

Untersuchungen zum Einfluß der Temperatur
auf den Gasaustausch

Diplomarbeit
von
Alfred Dutzi

Institut für Umweltphysik der
Universität Heidelberg

- 1984 -

doi: 10.5281/zenodo.14919

Zusammenfassung

Diese Arbeit untersucht den Einfluß der Temperatur auf den Gasaustausch zwischen Luft und Wasser im "rauen Fall". Besonderes Augenmerk galt dabei der Temperaturabhängigkeit der für die Modelle und Empirie interessanten Gasaustausch-Parameter (Schubspannungsgeschwindigkeit, Wellenbild mit mittlerer-quadratischer-Neigung).

Die Messungen wurden am kleinen Wind-Wasser-Kanal des Institutes für Umweltphysik an der Universität Heidelberg durchgeführt. Gemessen wurde bei drei Temperaturen (3, 20, 35°C) im Bereich der Schubspannungsgeschwindigkeit $u_{\text{WASSER}} \cong 0.25 \dots 2.1 \text{ cm/s}$. Zur Erfassung der Verhältnisse an der Wasseroberfläche wurden Neigungsfrequenzspektren aufgenommen. Aus den Spektren wurde die mittlere-quadratische-Neigung bestimmt und die Spektren selbst wurden auf Temperatureffekte untersucht.

Die Temperaturabhängigkeit des Gasaustausches läßt sich allein durch die temperaturabhängige Schmidtzahl beschreiben.

Die in den Gasaustauschmodellen als Parameter benutzte Schubspannungsgeschwindigkeit u_* erwies sich als temperaturunabhängig. Ebenso das Wellenbild bis in den Kapillarwellenbereich.

	Inhaltsverzeichnis	Seite:
	Zusammenfassung	1
1.	Einleitung	3
2.	Zur Theorie des Gasaustausches	6
2.1	Das Pufferschicht-Modell	7
2.2	Das Deacon-Modell	10
2.3	Das Oberflächenerneuerungs-Modell	11
2.4	Zum Einfluß der Temperatur auf den Gasaustausch	12
3.	Meßapparatur, Meßgrößen und Meßmethoden	21
3.1	Meßapparatur	21
3.2	Oberflächenfilmabsaugung	21
3.3	Windgeschwindigkeit	22
3.4	Temperatur	23
3.5	Leitfähigkeit und CO ₂ -Konzentration	23
3.6	Bulk- und Schubspannungsgeschwindigkeit	25
3.6.1	Messung der Bulkgeschwindigkeit	25
3.6.2	Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit	26
3.7	Neigungsfrequenzspektren, die Wellenmeßmaschine und ihre Eichung	28
4.	Messungen	32
4.1	Vorbemerkungen	32
4.2	Temperaturabhängigkeit der Parameter (v_{BULK} , u_* , $m-q-n$)	34
4.3	Bemerkungen zum Wellenbild	35
4.4	Überblick über die Messungen, Parametrisierung der Transfergeschwindigkeit	39

4.5	Abschätzung des Schmidtzahlexponents	40
4.6	Abschätzung der Diffusionskonstante für horizontale Mischung im Kanalwasser.	43
4.7	Die Resultate, ihre Einschätzung, Ausblick	46
Anhang		
A1	Liste der benutzten Symbole und Abkürzungen	49
A2	Die Meßergebnisse in tabellarischer Form	51
	Literaturverzeichnis	52

1. Einleitung

Wachsendes Interesse am Problem des Gasaustausches zwischen Luft und Wasser führte in den letzten Jahren zu einer großen Zahl von Untersuchungen und Messungen auf diesem Gebiet.

Die Arbeiten erstreckten sich sowohl auf Feld- als auch auf Laborexperimente. Zum Überblick siehe Jähne (1982) und Brutsaert and Jirka (ed., 1983). Während die Feldarbeiten sich mit den realen Bedingungen der Umwelt direkt beschäftigen und in vielen Situationen den "Launen der Natur" ausgesetzt sind, ermöglichen die Labormessungen die Untersuchung mehr grundlegender Zusammenhänge in "kontrollierten Verhältnissen".

