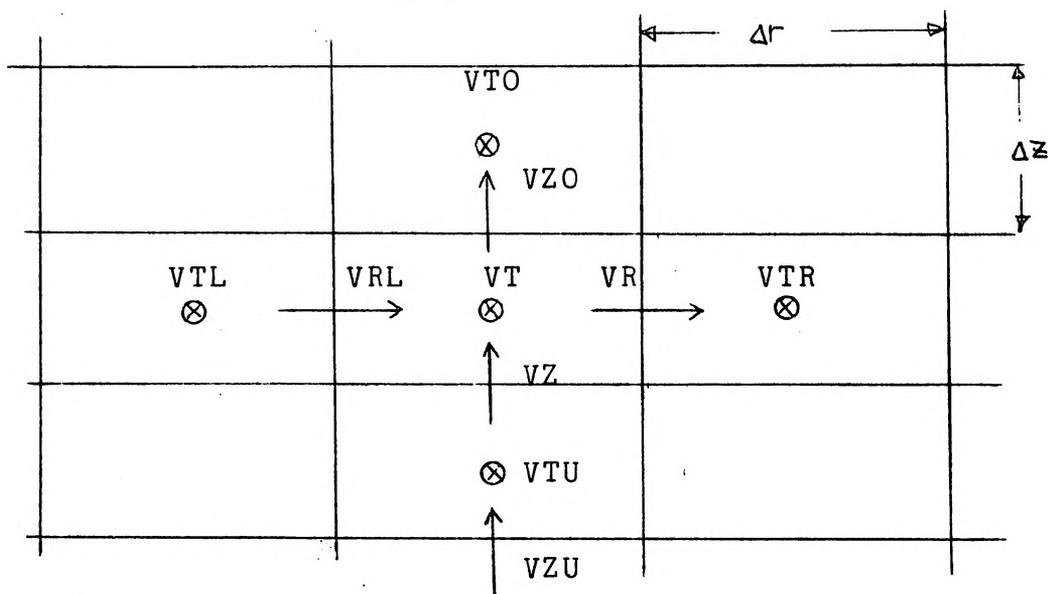
wobei l die Lineardimension des Kanalquerschnitts (Kanalbreite), v die Geschwindigkeit und ν die kinematische Viskosität ist.

Die Strömung wird aber z.B. bei einer Couette-Strömung erst ab $Re \approx 1500$ turbulent (Schlichting, 65, S. 549).

Trotzdem müssen Turbulenzen vorhanden sein, die den Gasaustausch auch bei kleinen Geschwindigkeiten um Größenordnungen über die molekulare Diffusion hinaus vergrößern.

Zunächst wurde versucht mit der Annahme $\frac{\partial p}{\partial r} = 0$ zu rechnen, weil keine Schrägstellung der Wasseroberfläche im Kanal zu beobachten war. Als dies im Testfall 2 keine befriedigenden Ergebnisse lieferte, wurde dann eine gleichmäßige Rückströmung auf Grund der radialen Druckverhältnisse eingeführt.

2.2 Schema für das Boxmodell

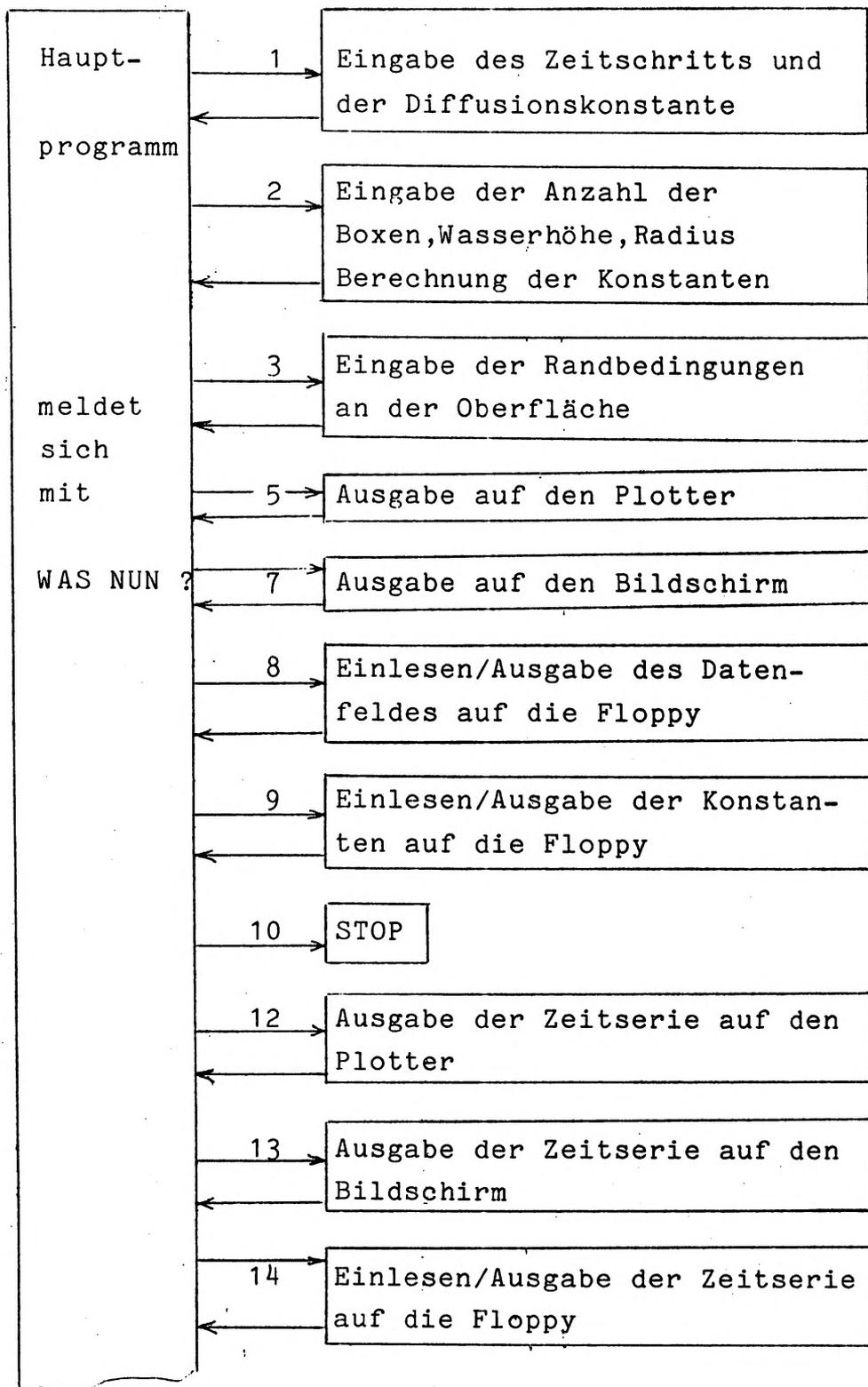


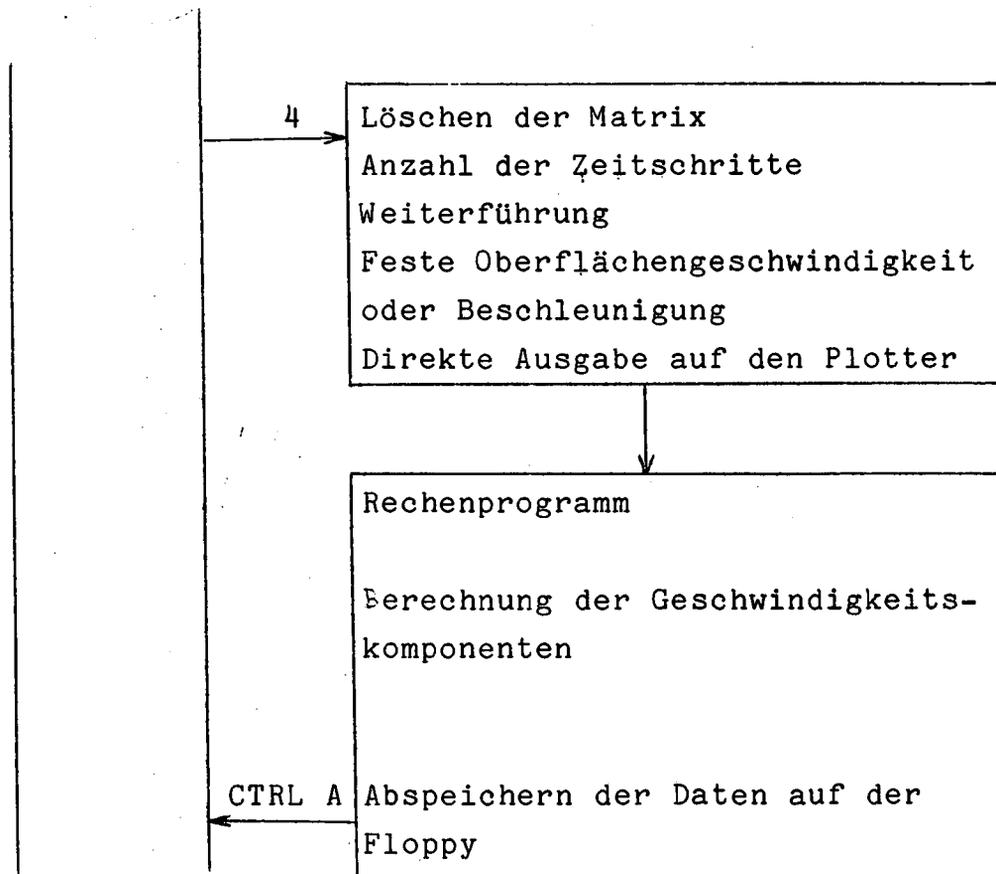
Für die Rechnung lautet der Diffusionsterm z.B. für die Tangentialkomponente:

$$\frac{\Delta t \cdot \gamma}{(\Delta r)^2} (VTL - 2 \cdot VT + VTR) + \frac{\Delta t \cdot \gamma}{(\Delta z)^2} (VTO - 2 \cdot VT + VTU) + \frac{\Delta t \cdot \gamma}{\Delta r \cdot \Delta r} \frac{1}{I + \frac{r + \Delta r/2}{\Delta r}} (VT - VTL - \frac{1}{I + \frac{r - \Delta r/2}{\Delta r}} VT),$$

wobei $\Delta r (I + \frac{r - \Delta r/2}{\Delta r})$ für die Änderung des Radius mit der Laufvariablen I steht.

2.3 Blockschema des Programms





2.4 Test 1 des Boxmodellrechenprogramms

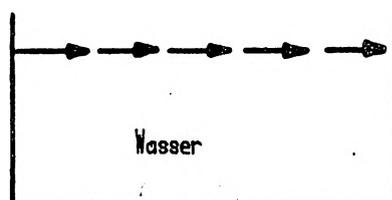
Um das Boxmodellprogramm zu testen, kann man durch eine geeignete Wahl der Randbedingungen Verhältnisse erzeugen, bei denen das Resultat bekannt ist. Im Test 1 ist dies eine Couette-Strömung und im Test 2 eine Strömung in einem rechteckigen Becken.

Der Antrieb geschieht im Test 1 in tangentialer Richtung mit konstanter Beschleunigung oder wahlweise mit fester Oberflächengeschwindigkeit. Der Radius wird sehr groß gewählt, d.h. man hat eine Couette-Strömung oder vielmehr eine Kanalströmung in einem unendlich langen Kanal mit rechteckigem Querschnitt.

Man erwartet eine leicht gekrümmte Kurve als Tiefenprofil (das Couette-Profil wäre linear, aber wegen der Kanalwände muß das Profil gekrümmt sein).

2.5 Test 2 des Boxmodellrechenprogramms

Durch Eingabe des Antriebs in radialer Richtung erhält man den Fall eines Gefäßes mit rechteckigem Querschnitt und unendlicher Tiefe (siehe Abb.2.1)



Dabei wird das Wasser also an der Oberfläche angetrieben, sinkt am rechten Rand

Abb.2.1: Antrieb der Wasseroberfläche Test 2

ab, strömt unten zurück und steigt am linken Rand auf. Nach Baines und Knapp (1965) ergibt sich das in Abb.2.2 dargestellte Profil (zumindest in der Mitte).

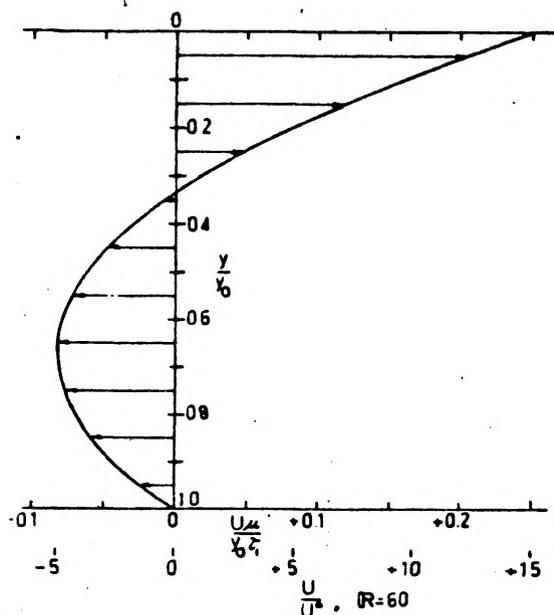


Abb.2.2: Geschwindigkeitsverteilung bei laminarer Strömung in einem Becken (Baines und Knapp 1965)

2.6 Rechenprogramm 1

Der Verlauf der Rechnung mit der LSI war dann im Rechenprogramm der ersten Ausführung:

- (1) Berechnung der Radialkomponente mit der Kontinuitätsgleichung
 - (2) Berechnung der Radialkomponente (Diffusion)
 - (3) Berechnung der Tangentialkomponente (Diffusion)
 - (4) Berechnung der z-Komponente mit der Kontinuitätsgleichung
 - (5) Korrektur der z-Komponente durch Diffusion
- Beginn eines neuen Zeitschritts mit (1)

1 und 2 haben im ersten Zeitschritt keine Wirkung
3: Es wird durch Impulsdiffusion "Geschwindigkeit" in die Tangentialkomponente eingebracht.
4: Aus dieser Tangentialkomponente wird mit der Kontinuitätsgleichung die z-Komponente berechnet.
5: Die Strömung in der z-Komponente verteilt sich aufgrund der Impulsdiffusion.

Im neuen Zeitschritt wird dann die Radialkomponente mit der Kontinuitätsgleichung berechnet (1) und in (2) Impuls an die Nachbarboxen durch Diffusion weiter gegeben.

Diese Rechnung lieferte im Test 2 das in Abb.2.3 dargestellte Mittenprofil und nicht das erwartete Profil von Abb.2.2.

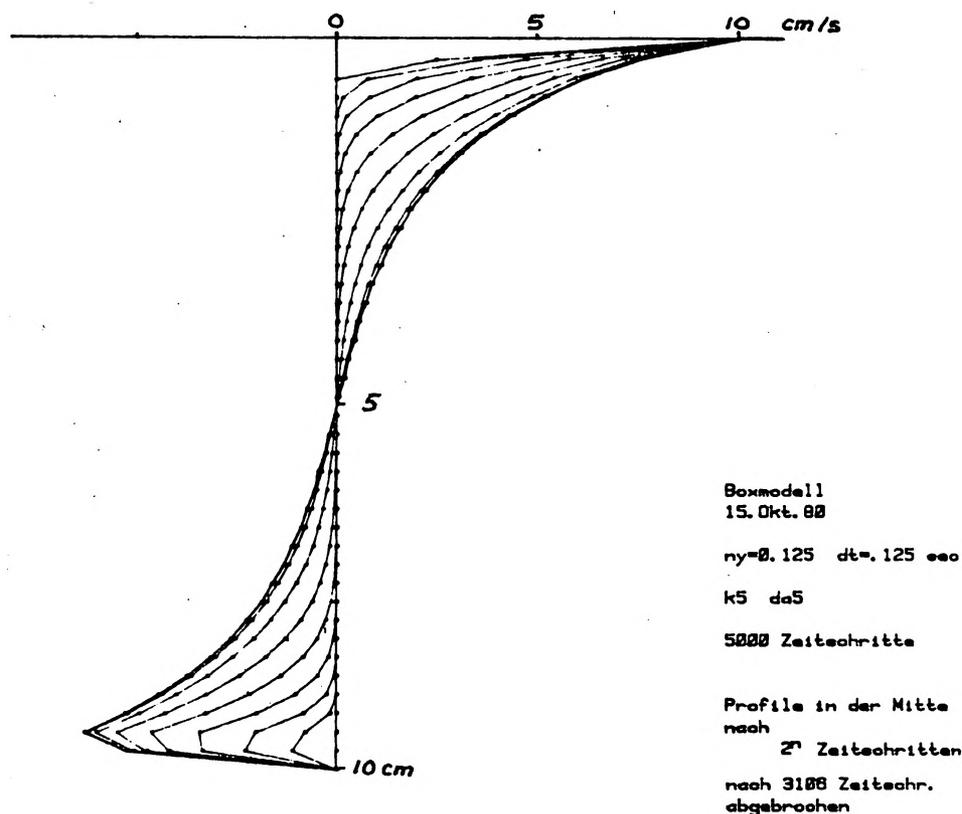


Abb.2.3: Mittenprofil im Test 2

Die Abb.2.3 zeigt die Mittenprofile nach 2 Zeitschritten, also nach 2, 4, 8, 16, ... Zeitschritten. Es wurden 40×40 Boxen gerechnet. Der Zeitschritt war dabei 0,125 sec und $\nu = 0,125 \text{ cm}^2/\text{sec}$. Für sehr große Radien des Kanals ist nur das Produkt aus Zeitschritt und Diffusionskonstante maßgebend. d.h. also $t = 1 \text{ sec}$ und $\nu = 0,01 \text{ cm}^2/\text{sec}$ (kinematische Viskosität des Wassers) wäre äquivalent zu den gewählten Werten. Es wurde eine konstante Oberflächengeschwindigkeit von 10 cm/s angenommen. Die Rechnung wurde nach 3106 Zeitschritten abgebrochen, da das Profil stationär war. Auf dem Bild kann man lediglich bis zum 256-ten Zeitschritt die Profile unterscheiden, d.h. also die Profile nach 512, 1024 und 2048 Zeitschritten brachte keine Änderung der Geschwindigkeitsverhältnisse.

Auffällig ist bei dem Profil die Symmetrie um den Mittelpunkt und die große Steigung in der Mitte. Die Erklärung liegt wohl darin, daß nur mit Impulsdiffusion und Kontinuitätsgleichung gerechnet wurde. Ausgehend von

der Vorstellung des Antriebs an der Oberfläche und ohne Diffusion erhält man einen Wasserstrom in die Tiefe an der Stelle, an der ein Geschwindigkeitsgradient auftritt. Dann strömt das Wasser geradlinig weiter, bis es den Boden erreicht und dreht dann wieder die Richtung. So kommt es dann zu einem Ringstrom in dem Gefäß. Wenn man sich nun - ausgehend von dem Ringstrom - Impulsdiffusion dazu denkt, dann entsteht ein Profil der Art wie in Abb.2.3

2.7 Rechenprogramm 2

Berechnung der Radial- und Tangentialkomponente
 Berechnung der Radialkomponente aus der Flächengleichheit
 Berechnung der z - Komponente aus der Kontinuitätsgleichung
 Speichern der Zeitserien

Der Unterschied im Rechenprogramm 2 ist, daß die Rückströmung nicht mehr aus der Kontinuitätsgleichung berechnet wird, sondern aus der Flächengleichheit in der Säule bei Gleichverteilung.

Es wird also innerhalb jedes Zeitschritts in einer Spalte die gesamten Geschwindigkeiten aufsummiert, der Mittelwert gebildet und von jeder einzelnen abgezogen (Abb.2.4).

Die physikalische Interpretation dafür ist, daß sich ein radialer Druck aufbaut (Schrägstellung der Wasseroberfläche), dieser sich in z-Richtung auswirkt und zur isotropen Rückströmung führt.

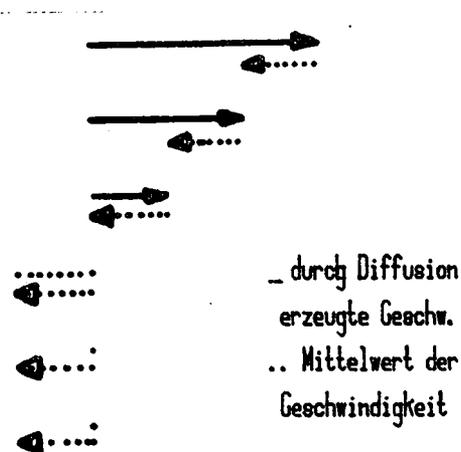


Abb.2.4: Rückströmung in der Flüssigkeitssäule

Das zweite Rechenprogramm liefert im Test 2 das in Abb.2.5 dargestellte Mittenprofil in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Profil (Abb,2.2).

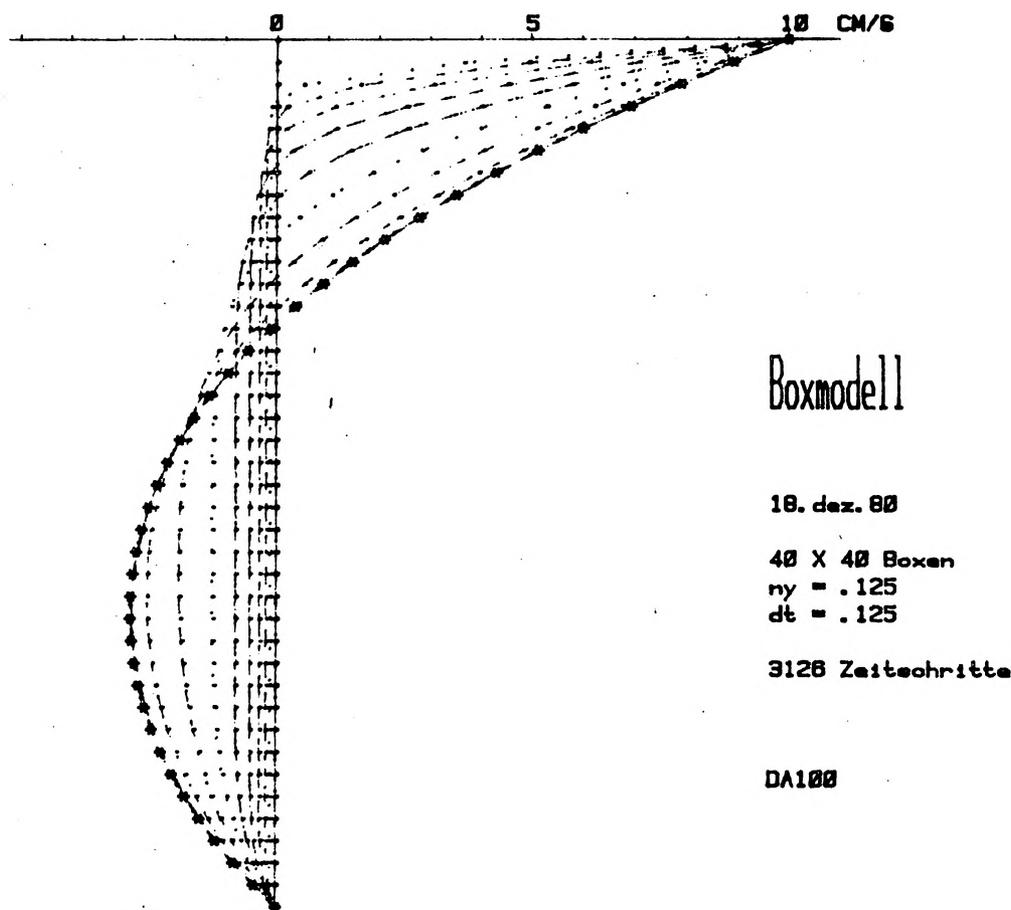


Abb.2.5: Strömung in einem Behälter mit rechteckigem Querschnitt

Die Abb.2.5 zeigt die zeitliche Entwicklung des Mittenprofils. Gerechnet wurden dabei 40x40 Boxen mit $\nu = 0,125 \text{ cm}^2/\text{s}$ und $t = 0,125 \text{ sec}$. Die Anzahl der Zeitschritte war 3126 d.h. also umgerechnet auf laminare Wasserströmung ($\nu = 0,01 \text{ cm}^2/\text{s}$) eine Gesamtzeit von 3126 sec. Der stationäre Zustand wurde jedoch bereits nach 512 sec erreicht. Die Nullstelle der Geschwindigkeit liegt genau bei $1/3 H$ unter der Wasseroberfläche (mit $H = \text{Gesamtwasserhöhe}$) und das Maximum der Rückströmung bei $2/3 H$. Die maximale Rückströmgeschwindigkeit beträgt $2,8 \text{ cm/s}$.

Der Test 1 verläuft für beide Rechenprogramme gleich, da man dabei keine oder nur sehr kleine Strömungen in der r-z Ebene erhält. Abb.2.6 zeigt den zeitlichen Verlauf der Kanalströmung bei konstant vorgegebener Geschwindigkeit von 10 cm/s in der ersten Boxreihe. Der Zeitschritt war 1 sec und $\nu = 0,01 \text{ cm}^2/\text{s}$. Gerechnet wurden 4239 Zeitschritte. Das Modell war nach 2048 Zeitschritten stabil. Die Krümmung der Kurve entsteht durch den Einfluß der Kanalwände.

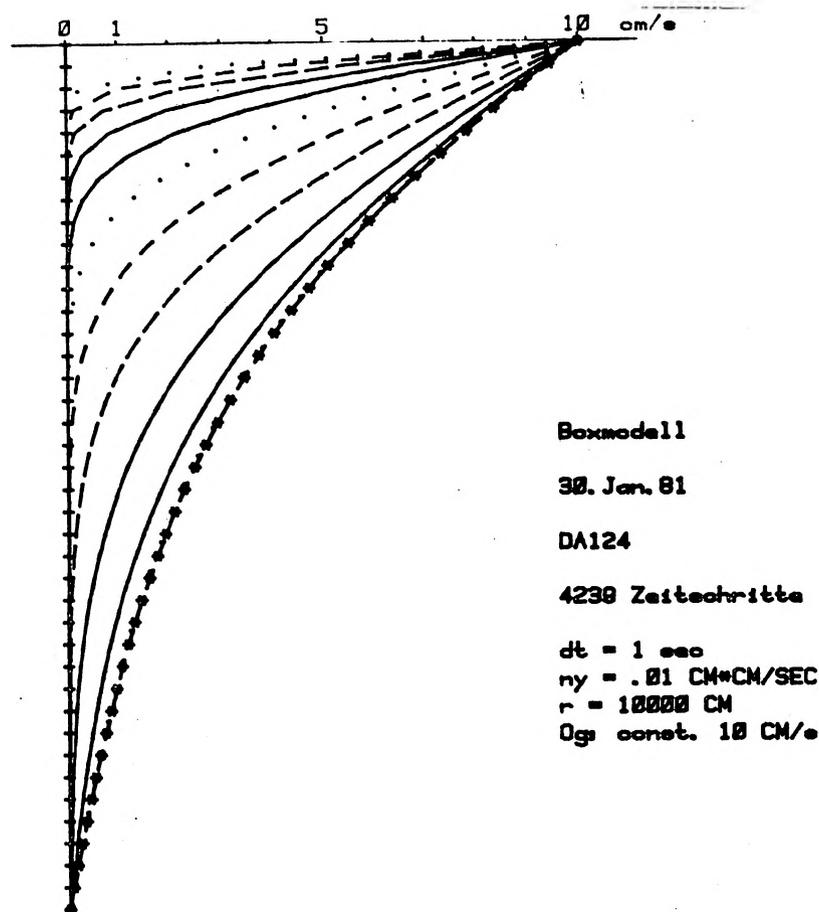


Abb.2.6: Strömung im unendlich langen Kanal

Abb.2.7 zeigt Test 1 mit gleichförmiger Beschleunigung an der Wasseroberfläche. Realisiert wird dies durch Addition einer konstanten Geschwindigkeit von 0,1 cm/s in der ersten Boxreihe. Gerechnet wurden 40x40 Boxen mit $t = 1 \text{ sec}$ und $\nu = 0,01 \text{ cm}^2/\text{s}$ 4206 Zeitschritte. Das System war nach 2048 Zeitschritten im Gleichgewicht.

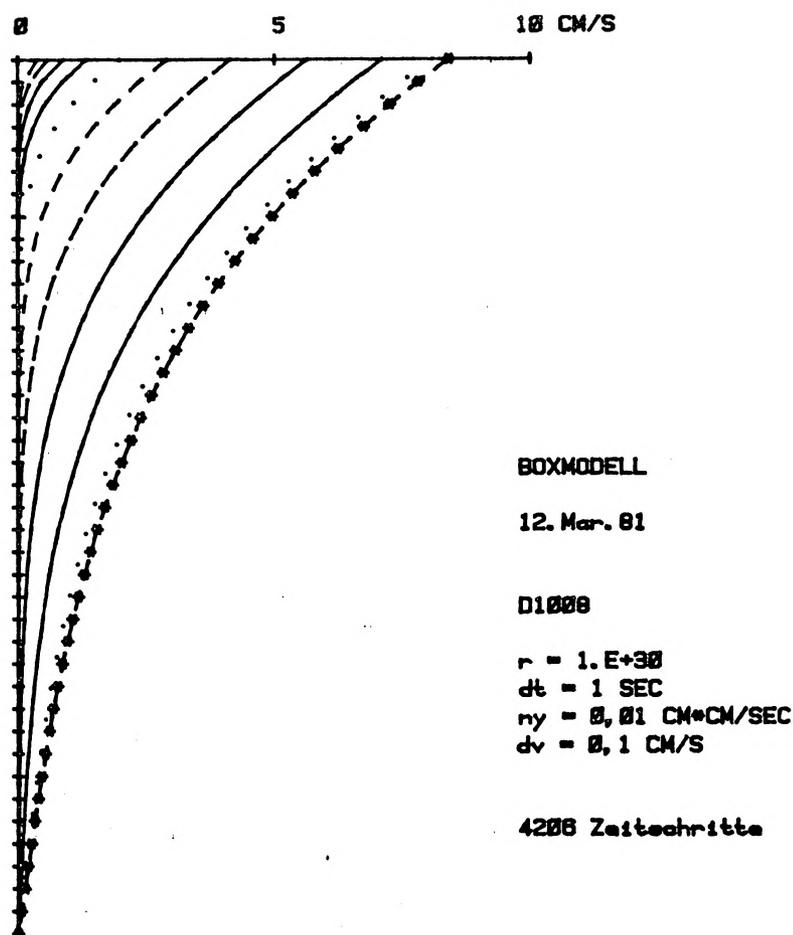
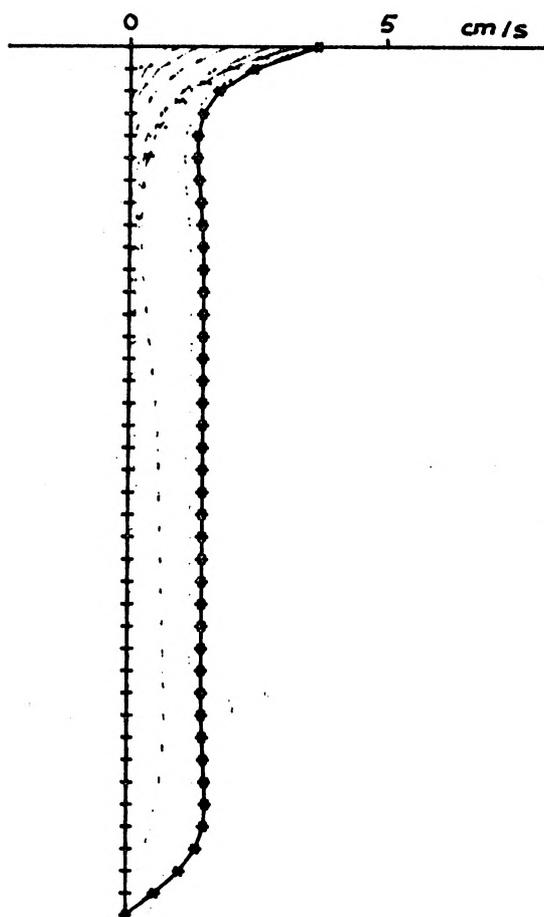


Abb.2.7: Kanalströmung mit gleichförmiger Beschleunigung in der ersten Boxreihe
2.8 Berechnung der Strömung mit dem Boxmodell im ringförmigen Wind-Wasser Kanal

Zur Berechnung der Strömung im runden Wind-Wasser Kanal wurde jetzt ein Innenradius von 20 cm eingesetzt. Die Oberfläche des Wassers wurde in radialer Richtung fest gehalten. Dies ist eine Bedingung die aus der Beobachtung von Schmutzteilchen an der Oberfläche und aus den Messungen mit der DISA-Sonde folgt und in das Boxmodell übernommen wurde. Richtiger wäre es wohl, wenn man die Richtung des Windschubs so variieren würde, bis die Oberflächengeschwindigkeit tangential verläuft. Der Einfachheit halber wurde jedoch eine reine Tangentialkomponente an der Oberfläche vorgegeben.

Abb.2.8 zeigt Mittenprofile der Tangentialgeschwindigkeit nach 2,4,8,16,... Zeitschritten.



Boxmodell

5. Mar. 81

D1004

■

40 x 40 Boxen

dt = 1 sec

ny = 0.01

5-35: +.2 cm/sec

3701 Zeitschritte

Abb.2.8: Berechnung der laminaren Strömung im runden Kanal (20cm)

Gerechnet wurden 40x40 Boxen mit einem konstanten Schub in tangentialer Richtung in der obersten Boxreihe. Es wurden dabei in den Boxen 5 bis 35 bei jedem Zeitschritt 0,2cm/s addiert. Man hat also bei einem Zeitschritt von 1 sec eine Beschleunigung $b = \Delta v / \Delta t = 0,2 \text{ cm/s}^2$.

Die Kraft: $K = m \cdot b$

$m = \rho \cdot V$

$V = A \cdot h$

mit m Masse

ρ Dichte

V Boxvolumen

A Grundfläche der Box

h Boxhöhe

aus dieser Kraft ergibt sich der Schub

$$\text{zu } \tau = K/A = g \cdot h \cdot b$$

$$\text{oder } g \cdot u_*^2 = g \cdot h \cdot b$$

$$u_* = \sqrt{h \cdot b}$$

für $h = 0,25 \text{ cm}$ und $b = 0,2 \text{ cm/s}^2$

ist $u_* = 0,22 \text{ cm/s}$

Nach 3701 Zeitschritten wurde die Rechnung abgebrochen.

Die in Abb.2.9 dargestellten Zeitserien zeigen, daß das System im Gleichgewicht war.

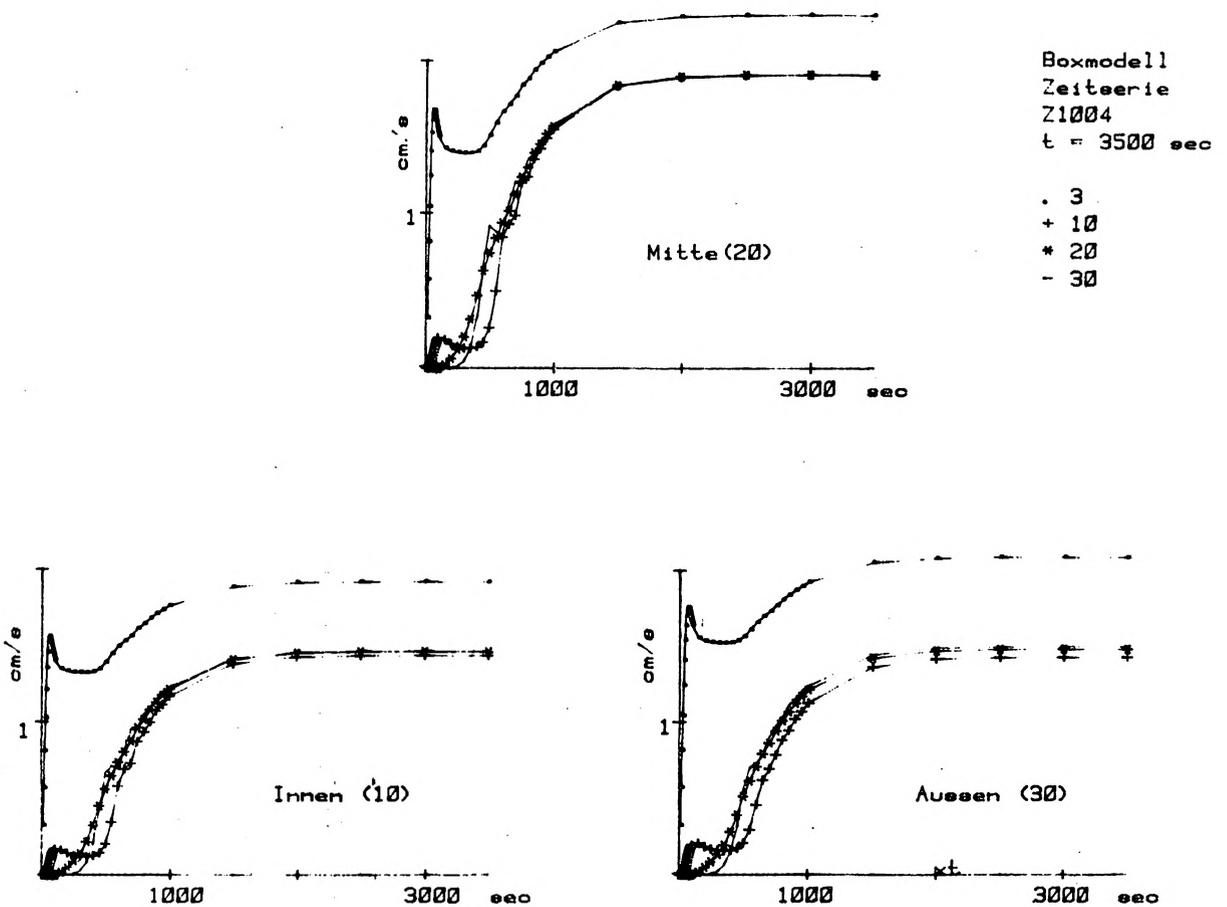


Abb.2.9: Zeitlicher verlauf der Strömung in verschiedenen Kanalpositionen

Bei den Zeitserien handelt es sich um Punkte, die in verschiedenen Kanalpositionen aufgenommen wurden: a) zeigt den zeitlichen verlauf in der zehnten Spalte, d.h. 2,5 cm vom Kanalinnenrand entfernt b) in der Kanalmitte und c) 7,5 cm vom Innenrand (30-te Spalte) und zwar jeweils die dritte Boxreihe (0,75 cm), die zehnte boxreihe (2,75 cm), die zwanzigste (5 cm) und die fünfunddreisigste Boxreihe (7,5 cm) von oben bei einer Wasserhöhe von 10 cm.