Trotz der gestiegenen Anstrengungen ist das grundlegende Verständnis in vielen Punkten noch mangelhaft. Nur für wohldefinierte äußere Bedingungen gibt es brauchbare Modellvorstellungen. Als Parameter dienen in den Modellen die Schubspannungsgeschwindigkeit (u_*) und die Schmidtzahl ($Sc = \text{kinemat. Zähigkeit } \nu / \text{molekulare Diffusionskonstante } D$), deren Exponent von Modell zu Modell variiert.

Das Deacon-Modell mit seiner $Sc^{-2/3}$ Abhängigkeit liefert gute Ergebnisse für den Gasaustausch über eine (aerodynamisch) glatte Oberfläche, d.h. keine oder nur geringe Wellenausbildung (glatter Fall). Das verstärkte Auftreten von Wellen (rauer Fall) und die damit einhergehende Erhöhung der Gasaustauschraten gegenüber dem glatten Fall, bei gleichzeitiger Veränderung der Schmidtzahlabhängigkeit ($Sc^{-2/3} \rightarrow Sc^{-1/2}$), ist durch Experimente vielfach belegt (Broecker et al. 1978, Jähne et al. 1983, Huber 1984). Diese Befunde konnten jedoch bisher nicht in eine geschlossene Modellvorstellung umgesetzt werden.

Das Oberflächenerneuerungs- (oder auch r -) Modell, mit seinem statistischen Ansatz zur Beschreibung der

Transportvorgänge an der Grenzschicht, kann den Gasaustausch im rauhen Fall nur zum Teil richtig beschreiben. So konnte durch neuere simultane Messungen mit mehreren Tracern die $Sc^{-1/2}$ -Abhängigkeit dieses Modelles bestätigt werden (Huber 1984). Andererseits reicht aber der Parameter der Schubspannungsgeschwindigkeit nicht aus, um die Erhöhung des Austausches zu erfassen. Vielmehr ist ein weiterer Parameter zur Erfassung der Oberflächeneigenschaften notwendig. Als möglicher Parameter erwies sich die mittlere quadratische Neigung (Huber 1984, Jähne et al. 1983).

Von großer Bedeutung für die Effizienz von Gasaustauschprozessen ist die Temperatur. Sie geht in die Modelle nicht als explizite Größe ein, sondern spiegelt sich in allen Parametern nur indirekt wieder. Der modellmäßig erfaßte Temperatureinfluß ist vor allem eine Folge der temperaturabhängigen Schmidtzahl, welche sich aus den gegenläufig temperaturabhängigen Größen der kinematischen Zähigkeit ν des Mediums und der molekularen Diffusionskonstanten D der Beimengung (Tracer) zusammensetzt.

Inwieweit die Schubspannungsgeschwindigkeit temperaturabhängig ist, oder ob der Schmidtzahlexponent außer von den Oberflächenverhältnissen (glatt-rauh) auch von der Temperatur abhängt, ist unbekannt. In der Literatur finden sich keine Veröffentlichungen über direkte Messungen an Windkanälen zur Frage der Temperaturabhängigkeit.

Die vorliegende Arbeit, die auf Messungen von Gasaustauschraten bei drei Temperaturen (3°, 20°, 35°C) basiert, ist der Versuch, den Einfluß der Temperatur auf den Gasaustausch detailliert zu untersuchen.