Registriert wurden die Werte in den Boxen zwischen dem zehnten und hundertsten Zeitschritt alle fünf Zeitschritte, zwischen dem 100. und dem 1000. Zeitschritt alle 50 Zeitschritte und dann alle 500 Zeitschritte.

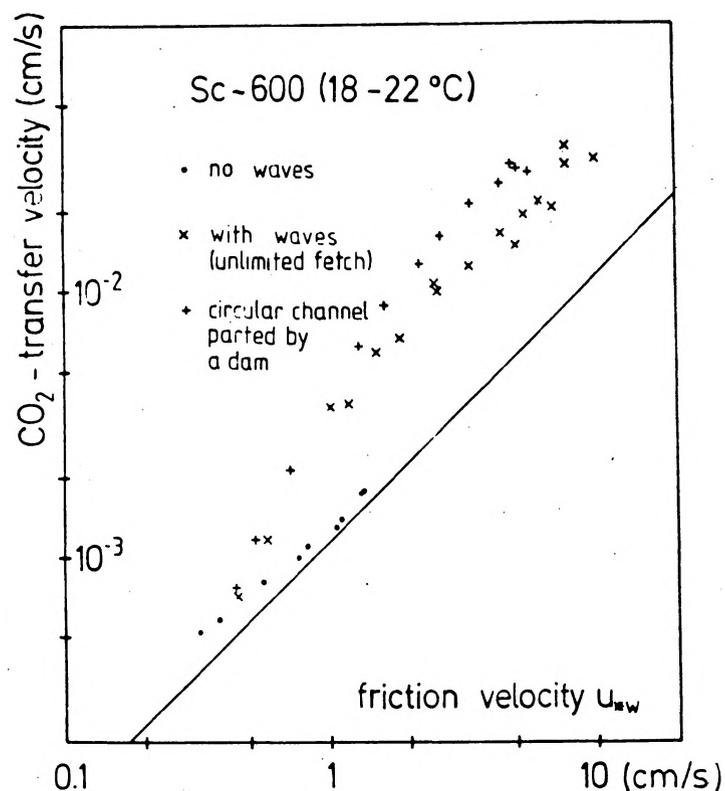


Abb.2.10: Transfergeschwindigkeit als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit

Als wichtigstes Ergebnis der Rechnungen mit dem Boxmodell zeigt sich, daß man durch die Zentrifugalkräfte bereits eine Grenzschicht erhält, daß also die Schicht in der der Transport von Beimengungen nur durch molekulare Diffusion vonstatten geht, kleiner wird. Das bedeutet, daß man bei kleinen Windgeschwindigkeiten eine zu große Transfargeschwindigkeit erhält. Die Gasaustauschexperimente zeigen bei kleinen Windgeschwindigkeiten tatsächlich eine relativ große Transfargeschwindigkeit (siehe Abb.2.10).

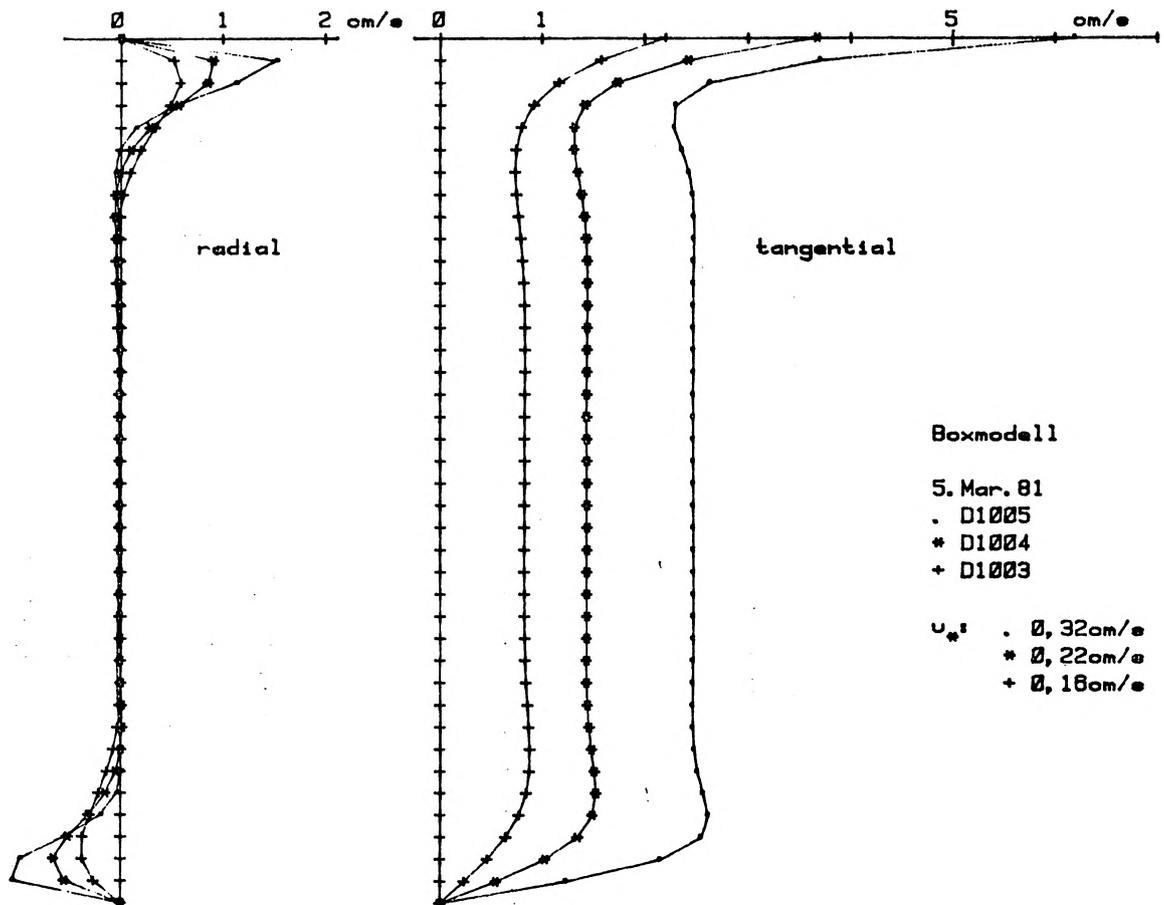


Abb.2.11: Mittenprofile bei verschiedenen Schubspannungsgeschwindigkeiten

Abb.2.11 zeigt gerechnete Profile mit verschiedenen Schubspannungsgeschwindigkeiten. Man sieht dabei, daß die Grenzschicht mit zunehmendem u_x kleiner wird. Es ist jedoch anzunehmen, daß bei größeren Windgeschwindigkeiten dann der Effekt durch die Zentrifugalkräfte hinter den Abbau der Grenzschicht durch die Vergrößerung der turbulenten Diffusionskonstante zurücktritt.

Die Zeitserie in Abb.2.9 und die Abklingkurven in Abb.2.13 zeigen ein Einschwingen der Strömung, wie es ähnlich auch im Kanal beobachtet wird (Abb.4.11). Die Abklingkurven sind in der Kanalmitte aufgenommen, wie die Zeitserien beim Anklingen. Beim Aufnehmen der Abklingkurven wird eine stabile Strömung genommen und die in die erste Boxreihe addierte Geschwindigkeit auf Null reduziert. Abb.2.12 zeigt die Mittenprofile nach 2^n ($n = 1, 2, 3, \dots$) Zeitschritten.

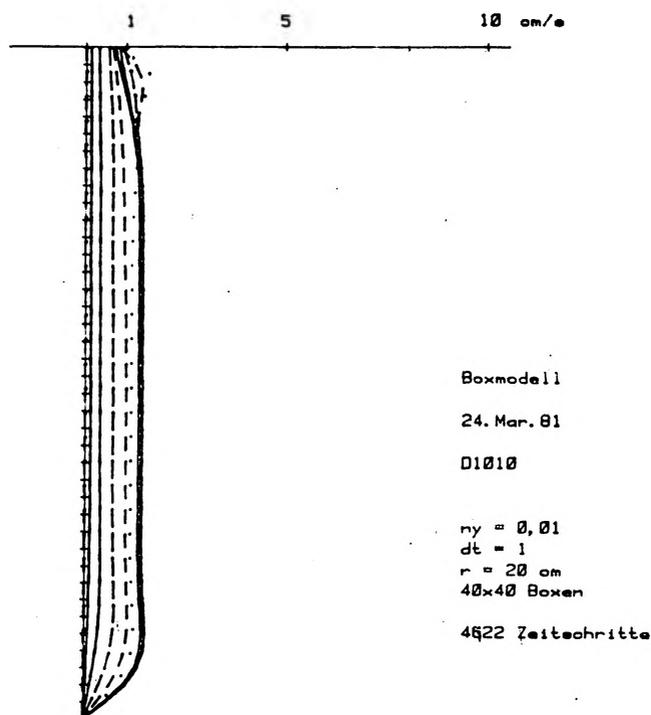


Abb.2.12: Abklingen der Strömung im runden Kanal

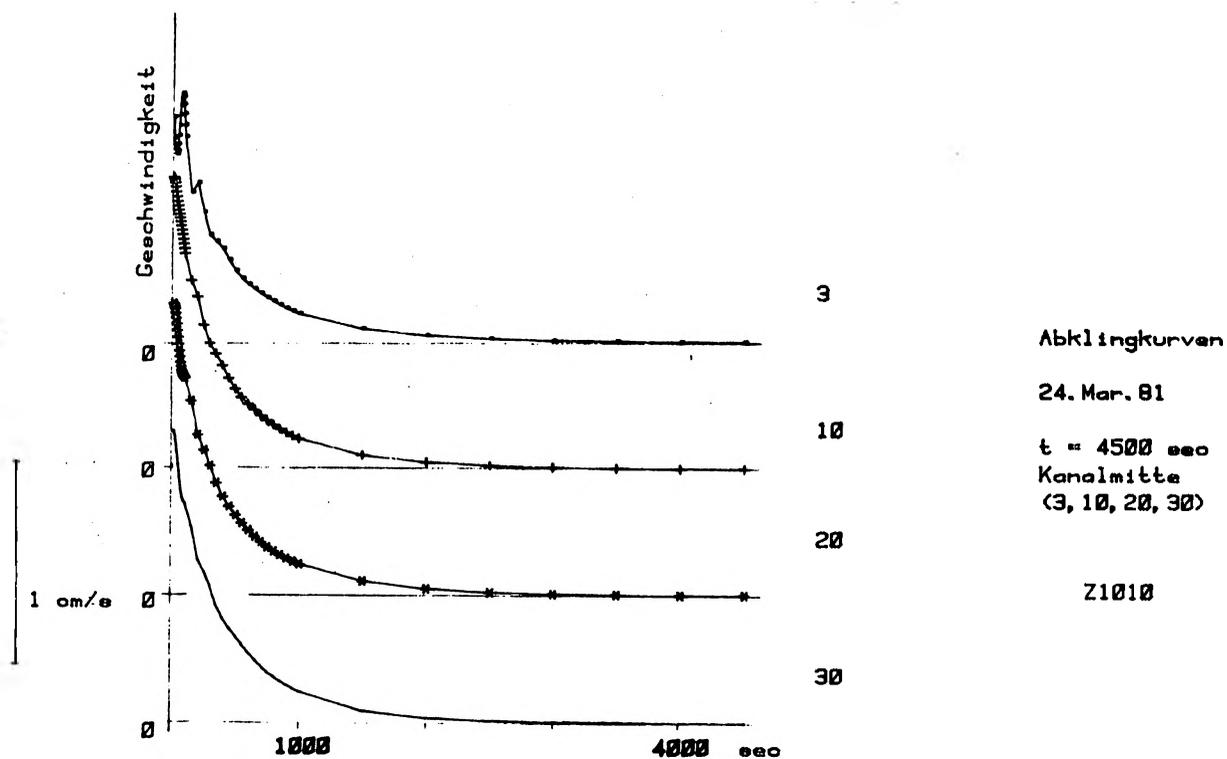


Abb.2.13: Abklingkurven

Abb.2.14 zeigt die Abklingkurven aus Abb.2.13 nun jedoch das Geschwindigkeitsverhältnis v_0/v , bzw. $\ln v_0/v$ aufgetragen (mit v_0 Gleichgewichtsgeschwindigkeit und v aktuelle Geschwindigkeit zur Zeit t).

Die Kurve für v_0/v sollte eine Gerade ergeben, falls die Abklingkurve der Gleichung $v = v_0/(b + m t)$ folgt.

Falls jedoch das Abklingen exponentiell erfolgt ($v = v_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$), sollte die logarithmisch aufgetragene Kurve eine Gerade ergeben.

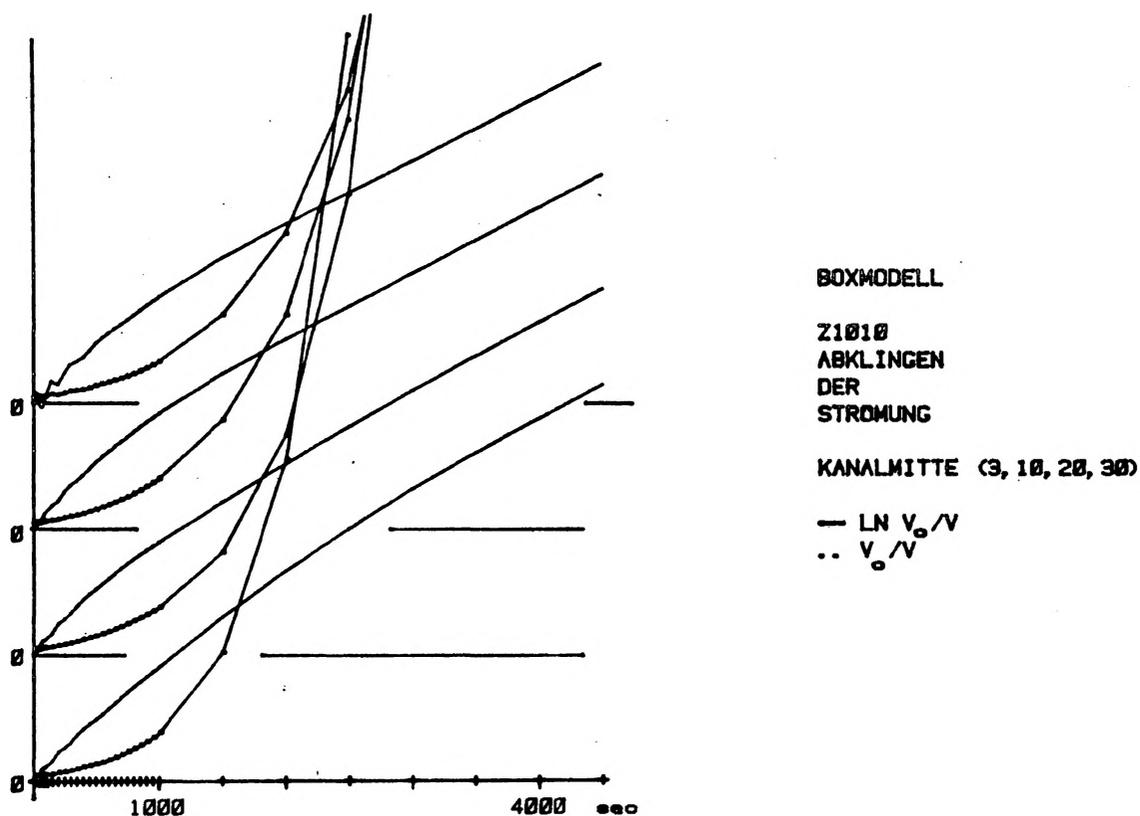


Abb.2.14: Abklingkurven: v_0/v bzw. $\ln v_0/v$ gegen die Zeit aufgetragen.

Wie man in der Abb. sieht, ist zunächst weder das eine noch das andere der Fall. Nach einer gewissen Zeit erfolgt das Abklingen einigermaßen exponentiell.

Bei den Messungen im Kanal ergab sich jedoch eine bessere Kurvenanpassung mit der Gleichung $v = v_0/(b + m t)$. Der Grund dafür ist wohl, daß bei turbulenter Strömung der an die Wand abgegebene Impuls proportional v^2 ist (oder $u_* \sim v$) (siehe auch 4.3).

3. Apparativer Aufbau

3.1 Hitzdrahtanemometer

Zur Messung der Wassergeschwindigkeit wurde eine DISA-Sonde Typ 55R11 mit der MAIN UNIT 55M01 und der CTA STANDARD BRIDGE 55M10 benutzt. Durch die CTA (Constant Temperatur Anemometer) wird die Sonde durch eine Brückenschaltung auf einem konstanten Widerstand (d.h. auf konstanter Temperatur) gehalten.

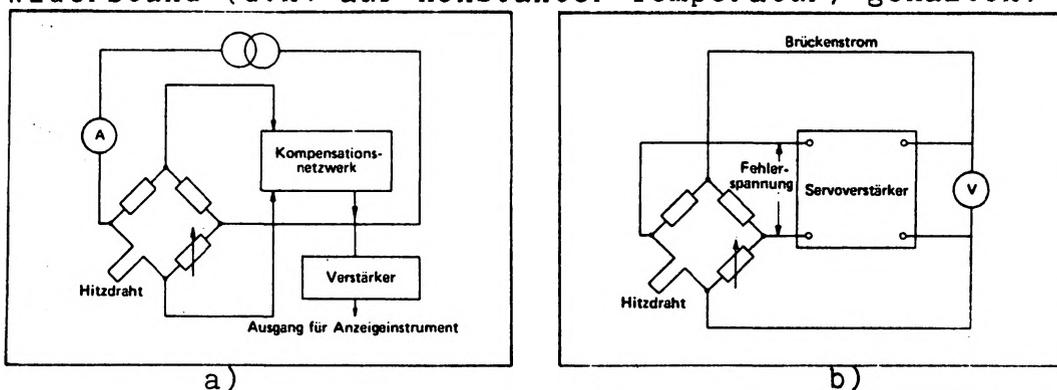


Abb.3.1: Schematische Schaltbilder a) Konstantstromanemometer b) Konstanttemperaturanemometer

Die Abbildung 3.4 zeigt die Blockschaltbilder der CTA und der CCA-Beschaltung (CCA : Constant Current Anemometer). Die CTA-Schaltung hat gegenüber der Konstantstromschaltung bessere dynamische Eigenschaften. Die Sonde (Abb3.2) erlaubt wegen ihrer geometrischen Dimensionen die Aufnahme von Profilen mit guter Auflösung. Sie ist mit einer $2\ \mu\text{m}$ dicken Quarzschicht gegen das Medium geschützt.

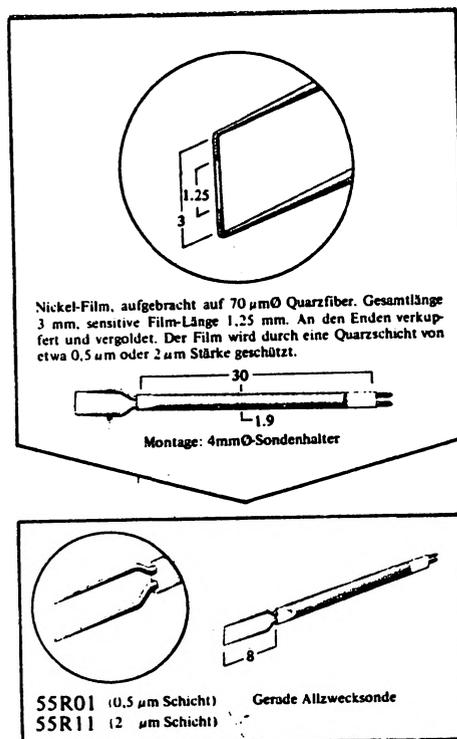


Abb.3.2: DISA-Sonde 55R11

Die Wärmeabgabe von Hitzdrahtanemometern wird im allgemeinen durch folgende Gleichung beschrieben (vergl. z.B. DISA-Sondenhandbuch 1970, s.79):

$$\text{Nu} = a' + b' \text{Pr}^{\alpha} + c \text{Pr}^{\beta} \text{R}^{\delta}$$

I. II. III.

Nusselt Zahl: Dimensionsloser Koeffizient für die Wärmeübertragung

$$\text{Nu} = \frac{Q \cdot d}{A \cdot \lambda \cdot (T_s - T_w)}$$

- I. Wärmeabgabe durch die Befestigung
 II. Wärmeleitung und freie Konvektion

mit Prandtlzahl $\text{Pr} = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda}$

III. Wärmeabgabe durch erzwungene Konvektion

mit Reynoldszahl $\text{Re} = \frac{d \cdot v}{\nu}$

η dynamische Viskosität

c_p spezifische Wärme ($p = \text{const.}$)

λ Wärmeleitfähigkeit

α, β, δ Fühlerkonstanten

d Fühlerdurchmesser

ν kinematische Viskosität

v Geschwindigkeit des Mediums

A Fläche des Fühlers

$T_s - T_w$ Temperaturdifferenz: Fühleroberfläche-Wasser

Q ans Medium abgegebene Wärmemenge

hier: $Q = \frac{U^2}{R}$

U Spannung am Hitzdraht-anemometer

R Widerstand des Hitzdraht-anemometer

also:

$$U^2 = A + B v^{\delta}$$

Die Messungen in Flüssigkeiten mit der Hitzdrahtsonde gestalten sich äusserst schwierig, da kleinste Schmutzteilchen an der Sonde die Messungen verfälschen. Durch die Temperaturerhöhung des Wassers in der Nähe der Sonde erhält man sehr leicht eine Übersättigung an Gasen in dieser Zone, was zu einer Blasenbildung an der Sonde führt und die Messungen unbrauchbar macht.

3.2 Pt - 100 Hitzdrahtanemometer

Zur Messung des Impulseintrags aus dem Abklingen der Strömung wurde ein weniger empfindlicher Fühler mit einer Konstanttemperaturelektronik und einer Temperaturkompensation aufgebaut.

Bei der Hitzdrahtanemometrie in Wasser muß man -wegen der relativ großen Wärmeleitfähigkeit- einen relativ kleinen Temperaturunterschied Fühler-Wasser benutzen. Da deshalb bereits kleine Temperaturänderungen die Ergebnisse stark verfälschen, ist es günstig, wenn das Anemometer gegen Temperaturschwankungen kompensiert ist.

3.2.1 Fühleraufbau

Der Fühler besteht aus einem Pt-100 (Platintemperaturfühler mit $R=100\Omega$ bei 0°C), der mit einer Elektronik (siehe unten) auf konstanter Temperatur (CTA -

Beschaltung) gehalten wird. Ein zweiter Fühler, im rechten Winkel dazu angebracht (siehe Abb 3.3), dient zur Temperaturkompensation. Die gegeneinander abgeschirmten Signalleitungen gehen durch eine Edelstahlkapillare (\varnothing 4mm). Am oberen Ende der Kapillare und an den Pt-100 Enden sind die Drähte mit UHU-Plus wasserdicht verklebt. Die Edelstahlkapillare wird in einer PVC - Durchführung mit einem O - Ring abgedichtet und die Durchführung in einem Stutzen am Kanalboden eingeschraubt.

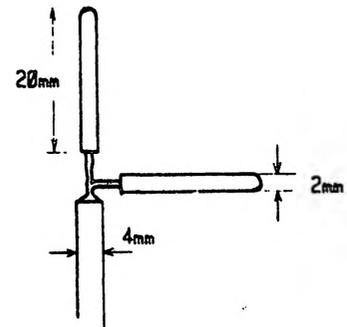
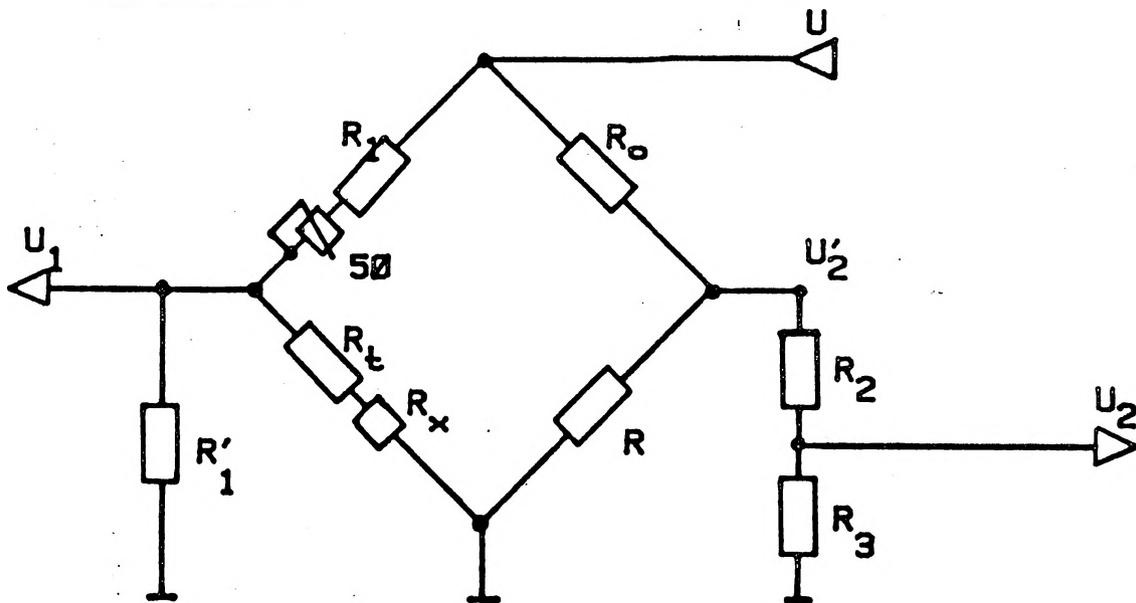


Abb. 3.3: Pt-100 Hitzdraht-anemometer

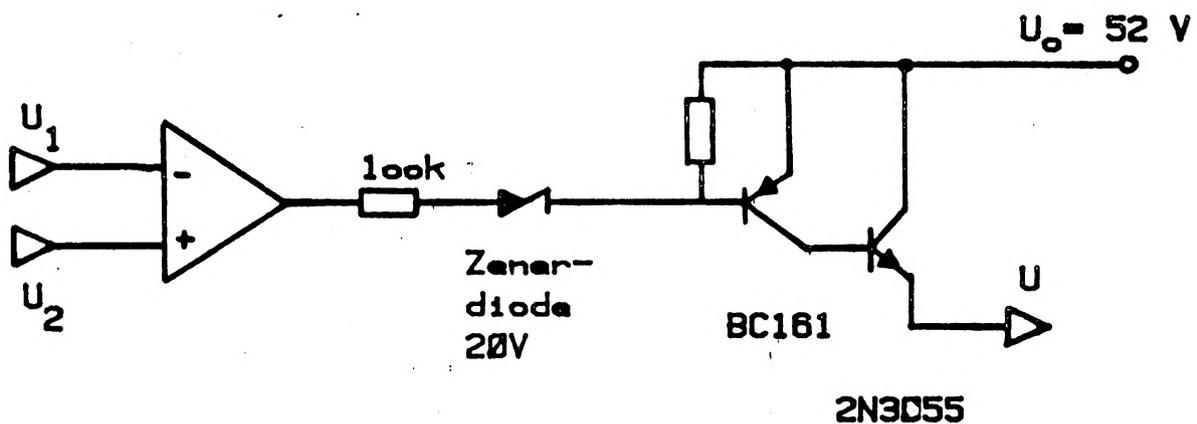
3.2.2 Aufbau der Elektronik

Wesentlichster Bestandteil der Elektronik ist ein Operationsverstärker (OP 07 CY), der die Differenz zwischen dem eigentlichen Eingangssignal und der Temperatur bildet. Danach wird dann das Differenzsignal durch diskrete Transistoren auf bis zu ca. 52 V verstärkt und auf eine Brücke rückgekoppelt. Der eine Brückenzweig besteht aus dem geheizten Fühler und einem Vorwiderstand von $100\ \Omega$ (durch Parallelschaltung von $10\ 1k\Omega/1W$ erzeugt). Der andere Zweig wird durch den Temperaturfühler, den Überhitzungswiderstand R und einen Vorwiderstand von $1k$ (Parallelschaltung von $10\ 10k\Omega/0,5W$) gebildet. Um einen gleichen Signalhub zu erreichen, wird das Signal im geheizten Zweig durch einen Spannungsteiler auf $1/10$ reduziert. Außerdem ist noch ein Widerstand parallel zum Temperaturfühler zur Anpassung erforderlich.

Schaltbild :



Der Überhitzungswiderstand R_x wurde durch zwei Dekaden ($10 \times 1 \Omega$, $10 \times 10 \Omega$) realisiert. $R' = R_1 + R_x$



Berechnung der Widerstände zur Temperaturkompensation:
Es soll also $U_1 = U_2$ unabhängig von R, R' sein

$$U_1 = U \cdot \left(\frac{R_1 \cdot R'}{R_1 + R'} \right) : \left(R_1 + \frac{R_1 \cdot R'}{R_1 + R'} \right)$$

$$= U \cdot \frac{1}{\frac{R_1}{R'} + \frac{R_1}{R_1} + 1}$$

$$U_2 = U_2' \frac{R_3}{R_2 + R_3} ; U_2' = U \cdot \left(\frac{(R_2 + R_3) R}{R + R_2 + R_3} \right) : \left(\frac{(R_2 + R_3) R}{R + R_2 + R_3} + R_0 \right)$$

$$U_2 = U \cdot \frac{R_3 \cdot R}{R_0(R + R_2 + R_3) + (R_2 + R_3)R} = U \cdot \left(R_0 \left(\frac{1}{R_3} + \frac{1}{R} + \frac{R_2}{R_3 R} \right) + \frac{R_2}{R_3} + 1 \right)^{-1}$$

$$U_1 = U_2$$

$$\frac{R_1}{R} + \frac{R_1}{R_1'} + 1 = \frac{R_0}{R_3} + \frac{R_0}{R} + \frac{R_0 \cdot R_2}{R \cdot R_3} + 1 + \frac{R_2}{R_3}$$

unabhängig von R mit der Annahme $R' = R$
also erhält man

1)

$$\frac{R_1}{R} - \frac{R_0}{R} - \frac{R_0 \cdot R_2}{R \cdot R_3} = 0$$

oder

$$R_1 = R_0 \cdot \left(1 + \frac{R_2}{R_3} \right)$$

und

$$\frac{R_2}{R_3} = \frac{R_1}{R_0} - 1$$

2)

$$\frac{R_1}{R_1'} = \frac{R_0 + R_2}{R_3}$$

$$R_1' = \frac{R_1 \cdot R_3}{R_0 + R_2} \quad \text{oder für } R_0 \ll R_2$$

$$R_1' = R_1 \cdot \frac{R_3}{R_2}$$

Wahl der Widerstände in der Schaltung:

$$R_1 = 995,5 \Omega$$

$$R_0 = 99,76 \Omega$$

$$R_2 = 91,86 k\Omega$$

$$R_3 = 9,944 k\Omega$$

$$R'_4 = 110,56 \Omega$$

Als Überhitzungsverhältnis ($\ddot{u} = (R_t + R_x) / R_t$) wurde für die Messungen $\ddot{u} = 1,1$ (0°C) gewählt. Das bedeutet bei einer Wassertemperatur von 20°C mit $\alpha_{Pt} = 0,4 \text{ \%/grad}$ $R_t = 108 \Omega$ und somit $\ddot{u} = 1,093$. Bei 30°C fällt dann das Überhitzungsverhältnis auf $1,089$, da der Widerstand des Temperatur-Pt-100 auf $R_t = 112 \Omega$ ansteigt. Für eine Wassertemperatur von 20°C bedeutet dies eine Fühlertemperatur von $T_f = 43^\circ\text{C}$ (23 grad über Wassertemp.) und bei 30°C Wassertemperatur $T_f = 52^\circ\text{C}$. Ohne Temperaturkompensation würde bei der gleichen Temperaturschwankung das Überhitzungsverhältnis bei 30°C lediglich noch $1,052$ betragen.

3.3 Wärmeimpulsmethode

Um eine unempfindliche Methode zur Absolutbestimmung der Wassergeschwindigkeit (d.h. also ohne Eichung) zu haben, wurde der Versuch unternommen.

dies mit Wärmeimpulsen und zwei anschliessenden Temperatursensoren zu realisieren. Der Fühler bestand dabei aus einem Heizdraht ($\varnothing 30 \mu\text{m}$ Wolfram) und zwei $10 \mu\text{m}$ dicken ca. 5 mm langen Wolframdrähten im Abstand von 9,1 cm zur Temperaturmessung (siehe Abb.3.4).

Die Wolframdrähte zur Temperaturmessung wurden in Reihe

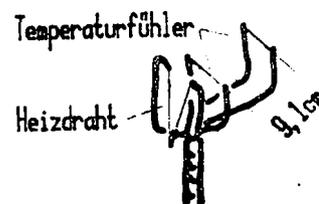
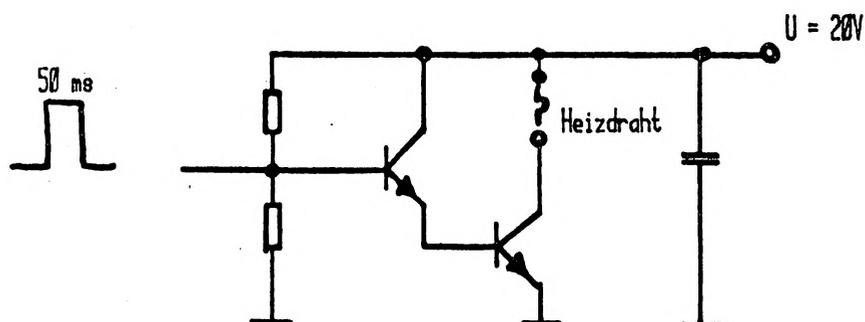


Abb 3.4: Fühler

geschaltet und die Anschlüsse abgeschirmt mit der Heizzuführung zusammen durch eine Edelstahlkapillare ($\varnothing 4$ mm) geführt. Als Temperaturerfassungsgerät wurde die DISA Elektronik 55M10 und 55M20 mit einem Schreiber bzw. einem Speicheroszillografen verwendet.

Heizelektronik:



Die Bestimmung der Geschwindigkeit erfolgt aus dem zeitlichen Abstand der beiden Temperatursignale und dem Abstand der Temperaturfühler. Das Verfahren funktioniert kann aber nicht oder nur schwer zur routinemässigen Messung der Geschwindigkeit benutzt werden, da dafür wegen der Temperaturdriften und Instabilitäten noch eine aufwendige Elektronik notwendig wäre. Der Vorteil der Methode wäre, daß man dabei ohne Eichung eine direkte Methode zur Geschwindigkeitsbestimmung hätte.

3.4 Eichapparaturen

Zur Eichung der Sonden für die Geschwindigkeitsmessung wurden vier Eichapparaturen aufgebaut und getestet. Das Ziel war Eichkurven für die Eigenbausonde und die DISA Sonde in einem Geschwindigkeitsbereich von 0,1 cm/s bis 100 cm/s zu erhalten. Es folgt eine kurze Beschreibung der Aufbauten.

3.4.1 Pendelmethode

Bei dieser Apparatur handelt es sich um ein Pendel mit Gegengewicht, so daß eine große Variation der Schwingungsdauer erreicht wird. Unter das Pendel wird ein Blumenkasten mit Wasser gestellt. In das Wasser taucht die Sonde ein (Abb.3.5).

Der konstruktiven Einfachheit halber wurde das Pendel mit einem Gleitlager versehen, was sich dann als Nachteil herausstellte, da Schwingungen mit sehr langer Schwingungszeit stark gedämpft, bzw. überhaupt nicht möglich waren. Die Messwertaufnahme von den Fühlern erfolgte mit der jeweiligen Elektronik und wurde auf einen Schreiber gegeben, und die Geschwindigkeit aus einer Zeitmessung bestimmt. Dazu war am Pendelarm ein schwarzlackiertes Messingplättchen mit zwei eingeritzten Strichen (Abstand 1,0 cm) angebracht.