2. Zur Theorie des Gasaustausches

Das antreibende Moment des diffusiven Transports von Beimengungen durch ein Medium (Wasser/Luft) zur Phasengrenze (Wasseroberfläche) ist ein Konzentrationsgradient entlang des Weges zur Grenzfläche. Die Stärke des Transportes wird durch den Begriff der Stromdichte- j erfaßt. Sie läßt sich nach dem 1.Fickschen Gesetz bestimmen. Bei formal gleicher Behandlung des turbulenten Transportes gilt nach dem Fickschen Gesetz im eindimensionalen Fall:

$$dq(z)/dz = -j/(K(z)+D)$$

wobei: D -molekulare Diffusionskonstante
 K -turbulente Diffusionskonstante

Eine charakteristische Größe für den Transportvorgang zwischen zwei Punkten ist der Transferwiderstand R . Er bestimmt sich, in Analogie zum elektrischen Widerstand, als Quotient von Potential-(Konzentrations-)differenz und Stromdichte.

$$R_{z_1, z_2} = -(q(z_2) - q(z_1)) / j = \int_{z_1}^{z_2} 1 / (K(z) + D) dz \quad (2.1)$$

R hat die Dimension Zeit/Länge. Den Kehrwert $w = R^{-1}$, mit der Dimension einer Geschwindigkeit, nennt man Transfervgeschwindigkeit. Die anschauliche Bedeutung von w ist die Wanderungsgeschwindigkeit einer Konzentrationssäule durch das beobachtete Volumen. Wie beim elektrischen Analogon so gilt auch hier: Der Gesamttransferwiderstand über mehrere Strecken hintereinander ergibt sich aus der Summe der Einzelwiderstände.

$$R_{\text{ges.}} = R_1 + R_2 + R_3 + \dots$$

$$\text{oder: } w_{\text{ges.}}^{-1} = w_1^{-1} + w_2^{-1} + w_3^{-1} + \dots$$

Für die Berechnung der Transferwiderstände nach Gleichung 2.1 ist es notwendig, das Konzentrationsprofil bzw. die molekulare und turbulente Diffusionskonstante und deren z-Abhängigkeit zu kennen.

Zur theoretischen Bestimmung von Transferwiderständen nach Gleichung 2.1 dienen verschiedene Modelle. Sie unterscheiden sich im Grad der Vereinfachungen und in der angenommenen z-Abhängigkeit für die turbulente Diffusionskonstante $K(z)$. Im Folgenden sollen einige wesentliche Modelle des Gasaustausches beschrieben werden.

2.1 Das Pufferschicht-Modell

Für diese Modelle wird die turbulente Diffusionskonstante von Stoff und Impuls als gleich groß betrachtet.

$$K_p = K_s = K$$

Desweiteren gehen die Modelle von neutraler Schichtung im Medium aus. Im betrachteten Bereich der Höhe z soll die Stromdichte j konstant sein; das heißt: es gibt keine Quellen oder Senken für die betrachtete Beimengung (Tracer). Beim Pufferschichtmodell wird der Bereich an der Phasengrenze in drei Schichten eingeteilt. (Wir betrachten die Verhältnisse wie sie sich wasserseitig darstellen).