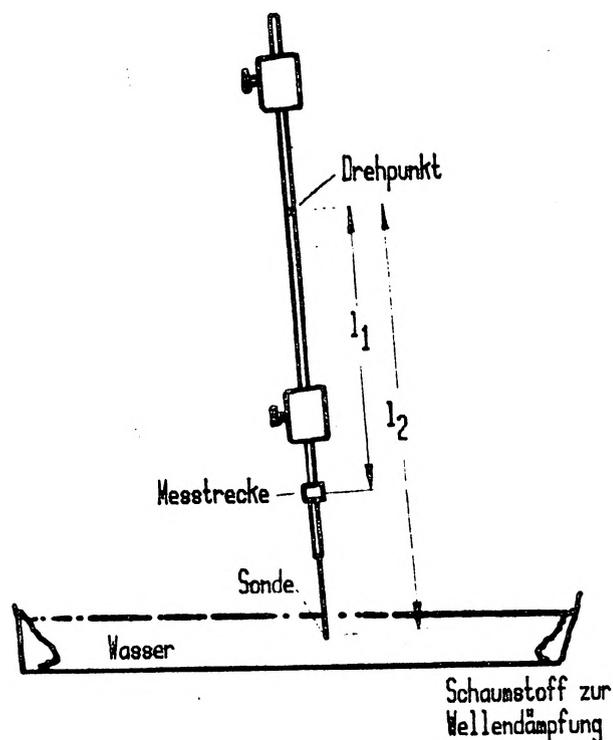


Abb.3 5: Pendel zur Eichung von Geschwindigkeitssonden.

Durch eine Photodiode + Lichtquelle erhält man dann zwei Signale deren Zeitabstand mit einem Frequenz/Perioden-Messgerät gemessen wurden. Aus der Zeit, der Messtrecke-länge, dem Abstand Drehpunkt - Messtrecke und dem Abstand Drehpunkt - Fühler wird dann die Geschwindigkeit am Ort des Fühlers berechnet.

$$v_{\text{Sonde}} = v_{\text{Meßstr.}} \cdot \frac{l_2}{l_1} \quad ; \quad v_{\text{Meßstr.}} = \frac{\Delta X}{\Delta t} \quad \text{mit } \Delta X = 1,0 \text{ cm}$$

Bei kleinen Geschwindigkeiten wurde die Sonde am Pendel hängend mit einem Spielzeugmotor durch das Wasser gezogen.

Die Methode wurde, obwohl sie nicht schlecht ist, und bei besserer Ausführung des Pendels sicher noch besser wäre, nicht weiter verfolgt, da die Meßwertaufnahme mit dem Rechner auf Schwierigkeiten stieß.

3.4.2 Strömung von Wasser durch ein Rohr

Für diesen Versuch wurde vom Glasbläser ein Rohr (ca 50 cm lang) mit je einer Schlaucholive am Anfang und Ende und einem seitliche Stutzen zum Einbringen der Sonde in die Strömung angefertigt. Das Wasser wurde von einem unteren Wasserbehälter in einen oberen umgepumpt und durch eine Falleitung über eine Wasseruhr und das Glasrohr wieder dem unteren Behälter zugeführt (Abb 3.6).

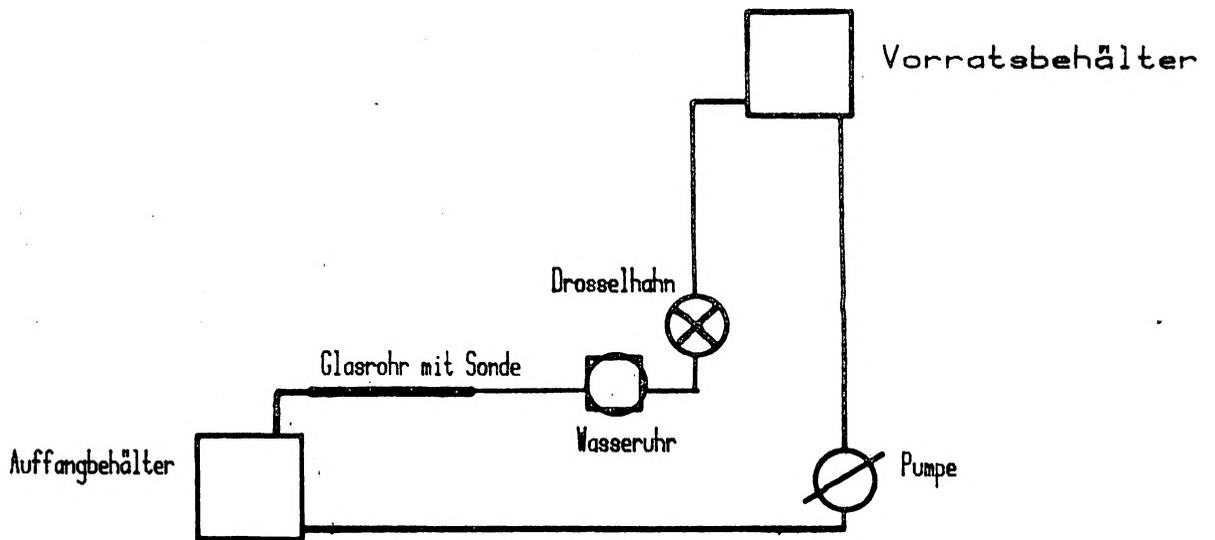


Abb 3.6: Aufbau der Eichapparatur mit strömendem Wasser.

Aus der pro Zeiteinheit durch das Rohr geflossenen Wassermenge kann dann, sofern man weiß ob die Strömung laminar oder turbulent ist, die Geschwindigkeit berechnet werden. Das ist auch schon eine der Schwierigkeiten bei dieser Methode. Man müsste dabei noch das Rohr erheblich verlängern um überhaupt definierte Strömungsverhältnisse zu haben. Außerdem ist die Dynamik des Systems nicht groß genug, vor allem, wenn es für die Eigenbausonde ausgebaut werden sollte. Man müsste dann ein Rohr mit etwa 8 cm Durchmesser verwenden was zur Folge hätte, daß man einen Fluß von etwa 5 l/s benötigen würde um eine Geschwindigkeit von 100 cm/s zu erreichen.

3.4.3 Wasserrinne drehend

Hier wurde ein vorhandener runder Kanal aus Aluminium (vormals Kanal des Wind-Wasser-Kanals) von 10 x 10 cm Querschnitt und 50 cm mittlerem Durchmesser benutzt. Der Kanal war auf einem Gestell mit einem Kugellager gelagert. Der Antrieb erfolgte durch einen Riemen wahlweise mit oder ohne Getriebe durch einen Gleichstrommotor (siehe Abb.3.7)

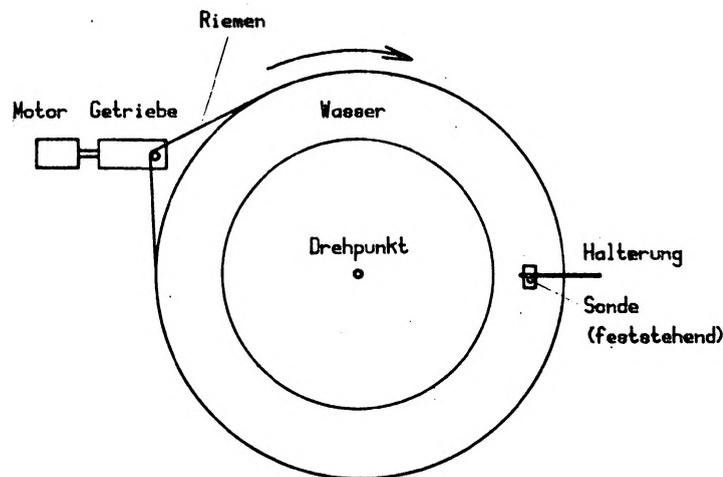


Abb 3.7: Drehender Kanal zur Eichung von Hitzdrahtanemometern.

Die Wassergeschwindigkeit wurde durch Messung der Umdrehungsdauer des Kanals bestimmt. Das Signal wurde durch den Rechner aufgenommen.

Die Schwierigkeiten dieser Methode waren:

- 1) Das Wasser erreichte nicht die Geschwindigkeit des umlaufenden Kanals, was durch Vergleichen mit der Pendelmessung erkannt wurde und beim Einbringen einer Blende in das Wasser deutlich zu sehen war.
- 2) Bei kleinen Geschwindigkeiten zeigten sich die Nachteile der einfachen Konstruktion. Es war sehr schwierig kleine gleichförmige Geschwindigkeiten zu erzeugen.
- 3) Die Einstellung der Gleichgewichtsgeschwindigkeit dauerte sehr lange.

3.4.4 Hebelarm

Der vierte und schließlich zur Eichung benutzte Aufbau bestand aus dem Aluminiumkanal der Methode drei. Diesmal jedoch feststehend. Die jeweilige Sonde war an einem Hebelarm befestigt. Als Lager diente ein kleines Kugellager und die Welle war mit einem Potentiometer (10-gang Drahtpotentiometer mit einer Linearität von 0,1%) versehen (Abb 3.8).

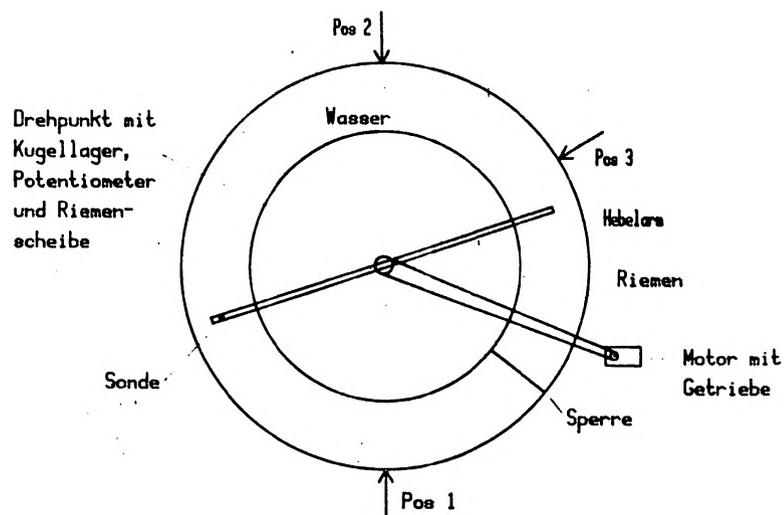


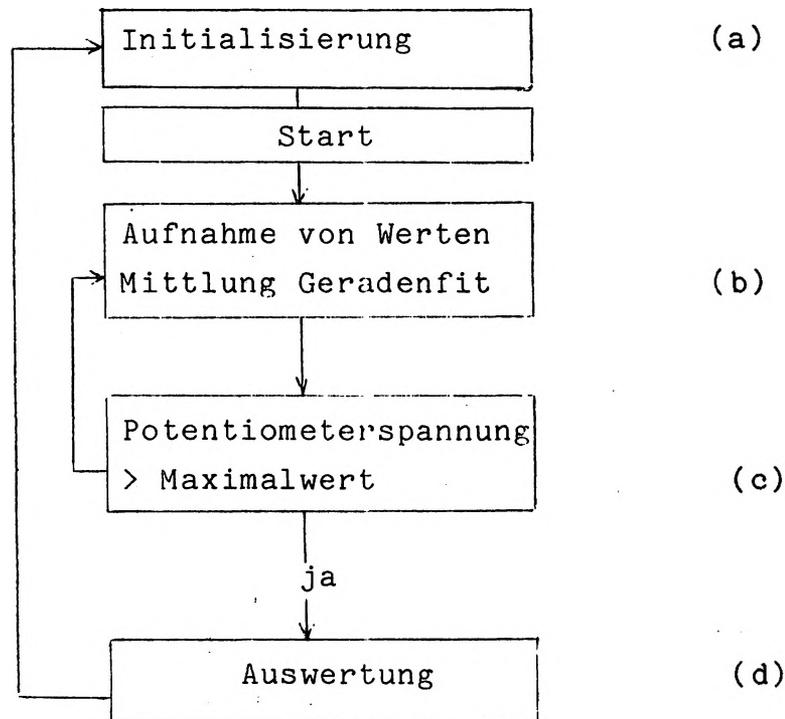
Abb.3.8: Hebelarm zur Eichung von Hitzdrahtanemometern

Eine Sperre aus Aluminium im Kanal verhinderte unerwünschte Strömungen. Um ein Verdrecken der Sonden zu vermeiden wurde der Kanal mit einer Polyäthylenfolie ausgekleidet. Zur Kanalfüllung wurde entgastes vollentsalztes Wasser benutzt, da sich sonst durch lokale Überhitzung sofort Blasen an der Sonde bildeten. Der Motor (Spielzeugmotor mit Getriebe) brachte nach kurzer Beschleunigungsstrecke die Sonde auf eine relativ konstante Geschwindigkeit und mußte rechtzeitig vor dem Ende, d.h. vor der Sperre abgebremst werden.

3.5 Eichung der Hitzdrahtanemometer

Zur Eichung wurde die vierte der oben beschriebenen Methoden benutzt. Die Meßwertaufnahme erfolgte durch den Rechner.

Blockdiagramm des Eichprogramms:



(a) Bei der Initialisierung wird der Hebelarm in drei verschiedene Positionen gebracht: 1 und 2. Position (um 180 Grad gedreht) ergeben zusammen mit der Länge des Hebelarms die Eichkonstante in cm/V (bzw. cm/Bit). Die dritte Position dient zur Aufnahme der maximalen Potentiometerspannung für die automatische Endabschaltung (Wenn die Potentiometerspannung größer als der Wert in Pos. 3 ist, wird die Meßwertaufnahme beendet)

Außerdem werden eingegeben: Einleserate Anzahl der Werte über die gemittelt werden soll.

(b) Einlesen der vorgegebenen Anzahl Werte. Durch ein Fitprogramm erhält man die Geschwindigkeit und deren Fehler. Die Sondenspannung wird in dem entsprechenden Zeitraum gemittelt und der Fehler berechnet.

(c) Beim Erreichen der Potentiometerspannung von Position 3 wird die Messung beendet.

(d) Nun erfolgt eine Auswahl der Werte, da beschleunigte Bewegungen des Fühlers nicht in die Eichkurve eingehen sollen. Es werden die Werte, bei denen sowohl die Geschwindigkeiten als auch das SONDENSIGNAL den kleinsten Fehler aufweisen als Eichpunkte abgespeichert.

Um eine Eichkurve zu erhalten wurde dann zunächst die Beziehung

$$\log (U^2 - A') = \log B' + \gamma \cdot \log v \text{ benutzt.}$$

Eine bessere Kurvenanpassung ergab sich jedoch mit der Beziehung

$$2 \cdot \log U = m \log(v - v_0) + C$$

Für die DISA - Sonde mit $\ddot{u}=1,1$ waren die Konstanten dann:

$$v_0 = 0,051 \text{ cm/s} \quad m = 0,293 \pm 0,002 \quad C = 0,700 \pm 0,002$$

Die Eichkurve für den Pt-100 Fühler ist bei größeren Geschwindigkeiten gekrümmt. Dies rührt daher, daß sich dann der Wärmeübergangswiderstand durch das Glas bemerkbar macht. Das führt dazu, daß man anstelle der Spannung U die Beziehung $\frac{1}{U^2} = \frac{1}{U^2} + \frac{1}{U_H^2}$ einsetzen muß. D.h. also die Gleichung:

$$\log \left[\frac{U^2 \cdot U_H^2}{U_H^2 - U^2} \right] = m \cdot \log(v - v_0) + C$$

gilt.

Für den Pt-100 Fühler mit $\ddot{u} = 1.1$ ergaben sich damit die

$$v_0 = 0,200 \text{ cm/s}; \quad m = 0,249 \pm 0,003; \quad C = 0,763 \pm 0,003; \quad U_H = 4,69$$

In Abb.3.9 und 3.10 sind die Eichkurven für die DISA-Sonde und den Eigenbauhitzeleiterdrahtfühler dargestellt.