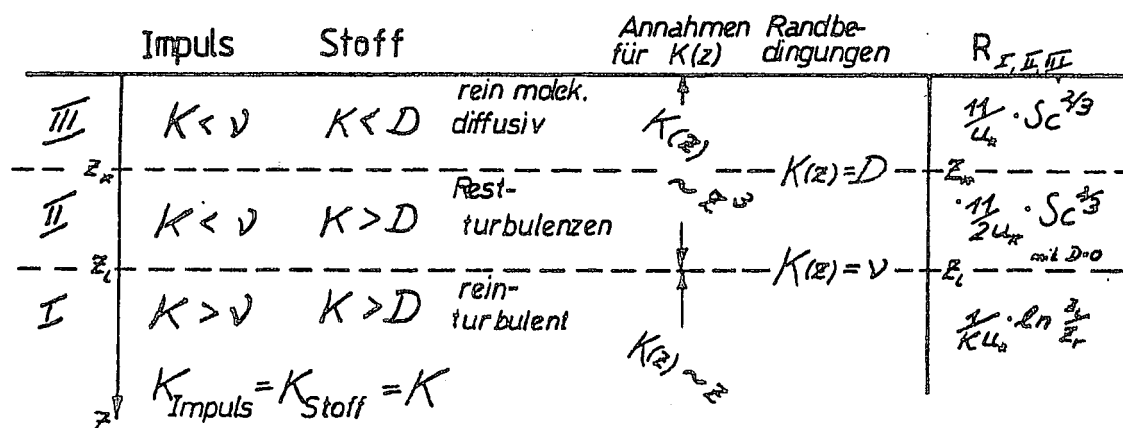


Abb.2.1: Das Pufferschicht-Modell, die Einteilung der Schichten mit den wesentlichen Annahmen und Größen.

Zur Bestimmung der Transferwiderstände der einzelnen Schichten werden für die z -Abhängigkeit der Diffusionskonstanten D und K bestimmte Annahmen gemacht (Abb.2.1). Für den Widerstand R_{II} der Pufferschicht wird der Beitrag der molekularen Diffusion vernachlässigt und K proportional z^3 angesetzt. Die z^3 -Abhängigkeit ergibt sich aus Kontinuitätsbetrachtungen an der Wasseroberfläche (Jähne 1980). Mit den Randbedingungen

$$K(z_1) = \nu \quad K(z_*) = D$$

ergibt sich:

$$K(z) = \nu \cdot (z/z_1)^3 \quad \text{für } z \leq z_1$$

und wegen $K(z_*) = D = \nu \cdot (z/z_*)^3$:

$$z_* = z_1 \cdot Sc^{-1/3}$$

Damit kann R_{II} der Pufferschicht bestimmt werden als:

$$R_{II} = \int_{z_i}^{z_g} (z_1^3/\nu) * z^{-3} dz = 11/2 u_* * (Sc^{2/3} - 1) \quad \text{mit: } \begin{array}{l} z_1 = z_0 \nu / u_* \\ z_0 = 11 \end{array}$$

$$R_{II} = 11/2 u_* * Sc^{2/3} \quad \text{für } Sc \gg 1$$

Für den molekular-laminaren Bereich der Schicht III wird der Beitrag der turbulenten Diffusion vernachlässigt und die Integration der Gleichung (2.1) ergibt mit den Randbedingungen:

$$R_{III} = z_*/D = 11\nu/(u_*D) * Sc^{-1/3} = 11/u_* * Sc^{2/3}$$

Der Gesamtwiderstand R_s , der den Transport kontrolliert, ergibt sich somit als Summe von R_{II} und R_{III} zu

$$R_s = (16.5/u_*) * Sc^{2/3}$$

$$\text{oder } w_s = u_*/(16.5 * Sc^{2/3}) \quad \text{für } Sc \gg 1$$

Ein wesentlicher Mangel des Pufferschichtmodells ist die Vernachlässigung der molekularen Diffusion in der Pufferschicht. Ein Modell, das diese Vereinfachung vermeidet, ist das Modell von Deacon (Deacon 1977).

2.2 Das Deacon-Modell

Deacon hat für seine Bestimmung des Transferwiderstandes ebenfalls die Integralgleichung (2.1) benutzt und für $K(z)$ einen Ansatz gemäß dem Reichardtschen Geschwindigkeitsprofil (Reichardt 1951) gewählt. Darüber hinaus wird die turbulente Schmidtzahl- Sc_T ($=K$ für Impuls / K für Stoff) gleich eins gesetzt.

$$K(z) = \kappa u_* z_L (z/z_L - \tanh z/z_L) \quad \text{mit } z_L = z_0 \nu / u_*$$

$\kappa = \text{Karman-Konstante}$

Die Größe z_0 hat Deacon aus dem universellen Windprofil mit den Werten von Townsend bestimmt.

$$u(z)/u_* = \kappa^{-1} \ln(z u_* / \nu) + B \quad \text{mit } \kappa = 0.41 \quad B = 5.6$$