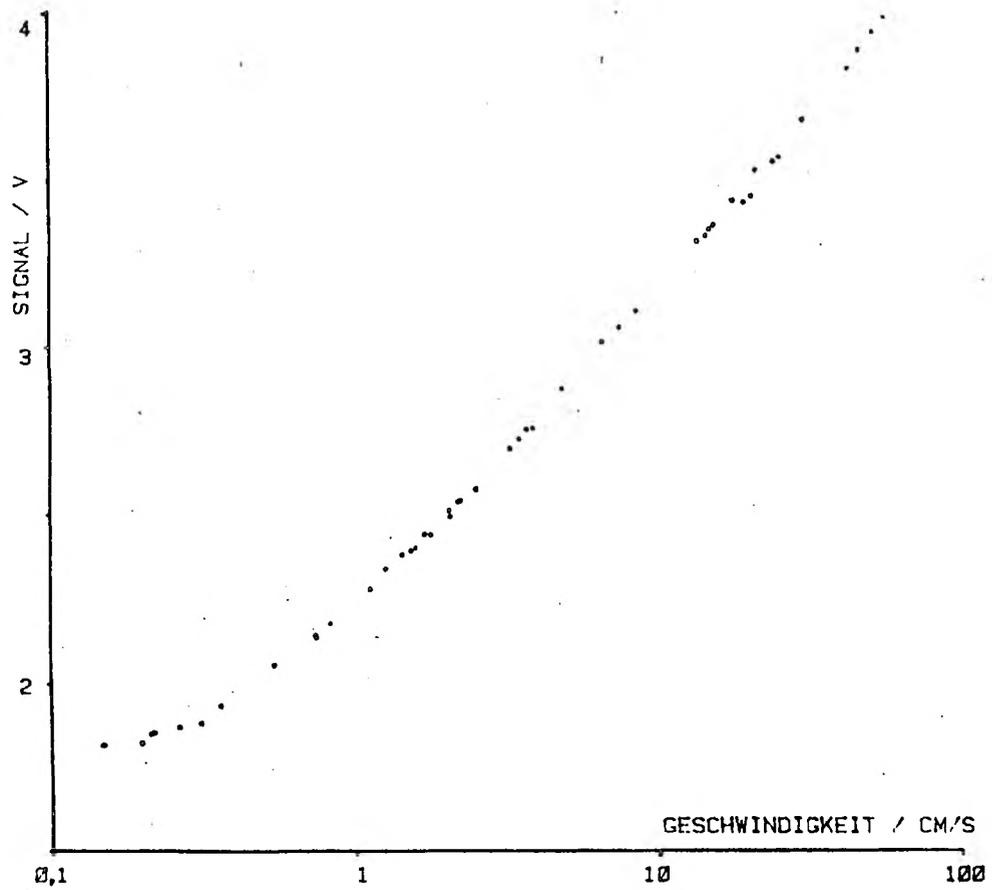


Abb.3.9: Eichkurve für die DISA-Sonde

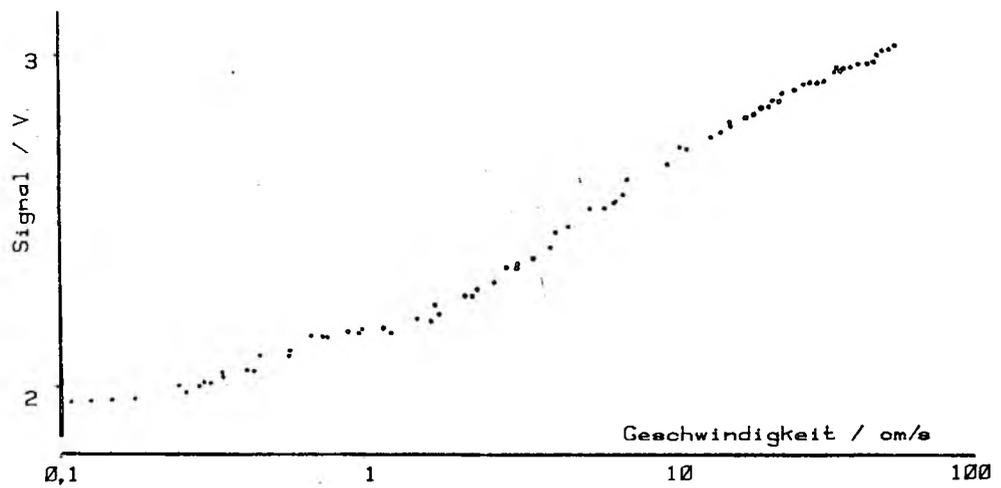
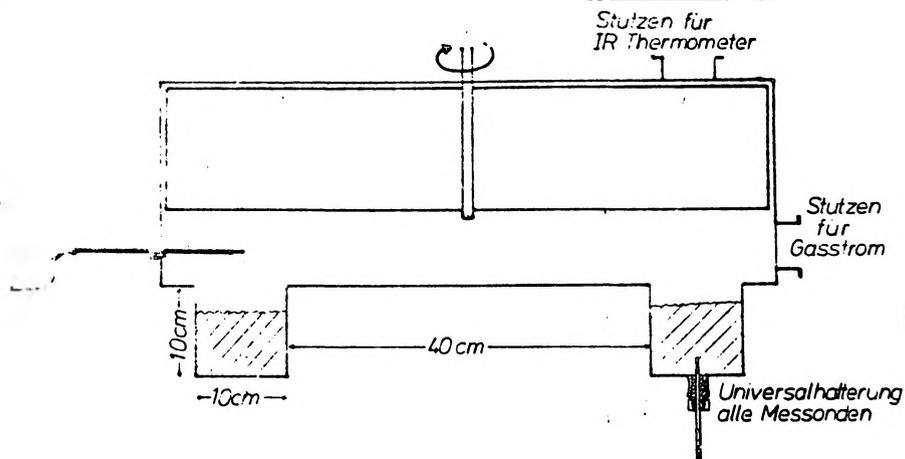


Abb.3.10: Eichkurve für die Eigenbauhitze drahtsonde

4. Experimente

4.1 Kurze Beschreibung des Wind-Wasser Kanals

Der zirkuläre Wind-Wasser Kanal hat einen mittleren Durchmesser von 50 cm und einen quadratischen Querschnitt von 10x10 cm. Abb.4.1 zeigt Skizzen der Querschnitte.



Schnittdiagramm durch den Wind-Wasser-Kanal. Im horizontalen Schnitt (unten) sind die Positionen der Universalthalterungen skizziert. Die Glasscheibe ermöglicht Lasermessungen durch den Boden der Wasserrinne.

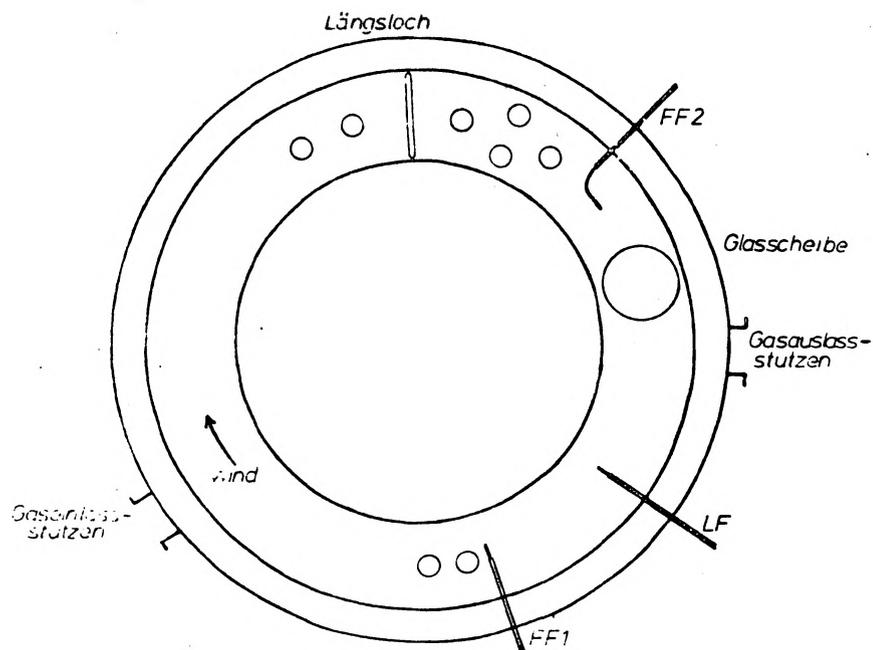


Abb.4.1: Querschnitte durch den zirkulären Wind-Wasser Kanal

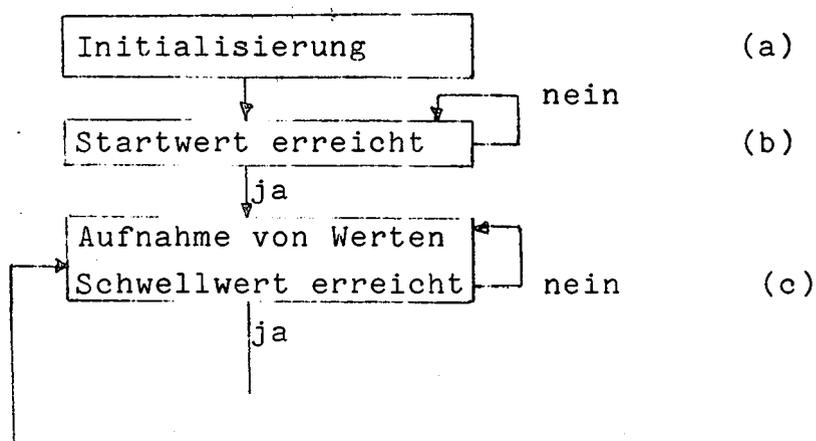
Für die Messungen wurde das Längsloch benutzt. Zur Aufnahme der Profile war der Sondenhalter über ein Getriebe mit einem Motor verbunden, so daß Profile in vertikaler (z-) Richtung gefahren werden konnten. Außerdem wurden die Sonden radial im Längsloch verschoben, so daß über die Kanalbreite verteilt Profile und auch An- und Abklingkurven gemessen werden konnten.

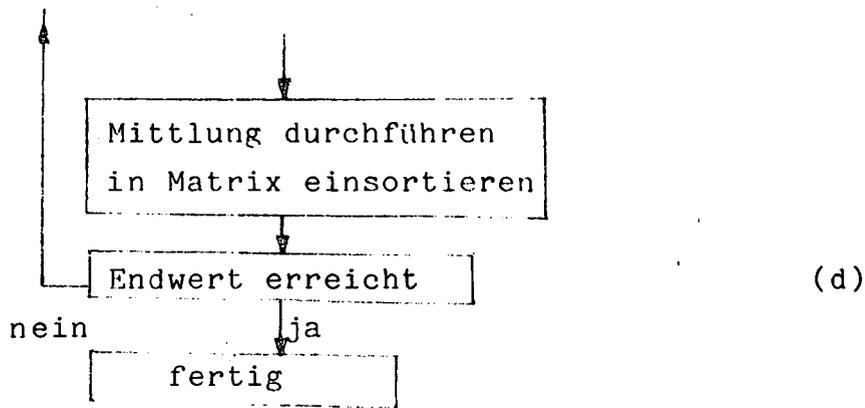
4.2 Stömungsverhältnisse im Kanal

4.2.1 Aufnahme der Profile

Zur Aufnahme der Profile wurde die DISA-Sonde Typ 55R11 in eine bestimmte Position im Kanal gebracht und dann langsam (ca. 1 cm/min) von ca. 2 cm unter der Wasseroberfläche hochgefahren, bis die Sonde aus dem Wasser tachte und dann wieder zurück bis in etwa die gleiche Höhe. Während der Auf- bzw. Abwärtsbewegung wurden von dem Mini-Rechner (LSI 11/2) über ein ADC laufend Spannungswerte von der DISA-Elektronik aufgenommen, zwischen Schwellen gemittelt und in eine Matrix (200 Werte) einsortiert. Gleichzeitig wurde jeweils die Höhe durch ein mitlaufendes Potentiometer ermittelt und ebenfalls abgespeichert.

Programmstruktur





(a) Initialisierung: Bei der Initialisierung wird die Sonde in eine bestimmte Position gebracht und die Potentiometerspannung eingelesen, danach in eine 2 cm entfernte Position. Daraus wird die Eichkonstante für die Höhe berechnet. Die Sonde wird noch in die oberste und unterste Position gestellt und der Anfangs- bzw. Endwert eingelesen.

(b) In einer Schleife wird laufend der Startwert mit dem aktuellen Potentiometerwert verglichen.

(c) Es werden laufend Werte vom Anemometer und vom Potentiometer eingelesen und aufaddiert, bis der Schwellenwert erreicht ist. Die Werte werden durch die Anzahl dividiert und in die Matrix eingeschrieben.

(d) Beim Erreichen des oberen Schwellenwerts ist die Messung beendet.

Um Sekundärströmungen, d.h. Strömungen, die nicht tangential verlaufen zu ermitteln, wurden jeweils an einem Ort im Kanal Profile mit unterschiedlicher Winkelstellung der Sonde zur Hauptströmung gemessen. Da die Sonde eine Richtungscharakteristik hat, kann man durch Kurvenanpassung in jeder Ebene den Winkel und Betrag der Gesamtströmung ermitteln. Dies wird jedoch durch auf- bzw. absteigende Strömung verfälscht.

4.2.2 Darstellung der Strömung und Auswertung

Abb.4.2 zeigt das direkte Signal der Sonde bei verschiedenen Profilmessungen unter verschiedenen Anstellwinkeln.

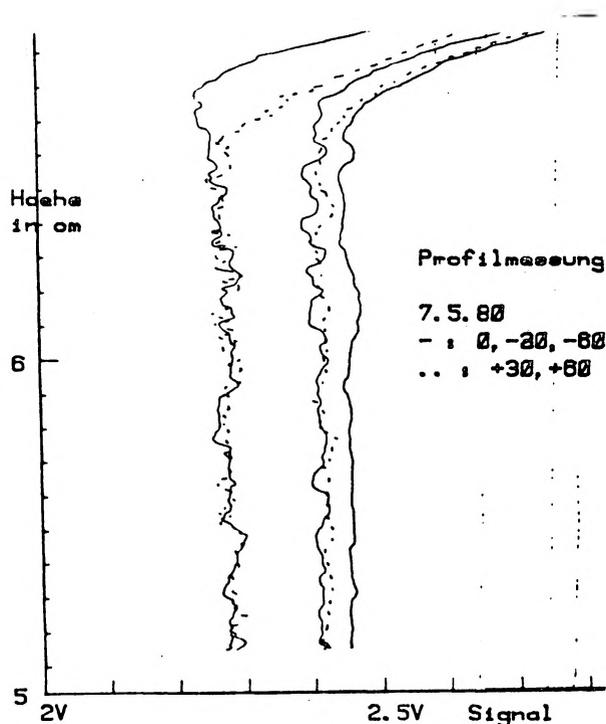


Abb.4.2: Sondensignal bei Profilmessungen unter verschiedenen Anstellwinkeln (durchgezogene Linien von links 0, -30, -60; punktierte Linien +30, +60)

Als Test für die Reproduzierbarkeit wurden 2 Profile hintereinander aufgenommen und gemittelt und das gemittelte mit dem Original verglichen. Abb.4.3 und 4.4 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung des zunächst aufgenommenen und des gemittelten Profils.

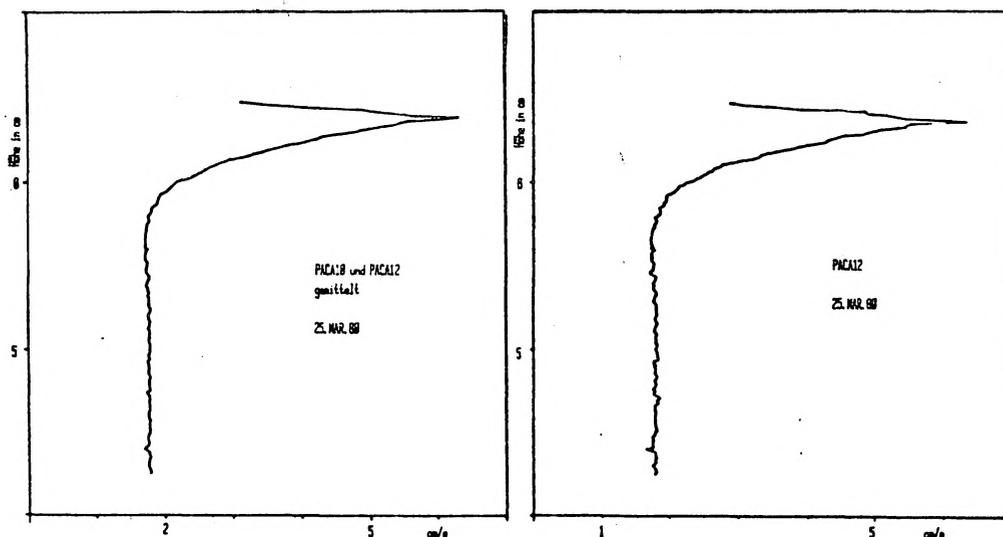


Abb.4.4

Abb. 4.3

Abb.4.3 und 4.4: Originalprofil, gemittelttes Profil

Um Verschiebungen in der Mechanik auszugleichen, wurde der Augenblick, wenn die Sonde aus dem Wasser taucht - was einen plötzlichen Signalanstieg bewirkt - als Marke benutzt und die Profile auf diese Marke hin verschoben. Danach wurden dann Parabelfits in der Ebene durchgeführt, siehe Abb.4.5 .

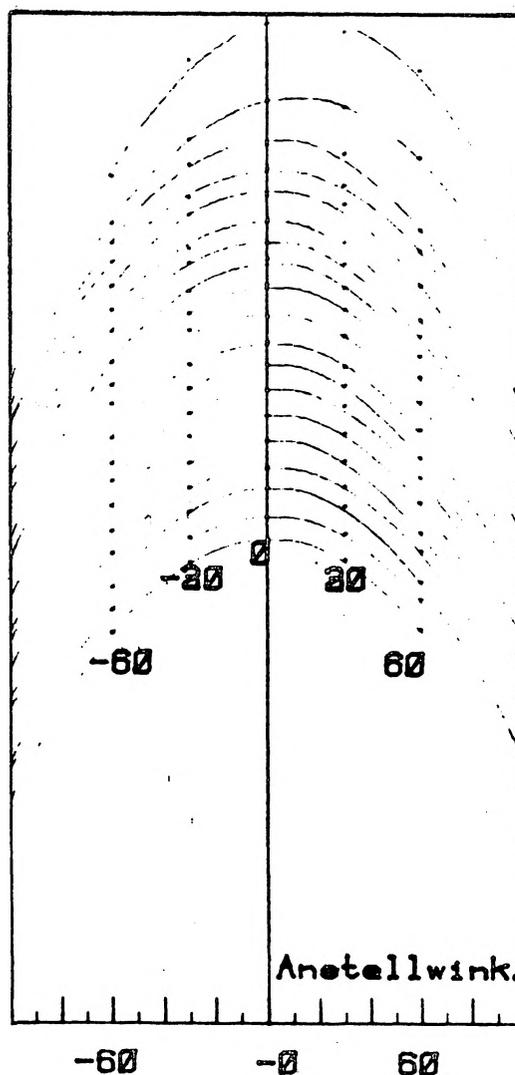


Abb.4.5: Parabelfits in den Ebenen zur Bestimmung der Strömungswinkel

Abb.4.6 zeigt die aus den Parabeln berechneten Winkel. Man erhält eine Auslenkung aus der Tangentialrichtung der Strömung um ca. 15° und zwar mit dem Maximum etwa 2 mm unter der Wasseroberfläche (bei einer Windgeschw. von 1,2 m/s), d. h. also nicht an der Wasseroberfläche hat man die größte Strömung nach außen, sondern etwas unterhalb. Beobachtungen von Schmutzteilchen an der Wasseroberfläche haben gezeigt, daß die Geschwindigkeit an der Oberfläche sogar tangential verläuft (zumindest