Er erhält $z_0=11.7$ gegenüber $z_0=11.0$ bei Reichardt. Zur Bestimmung des Transferwiderstandes R bzw. $r=R/u_*$ als dimensionsloser Widerstand wird die Integralgleichung (2.1) numerisch gelöst. Die Integration geschieht dabei von $z=0$ bis zu einem z_r ($z_r=50*\nu/u_*$), das gerade innerhalb des rein turbulenten Bereiches liegt. Deacon erhält:

$$r = 15.2 * Sc^{0.61} * Sc_T^{0.39} \quad \text{für } 0.6 < Sc < 10$$

$$r = 12.1 * Sc^{2/3} * Sc_T^{1/3} + \log Sc + 2.9 \quad \text{für } Sc > 10 \quad (2.2)$$

Die Literaturwerte für Sc_T liegen zwischen 0.7 und 1.0 (Monin, Yaglom 1973), sodaß die Annahme $Sc_T=1$ etwas zu hohe Werte für r liefert. Die Abweichung beträgt maximal 10%. Die Gleichung (2.2) läßt sich für höhere Schmidtzahlen und

mit $Sc_T=1$ vereinfachen zu:

$$\begin{aligned} r &= 12.1 Sc^{2/3} && \text{für } Sc > 60 \\ \text{oder } w &= 1/12.1 * u_* * Sc^{-2/3} \end{aligned}$$

2.3 Das Oberflächenerneuerungsmodell

Dieses Modell läßt ebenso wie das vorherige neben dem molekular-diffusiven auch einen turbulenten Transport zu. Der turbulente Transport wird hierbei durch statistisches Austauschen von oberflächennahen Wasserpaketen mit solchen aus dem wohldurchmischten Bereich bewerkstelligt. Statistisches Austauschen bedeutet, daß den Wasserpaketen eine mittlere Verweildauer τ_0 für einen Ort zugeordnet werden kann. Zu allen Zeiten findet molekulare Diffusion statt. Für die konkurrierenden Transportmechanismen gilt im Gleichgewicht:

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t}_{\text{MOL. DIFF.}} + \frac{\partial c}{\partial t}_{\text{SCHICHTERN.}} &= 0 \\ D * \frac{\partial^2 c(z)}{\partial z^2} - c(z)/\tau_0 &= 0 \end{aligned}$$

Mit der Randbedingung $c(z=0)=0$ und dem Ansatz $c(z)=c_0 * e^{-z/z_L}$ ergibt sich:

$$D * \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} - c/\tau_0 = 0 \quad \text{und} \quad z_L = (D\tau_0)^{1/2} \quad (2.3)$$

Dabei ist z_L ein Modellparameter und kann als mittlere Grenzschichtdicke aufgefaßt werden. Dieser Schicht kann der Transferwiderstand $R=\Delta z/D$ zugeordnet werden.

$$R = (\tau_0/D)^{1/2} \quad \text{oder} \quad w = (D/\tau_0)^{1/2}$$

Die mittlere Verweildauer τ_0 eines Wasserpaketes an einem Ort in der Grenzschicht ist ein Maß der dynamischen Verhältnisse innerhalb der Grenzschicht. Die Dynamik der Grenzschicht ist erfaßt durch die Beschreibung des Impulstransportes. Für den Impuls gilt $D=\nu$ und somit wird $z_L=(\nu\tau_0)^{1/2}$. Münnich und Flothmann(1976) erhielten für die Anpassung von Meßwerten (außerhalb des logarithmischen Bereiches) an das universelle Geschwindigkeitsprofil:

$$z_{L,IMPULS} = 16*\nu/u_* \quad (2.4)$$

(Siehe hierzu auch die Ausführungen unter 3.6, speziell die Gleichungen 3.1 und 3.2.)