In Abb.4.7 sind die Profile der Wassergeschwindigkeit bei einer Windgeschwindigkeit von 1,2 m/s dargestellt. Aus diesen Profilen (Steigung in der Grenzschicht) wurde der Impulseintrag durch die Oberfläche bestimmt und u_* nach $u_* = \sqrt{\nu \cdot \frac{dv_x}{dz}}$ berechnet. Der Berechnung liegt die Annahme zugrunde, daß es sich um laminare Strömung in der Grenzschicht handelt. Dann

gilt die Beziehung $K = \eta \cdot A \cdot \frac{dv_x}{dz}$

oder $K/A = \tau = \eta \cdot \frac{dv_x}{dz}$ wegen $\tau = \rho \cdot u_*^2$

ergibt sich dann $u_* = \sqrt{\nu \cdot \frac{dv_x}{dz}}$

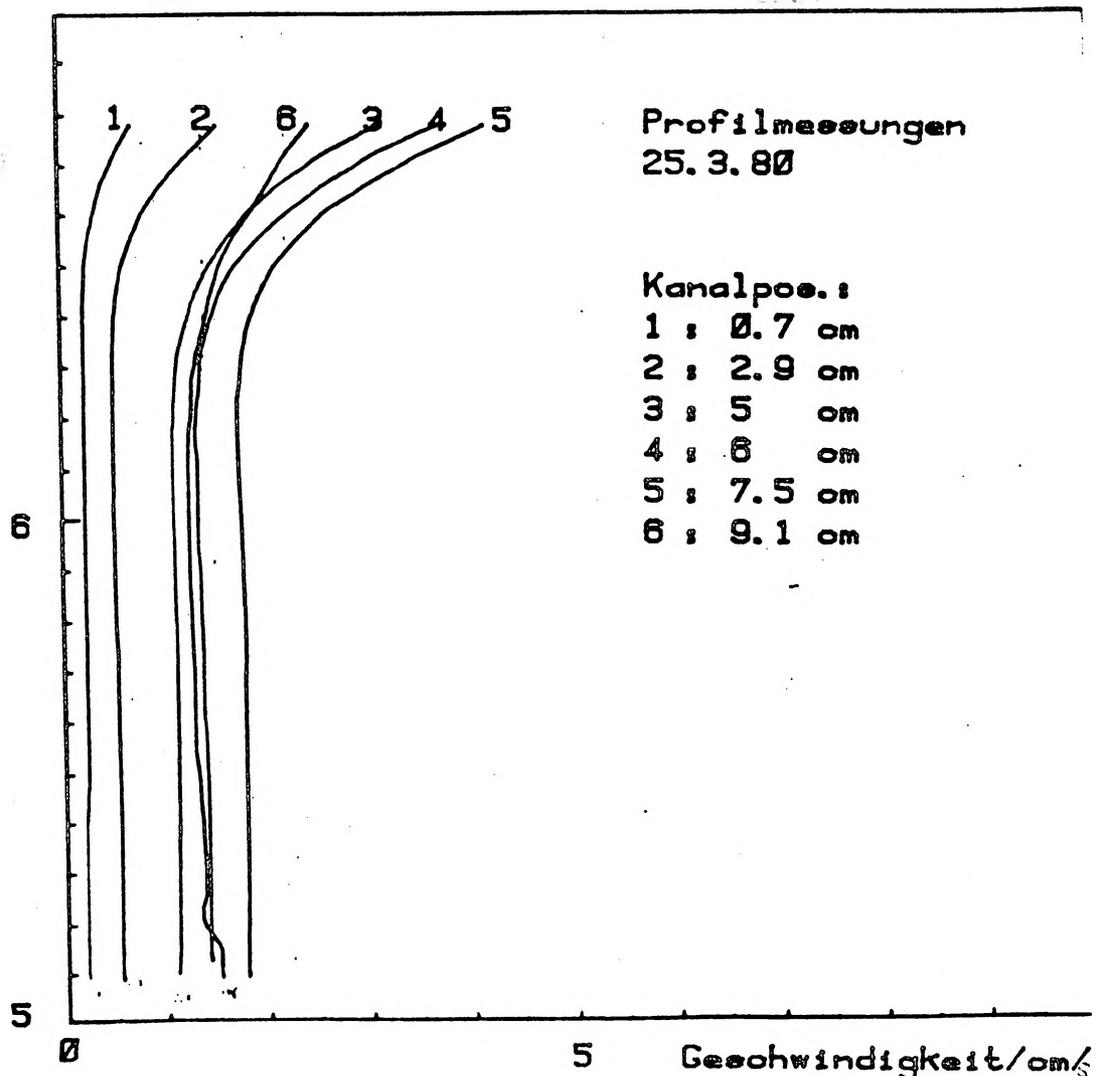


Abb. 4.7: Profile der Wassergeschwindigkeit an verschiedenen Kanalpositionen

In Abb.4.8 ist u_* eingezeichnet und zusätzlich die radiale Geschwindigkeitsverteilung in der Tiefe (Mittelwert der Geschwindigkeit über ein Profil) eingetragen.

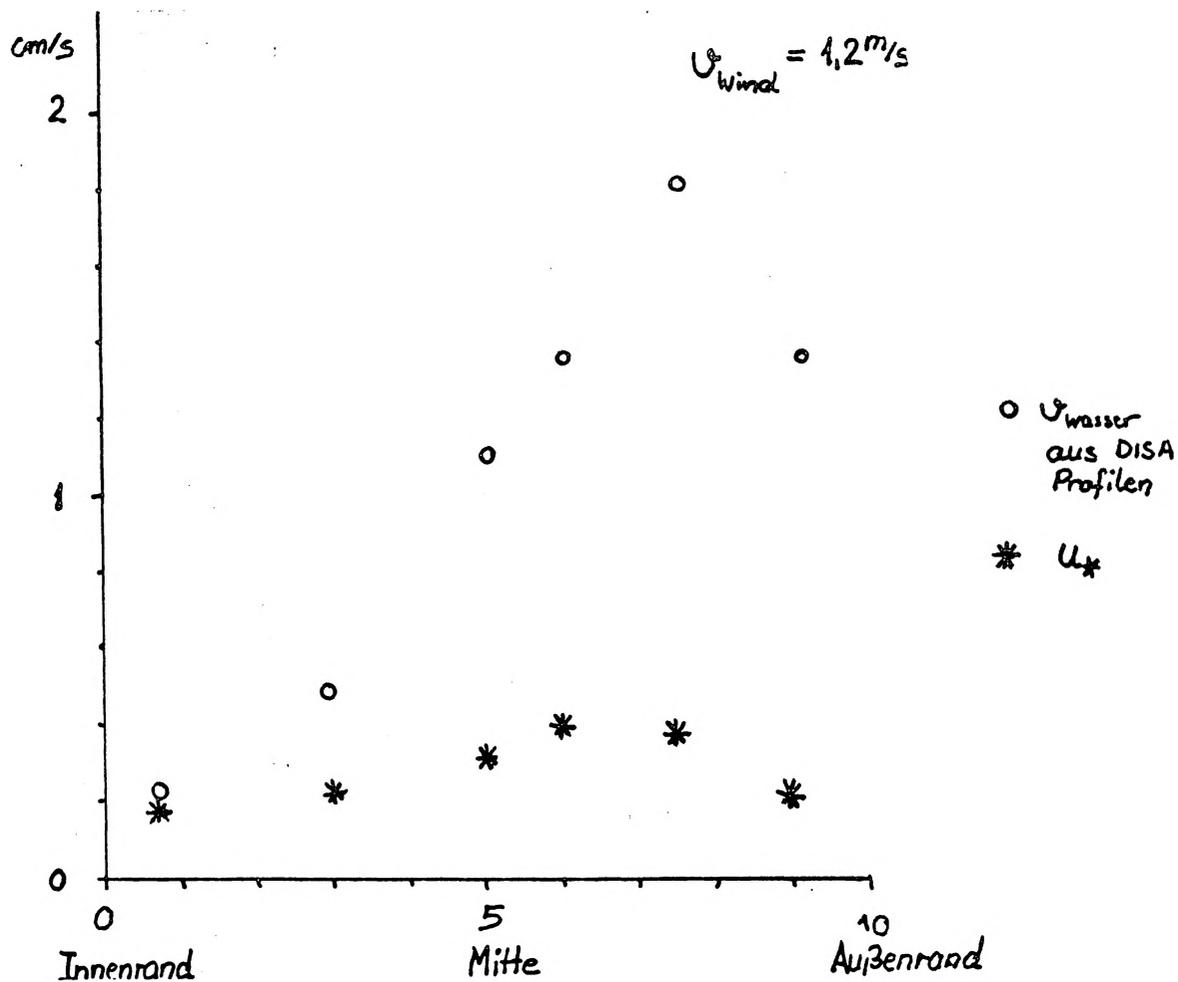


Abb.4.8: Geschwindigkeits- und u_* - Verteilung über die Kanalbreite

Durch grafische Integration erhält man einen Mittelwert für u_* von $u_* = 0,13 \text{ cm/s}$

Es wurde in das Boxmodell der Impulseintrag der Messung (Abb.4.8) eingesetzt. In Abb.4.9 ist u_* und die Geschwindigkeit in der Tiefe dargestellt.

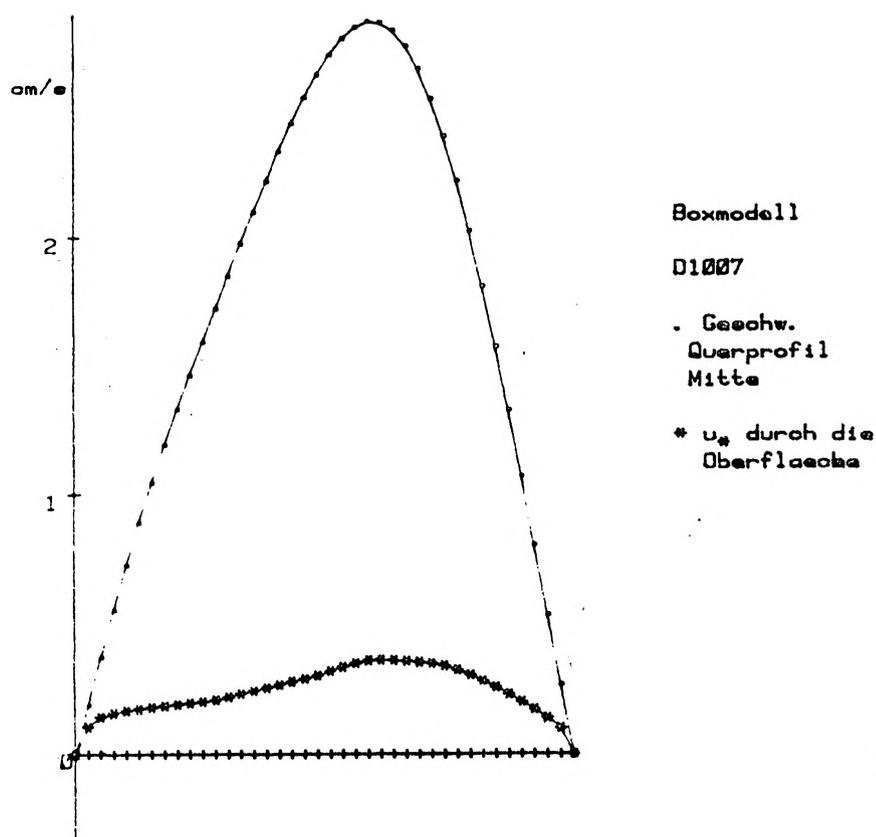


Abb.4.9: Berechnung der Strömung mit dem Boxmodell mit dem Impulseintrag der Messung

Es zeigt sich, daß das Geschwindigkeitsprofil noch zu symmetrisch ist. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Trägheitsterme in der Navier-Stokes Gleichung vermutlich nicht vernachlässigt werden dürfen, denn die bewirken, daß "Tangentialgeschwindigkeit" nach außen und nach unten transportiert wird.

4.3 Bestimmung von u_* aus Abklingkurven

Im Gleichgewicht d.h. stationäre Wasserströmung ist die Kraft durch den Windschub gleich der Bremskraft durch die Kanalwände. Für den Fall des abklingens der Strömung kann man unter sehr vereinfachenden Annahmen die Differentialgleichung

$$g \cdot A \cdot h \cdot \frac{\partial v}{\partial t} = -K \quad \text{mit} \quad K = A \cdot g \cdot u_*^2$$

aufstellen

K an der Wand
angreifende Kraft
 g Dichte des Wassers

Wenn man noch annimmt, daß $u_* \sim v$ also $u_* = k \cdot v$ ist, dann lautet die Differentialgleichung

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{k^2}{h} \cdot v^2 = 0$$

mit der Lösung

$$v = \frac{v_0}{1 + \frac{k^2 \cdot v_0 \cdot t}{h}}$$

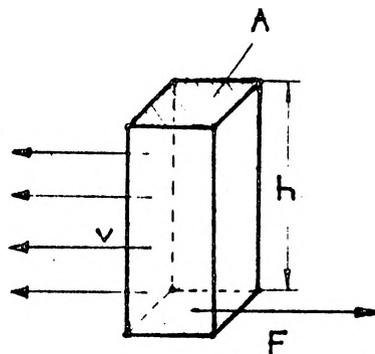


Abb.4.10: Skizze zum Abklingen der Strömung

Durch Kurvenanpassung erhält man k und somit u_* .

Es wurden auch Kurvenanpassungen mit einer Geraden (für die ersten wenigen Werte der Abklingkurve) und ein Fit mit exponentiellem Abfall versucht, jedoch ergab die Anpassung nach obiger Formel die geringsten Abweichungen.

$$v = v_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{k^2 \cdot v_0 \cdot t}{h}} \quad \tau = \frac{h}{k^2 \cdot v_0}$$

$$u_* \sim 0,1 \cdot v \Rightarrow k \sim 0,1 \quad \tau \approx \frac{h}{10^{-2} \cdot v_0} \approx 10^2 \frac{h}{v_0}$$

großer Windkanal: $h \approx 30 \text{ cm}$ $v_0 \approx 10^{-2} \cdot u$ $u = \text{Windgeschwindigkeit}$

$$\Rightarrow \tau \approx 10^4 \frac{h}{u} \quad u = 5 \cdot 10^2 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \quad h = 30 \text{ cm} \Rightarrow$$

$$\tau \approx 10^2 \frac{30}{5} \text{ sec} \approx 600 \text{ sec} \approx 10 \text{ min} ?$$

5 min

Meßwertaufnahme beim Abklingen der Strömung:

Durch den Rechner wurde nach dem Abschalten des Windes in vorher festgelegten Zeitabständen das Signal der Eigenbausonde eingelesen. Danach wurde das Signal in Geschwindigkeit umgerechnet und anschließend die Kurvenanpassung für die Bestimmung von u_* durchgeführt. Dieses Verfahren wurde an verschiedenen Kanalpositionen und bei unterschiedlichem Wind angewandt.

Abb.4.11 zeigt exemplarisch einige Abklingkurven und eine Kurve für den Verlauf der Strömung beim Einschalten des Windes.

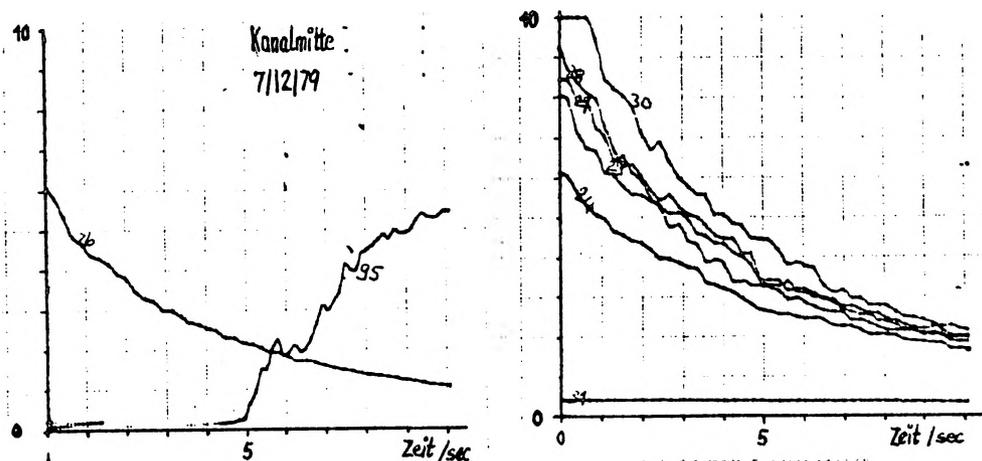


Abb.4.11: Abklingen der Strömung als Funktion der Zeit
Die Geschwindigkeiten sind direkt nach jeder Messung durch den Rechner als Funktion der Zeit ausgegeben
(Die Nummern bei den Kurven sind die Nummern der jeweiligen Messung)

In den Abb.4.12 und 4.13 sind die so bestimmten Verteilungen von u_* über den Kanalquerschnitt dargestellt und zwar in Abb.4.12 bei glatter und in Abb.4.13 bei rauher Wasseroberfläche.

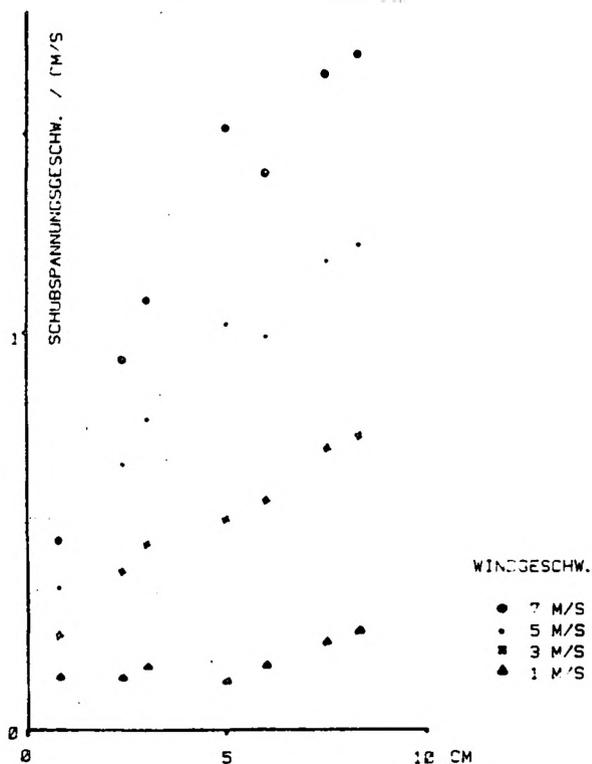


Abb.4.12: u_* -Verteilung
glatte Wasseroberfläche

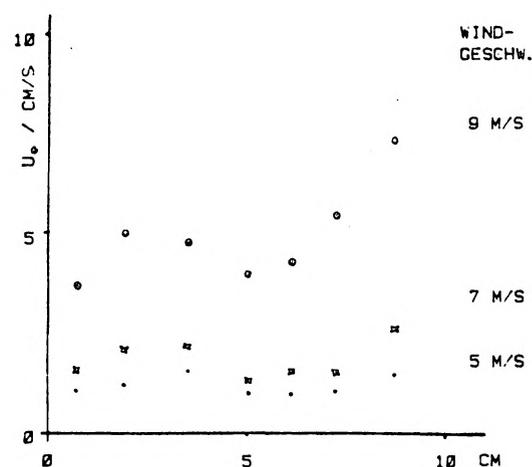


Abb 4.13: u_* -Verteilung
rauhe Wasseroberfläche

Die kleinere Schubspannungsgeschwindigkeit in der Mitte, die zumindest bei der rauhen Wasseroberfläche signifikant ist, rührt vermutlich daher, daß dort die Wände des Kanals sich nicht so sehr bemerkbar machen.

Aus den Kurven von Abb.4.12 und 4.13 wurden grafisch Mittelwerte für u_* bestimmt und diese in Abb.4.14 eingetragen. Ebenfalls eingetragen sind die Werte für u_* in der Kanalmitte. Diese wurden bisher als Werte für die Parametrisierung des Gasaustauschs benutzt. Es zeigt sich, daß dies für kleine Windgeschwindigkeiten bei glatter Wasseroberfläche in etwa richtig ist. Bei großen Windgeschwindigkeiten sind die Abweichungen jedoch erheblich. Die in Kanalmitte gemessenen Werte liegen ca. 25% zu niedrig.