Die Gleichungen (2.3) und (2.4) lassen sich zusammenfassen zu:

$$\tau_0 \cong 250\nu/u_*^2$$

und für den Transferwiderstand $R=(\tau_0/D)^{1/2}$ folgt:

$$R = 16/u_*(\nu/D)^{1/2} \quad \text{also} \quad w \sim Sc^{-1/2} \quad (2.5)$$

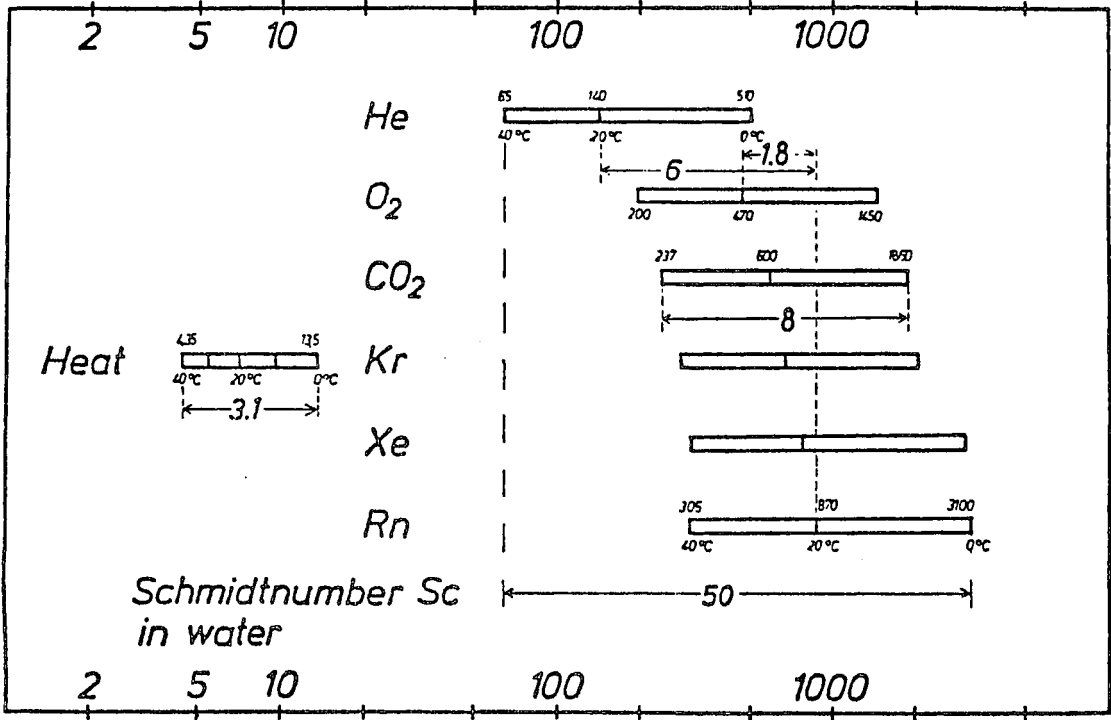
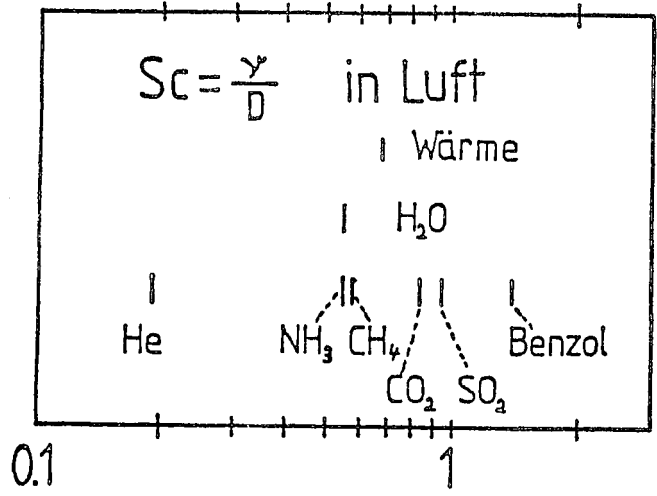


Abb.2.2: Die Schmidtzahlen einiger Stoffe in Luft (oben) und in Wasser (unten). Die untere Abbildung zeigt die Schwankungsbreite der Schmidtzahl im Wasser für den Temperaturbereich von 0° bis 40°C. Die entsprechenden Schwankungen in der Luft betragen maximal 10%. (Abbildungen aus Jähne 1980)

2.4 Zum Einfluß der Temperatur auf den Gasaustausch

Die in den vorstehenden Abschnitten behandelten Modelle lassen sich alle in der Form

$$w = \beta^{-1} * u_s * Sc^{-n} \quad (2.6)$$

darstellen. Dabei sind β und n modellabhängig.

In der Beziehung 2.6 tritt die Temperatur nicht explizit auf. Der Temperatureinfluß zeigt sich nur in der Schmidtzahlabhängigkeit, denn sie setzt sich aus den temperaturabhängigen Größen ν (= kinem. Zähigkeit des Mediums) und D (= mol. Diff.konst. des Tracers) zusammen.

Die Temperaturabhängigkeit von ν und D in der Luft ist gering und gleichläufig, sodaß die Schmidtzahlen für die Luft als temperaturunabhängig betrachtet werden können. Anders hingegen ist die Situation im Wasser. Dort ist der Einfluß der Temperatur auf ν und D deutlicher. Da die Abhängigkeiten von ν und D gegenläufig sind, ergibt sich eine starke Variation in der Schmidtzahl für Wasser. Die Schmidtzahlen einiger Stoffe für Luft und Wasser zeigen die Abbildungen 2.2.

Für CO_2 variiert die Schmidtzahl zwischen $3^\circ C$ und $35^\circ C$ um einen Faktor 5.3 (1550 - 290). Nach Gleichung 2.6 ist somit für den Gasaustausch eine Variation um den Faktor $5.3^n (= 2.3 \dots 3.1)$ zu erwarten.

Ein weitergehender Temperatureinfluß auf den Gasaustausch wird durch 2.6 nicht erfaßt.

Erst bei einer genaueren Behandlung der Gasaustauschmodelle als in den vorhergehenden Abschnitten zeigt sich ein zusätzlicher Einfluß der Temperatur.

In den Abschnitten 2.1 bis 2.3 wurde der Transferwiderstand bzw. die Transfergeschwindigkeit immer nur für den Bereich

an der Phasengrenze, d.h. bis zu einem bestimmten Abstand von dieser, berechnet. Der Widerstand in größerem Abstand (im Bereich vollentwickelter Turbulenzen) wurde vernachlässigt.

Zur Berechnung des Widerstandes in diesem Bereich dient wiederum die Integralgleichung 2.1. In Abschnitt 2.1 bis 2.3 erfolgte die Integration von der Phasengrenze bis zu einem Punkt- z' , der sicher außerhalb der Grenzschicht und des Übergangsbereiches, also am Anfang des vollturbulenten Bereiches lag. Hier soll die Integration von diesem Punkt- z' bis zu einem Punkt- z weiter innerhalb des vollturbulenten Bereiches ausgeführt werden.

Dazu nehmen wir für die z -Abhängigkeit der turbulenten Diffusionskonstanten den Ansatz gemäß dem universellen Geschwindigkeitsprofil:

$$K(z) = \kappa * u_* * z$$

Die Integration von Gleichung 2.1 führt dann zu folgender Beziehung für den turbulenten Transferwiderstand:

$$R_t = w^{-1} = u_*^{-1} * \kappa^{-1} * \ln z/z'$$

oder in dimensionsloser Form:

$$r_t = u_* / w = -\kappa^{-1} * \ln z/z' \quad (2.7a)$$

$$= -\kappa^{-1} * \ln z * u_* / (a * \nu) \quad (2.7b)$$

$$= \kappa^{-1} * \ln a * \nu / u_* - \ln z \quad (2.7c)$$

mit: a = modellabhängige Konstante

Mit dieser Beziehung lassen sich dann die zusätzlichen Widerstände im turbulenten Bereich berechnen. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die Ergebnisse für die einzelnen Modelle. Zusätzlich wurden Werte berechnet und in die Tabelle aufgenommen, wie sie sich für typische

Experimente mit CO₂ im Wasser ergeben.