Die Gerade, die man durch die Punkte bei glatter Wasseroberfläche legen kann, hat die Steigung 0,195 cm/s pro m/s Wind. d.h. also man könnte die lineare Beziehung aufstellen: $u_* = 2 \cdot 10^{-3} u_w$

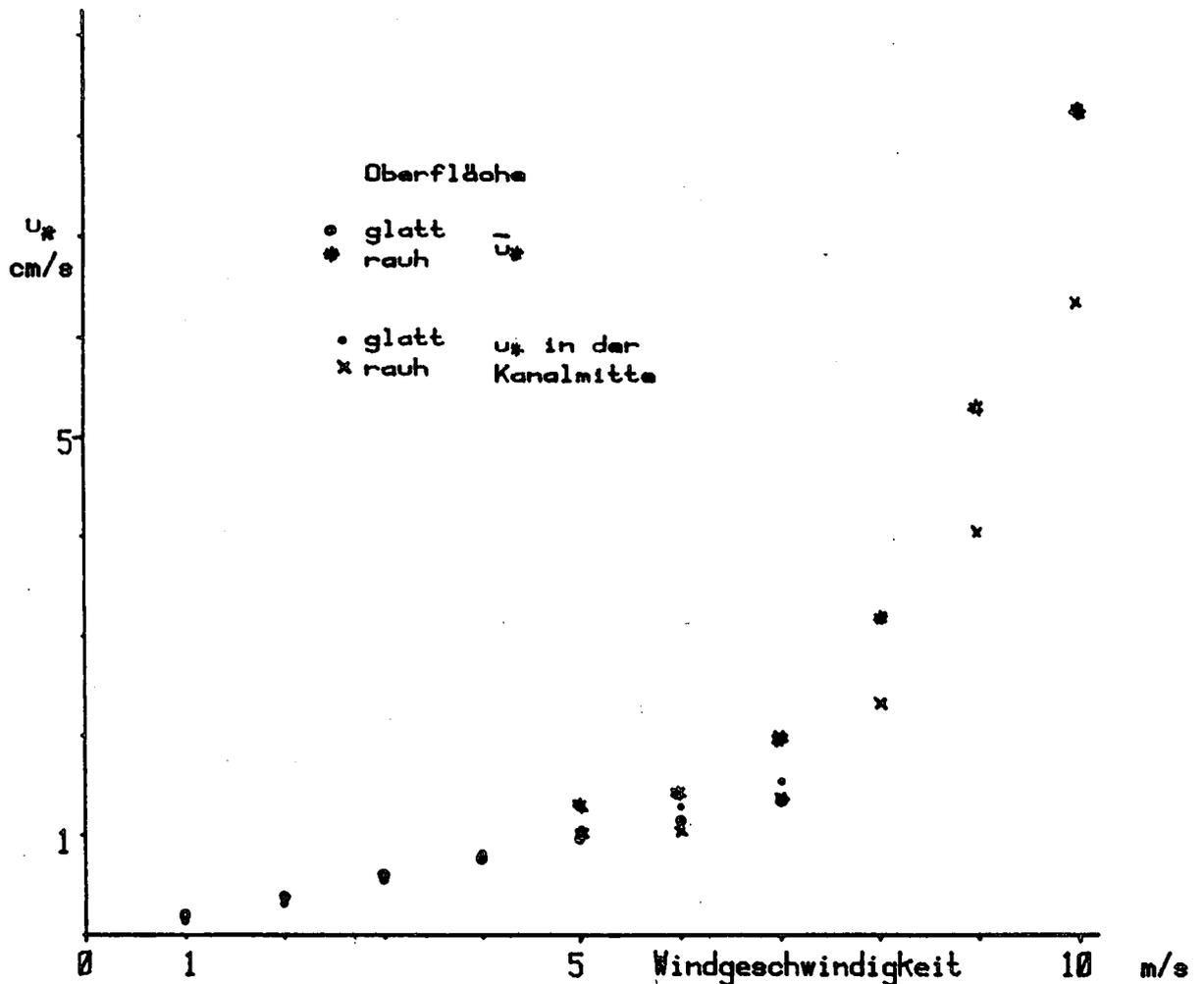


Abb.4.14: u_* als Funktion des Windes im runden Wind-Wasser Kanal

Nach Münnich und Flothmann (1975) erhält man für u_* in Luft über einer glatten Fläche $u_* = u_w/16$

Die Umrechnung auf Wasser erfolgt über die Schubspannung ($\tau_L = \tau_w$)

$$\text{also } u_* = u_{*L} \cdot \sqrt{g_L/g}$$

$$\text{und somit } u_* = 2,2 \cdot 10^{-3} \cdot u_w$$

Die durch die Wasseroberfläche eingetragene Schubkraft

$$\text{ist: } K_{so} = \tau_o \cdot A_o$$

τ_o Schubspannung an der Oberfläche

A_o Wasseroberfläche

A_1, A_2 Außenwand-, Innenwandfläche

Diese Schubkraft verteilt sich auf die Wände und den Boden des Kanals. Die Summe der Kräfte ist im Gleichgewicht Null.

$$\text{Also: } \tau_o \cdot A_o = \tau_o \cdot A_o + \tau_A \cdot A_1 + \tau_i \cdot A_2$$

τ_A Schubspannung an der Kanalauswand

τ_i Schubspannung an der Kanalinnenwand

$$\tau_o = \tau_B + \tau_A \cdot \frac{A_1}{A_o} + \tau_i \cdot \frac{A_2}{A_o}$$

mit $\tau = g u_*^2$

ergibt dies

$$g u_*^2 = g u_{*B}^2 + g u_{*A}^2 \frac{A_1}{A_o} + g u_{*i}^2 \frac{A_2}{A_o}$$

nach Münnich und Flothmann (75) gilt: $u_* = u_w / 16$

und mit der Annahme $u_{*A} = 1,2 \cdot \bar{u}$

$$u_{*i} = 0,8 \cdot \bar{u}$$

u_{*A} Geschwindigkeit am Außenrand

u_{*i} Geschwindigkeit am Innenrand

\bar{u} mittlere Geschwindigkeit =

Geschw. in der Kanalmitte

(Diese Annahme geht von der Vorstellung aus, daß das Wasser wie ein starrer Ring rotiert)

erhält man

$$u_*^2 = (1 + (1,2)^2 \frac{A_1}{A_o} + (0,8)^2 \frac{A_2}{A_o}) \bar{u}^2 / (16)^2$$

Für eine Wasserhöhe von 5 cm hat man folgende Flächen:

$$A_o = 0,157 \text{ m}^2, \quad A_1 = 0,094 \text{ m}^2, \quad A_2 = 0,063 \text{ m}^2$$

und damit $u_* = 0,091 \cdot \bar{u}$

Wenn man davon ausgeht, daß die Wassergeschwindigkeit am Kanalausrand etwa das Doppelte und die am Kanalinnenrand nur 1/10 der Geschwindigkeit in der Kanalmitte hat, dann ergibt die Rechnung

$$u_* = 0,12 \cdot \bar{u}$$

In Abb.4.15 ist die mittlere Schubspannungsgeschwindigkeit als Funktion der Wassergeschwindigkeit in der Mitte des Kanals dargestellt.

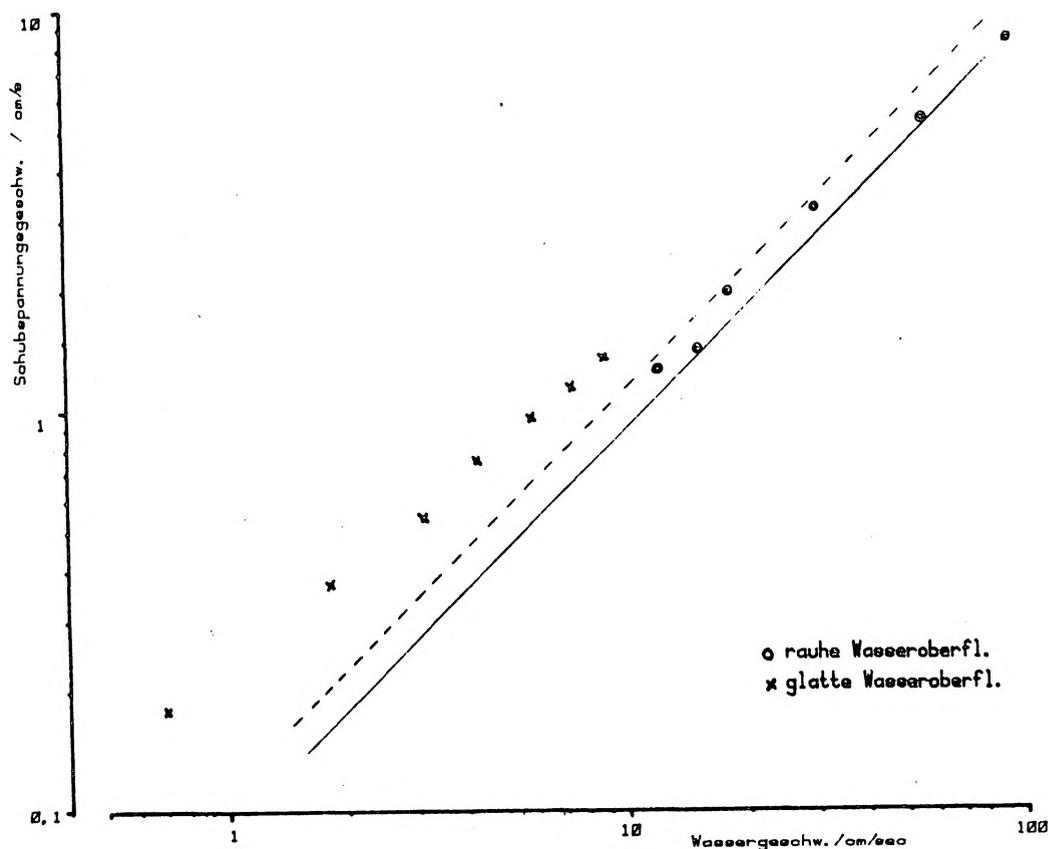


Abb.4.15: Schubspannungsgeschwindigkeit als Funktion der Wassergeschwindigkeit

Ebenfalls eingetragen ist die Gerade nach dem einfachen Modell des umlaufenden Wasserrings $u_* = 0,09 \cdot \bar{u}$ (durchgezogene Linie) und die mit $u_* = 0,12 \cdot \bar{u}$.

Es zeigt sich, daß im glatten Fall die Zentrifugalkräfte einen großen Einfluß auf die Schubspannungsgeschwindigkeit haben, während bei rauher Wasseroberfläche in etwa eine Übereinstimmung mit den beiden Geraden besteht.

Man sieht also, daß die einfache Beziehung von Münnich und Flothmann für den Impulseintrag aus der Luft in das Wasser bei glatter Wasseroberfläche und für den Impulsübertrag von Wasser auf die Kanalwände bei rauher Wasseroberfläche benutzt werden kann.

Anhang

C

C

BERECHNUNG DER BOXEN

C

SUBROUTINE RECH(MD, IPR IOS MI, IC)

C

COMMON/VBAT/V(3,45,45)
COMMON/DIF/Y1(3,45), Y2(3,45), T1(90) T2(90), D(90)
COMMON/VSP/ VS(3,45), TA(1) T(89)
COMMON/BOXZ/ IM, KM
COMMON/KONST/ RR, TR, TZ, TBR, TBZ, AMR
COMMON/ZEIT/ NT, IT, ITO
COMMON/HUDIF/ YO(3,45)
COMMON/MASST/ AM

C

ZR=TR/TZ
RZ=1/ZR

C

DO 5 I=1, KM
D(I)=1/(RR+I)
CONTINUE

C

C

DO 20 IT=ITO, ITO+NT
DO 30 I=2, IM-1
CALL SPE(SP, I)
DO 50 K=2, KM-1
RRK=D(K)
TRRRK=TR*RRK
TTRRRK=TR*TTRRRK

C

C

RADIALKOMPONENTE

C

VR=VS(1, K)
VT=VS(2, K)
V?L=VS(1, K-1)
VRR=VS(1, K+1)
VTL=VS(2, K-1)
VTR=VS(2, K+1)

C

```

C      VRO=Y2(1,K)
      VRH=Y1(1,K)
C
      VTO=Y2(2,K)
      VTU=Y1(2,K)
C
      ZAR=TNR*(VRR-2.*VR+VRL)+TNR*(VRJ-2.*VR+VRO)
      1 +TNR*RRK*(VR-VRL)-TNR*RRK*RRK*VR
C
      V(1,I,K)=VR+ZAR+TRRRK*VT*VT
C
      TANGENTIALKOMPONENTE
C
      ZAT=TNR*(VTL-2.*VT+VTR)+TNR*(VTD-2.*VT+VTU)
      1 +TNR*RRK*(VT-VTL)-TNR*RRK*RRK*VT
C
      V(2,I,K)=VT+ZAT -VR*VT*TRRRK
C
      GO      CONTINUE
      30     CALL SCHIE(BEH)
            CONTINUE
            DO 40 K=2,KM-1
            VM=0.
            DO 50 I=2,IM-1
            VM=VM+V(1,I,K)
            50     CONTINUE
            VM=VM/(IM-2)
            DO 55 I=2,IM-1
            V(1,I,K)=V(1,I,K)-VM
            55     CONTINUE
            40     CONTINUE
            DO 1 I=2,IM-2
            DO 1 K=2,KM-1
            RRK=D(K)
            GZ=((V(1,I,K)-V(1,I,K-1))+V(1,I,K)*RRK)*ZR
            V3=V(3,I,K)-GZ
            V(3,I+1,K)=V3
            CONTINUE
            1     C
            DO 300 I=2,IM-1
            CALL SPE(SP,I)

```

```

DO 600 K=2,K4-1
RRK=D(K)
C
C
C
VZ=VS(3,K)
VZL=VS(3,K-1)
VZR=VS(3,K+1)
C
VZO=Y2(3,K)
VZU=Y1(3,K)
C
C
C
Z-KOMPONENTE
ZAZ=TNR*(VZR-2.*VZ+VZL)+TNE*(VZO-2.*VZ+VZU)
1 +TNR*RRK*(VZR-VZ)
C
V(3 I,K)=VZ+ZAZ
C
C
600 CONTINUE
CALL SCHIE(BEH)
300 CONTINUE
IF(IT.LT.10) GOTO 100
IF(IT.GE.10) ITB=5
IF(IT.GE.100) ITB=50
IF(IT.GE.1000) ITB=500
IF(0.NE.MOD(IT,ITB)) GOTO 100
ITA=IA(1)
ITA=ITA+1
IM2=IM/2
KM2=KM/2
KM1=KM/4
IM1=IM/4
KM3=KM*3/4
IM3=IM*3/4
TYPE*,IT,ITA,IM1,IM3
1V(1,20,KM2),V(2,20,KM2),V(3,20,KM2),ITB
T(ITA)=V(2,20,KM2)
T1(ITA)=V(2,20,KM1)
T2(ITA)=V(2,20,KM3)
TA(1)=ITA
IF(ITA.GE.45) GOTO 100
V(1,ITA,41)=V(1,3,10)
V(2,ITA,41)=V(2,3,10)
V(3,ITA,41)=V(3,3,10)
V(1,ITA,42)=V(1,3,20)
V(2,ITA,42)=V(2,3,20)
V(3,ITA,42)=V(3,3,20)
V(1,ITA,43)=V(1,3,30)
V(2,ITA,43)=V(2,3,30)
V(3,ITA,43)=V(3,3,30)
V(1,ITA,44)=V(2,10,5)
V(2,ITA,44)=V(2,10,20)
V(3,ITA,44)=V(2,10,30)
V(1,ITA,45)=V(2,30,5)
V(2,ITA,45)=V(2,30,20)
V(3,ITA,45)=V(2,30,35)
100 CALL NEURA(HD)
IF(IT.EQ.IPR) CALL PLR(IPR,MI,IK)
C 500 IF(1.EQ.MOD(IT,IOS)) CALL OSZI(IOS,MI,AM,IK)
CALL IPOKE(44,100.OR.IPEEK(44))
IEN=ITTHR(0)
IF(IEN.EQ.1) GOTO 501
20 CONTINUE
501 TYPE*,(NI+ITO) IT
TYPE*,(V(2,2,(KM/2)),V(1,2,(KM/2)),V(3,2,(KM/2)))
IF(IT.GT.10) CALL AB(C)
IF(IT.GT.10) CALL ABT(ITB)
RETURN
END

```

Literaturverzeichnis:

- BAINES, W.D. und D.J. KNAPP. 1965
Wind Driven Water Currents in
Journal of Hydraulics Division HY2
- BROECKER, H.C. W. SIEMS und J. PETERMANN, 1979
The influence of wind on CO₂ - exchange in a
wind wave tunnel, including the effects of monolayers,
J. Marine Res. 36, 595-610
- KROMER, B., 1979
Gasaustausch zwischen Atmosphäre und Ocean-
feldmessungen mit der Radonmethode,
Dissertation, Institut für Umweltp Physik Heidelberg
- JÄHNE, B., 1980
Zur Parametrisierung des Gasaustausches mit Hilfe
von Laborexperimenten,
Dissertation, Institut für Umweltp Physik Heidelberg
- LISS, P.S., 1979
Symposium on "Capillary waves and gas exchange"
Trier 2.-6. July 1979,
DFG Sonderforschungsbereich Meeresforschung Hamburg,
Heft Nr. 17
- MERLIVAT, L., 1979
Study of gas exchange in a wind tunnel,
Symposium on "Capillary waves and gas exchange"
Trier 2.-6. July 1979
DFG Sonderforschungsbereich Meeresforschung Hamburg,
Heft Nr. 17

MÜNNICH, K.O. und FLOTHMANN , 1975
Gasexchange in relation to other air-sea interaction phenomena,
SCOR Workshop on " Air/sea Interaction Phenomena "
Miami 8.-12.Dec.75
(background Papers, prepared for the Ocean Sciences Board
Natl.Res.Council, Wash.D.C. 1977)

PENG et al , 1979
Radon Evasion Rates in the Atlantic and Pacific oceans
as determined during the GEOSECS program.
J.Geoph.Res. 84, 2471-2496

PRANDTL, OSWATITSCH, WIEGHARDT . 1969
Strömungslehre

RÜDEL, W. 1979
Einführung in die Physik der Atmosphäre als Umweltfaktor
Vorlesungsskript, SS 1979, Heidelberg

ROETHER, W. und B.KROMER . 1979
The capability of the Radon method for deducing a
parametrization of air-sea gas exchange,
Symposium on "Capillary waves and gas exchange",
Trier 2.-6.July 1979,
DFG Sonderforschungsbereich Meeresforschung Hamburg,
Heft Nr. 17

SCHLICHTING , 1965
Grenzschichttheorie

WEISS, W. B.JENKINS and K.-H.FISCHER , 1979
Field determination of gas exchange with the
Tritium/Helium-3 method,
Symposium on "Capillary waves and gas exchange"
Trier 2.-6.July 1979,
DFG Sonderforschungsbereich Meeresforschung Hamburg.
Heft Nr. 17