Modell	dim. loser Widerstand $r=w/u_a$		$r_t(u_a=1\text{cm/s}; z=5\text{cm}; Sc=1550,290)$			
	im turb. Bereich	im Grenzschichtbereich	turb. Bereich		turb. Bereich	
			3°C	35°C	3°C	35°C
Pufferschicht	$\kappa \ln(z \cdot u_a / (11 \cdot \nu))$	$16.5 \cdot Sc^{2/3}$	2210	723	8.3 _{0.4x}	10.3 _{1.4z}
Deacon(Sc>10)	$\kappa \ln(z \cdot u_a / (50 \cdot \nu))$	$12.1 \cdot Sc^{2/3}$	1621	530	4.6 _{0.3x}	6.5 _{1.2z}
Oberfl.er./ τ	$\kappa \ln(z \cdot u_a / (47 \cdot \nu))$ (siehe Jähne 1982)	$16 \cdot Sc^{1/2}$	630	272	4.7 _{0.7z}	6.7 _{2.3x}

TABELLE 2.1 Die Tabelle zeigt die allgemeine Form des Widerstandes für den Grenzschichtbereich und für den Bereich der vollentwickelten Turbulenz. Außerdem sind in den letzten Spalten Werte angegeben, wie sie im Kleinen-Wind-Wasser-Kanal für CO₂-Evisionsmessungen typischerweise zu erwarten sind. Die Prozentzahlen beziehen sich auf den Widerstand des Grenzschichtbereichs.

Beim Vergleich der turbulenten Widerstände mit denen des Grenzbereiches zeigt sich der geringe Einfluß des vollturbulenten Bereiches auf den Gesamtwiderstand. Dies verdeutlicht, wie gering der Fehler ist, den die in den Abschnitten 2.1 bis 2.3 gemachten Vereinfachungen verursachen.

Wie schon in Gleichung 2.7 zu erkennen, steigt der dimensionslose turbulente Transferwiderstand logarithmisch

mit u, ν und das heißt: Mit steigender Temperatur (des Wassers), also fallendem ν , wird der dimensionslose Widerstand des vollturbulenten Bereichs größer. Dabei gewinnt er mit der steigenden Temperatur auch an relativer Bedeutung, ohne jedoch jemals einen Beitrag von mehr als 2.5% (des Widerstands der Grenzschicht) zu erreichen.

Für die Berechnung des Transferwiderstandes im Falle des Gasaustausches mit CO_2 ist der durch die Vereinfachung verursachte Fehler gering.

Größere Bedeutung erlangt der Fehler beim Übergang zu niedrigeren Schmidtzahlen. Für kleinere Schmidtzahlen gewinnt der vollturbulente Widerstand r , leicht an relativer Bedeutung. Dies gilt im besonderen Maße, wenn die Schmidtzahlerniedrigung eine Folge erhöhter Zähigkeit ν ist (z.B.: beim Arbeiten mit einem Tracer unter veränderlicher Temperatur). Dann ändert sich sowohl der Widerstand des Grenzschichtbereichs (Sc^*) als auch der des vollturbulenten Bereichs ($ln \nu^{-1}$).

Eine besondere Situation ergibt sich für den Impulstransport. Für den Impulstransport ($Sc=1!$) wird der dimensionslose Transferwiderstand des Grenzschichtbereichs temperaturunabhängig. Die Veränderung des dimensionlosen (Gesamt-) Widerstandes bis zu einem Meßpunkt z ist dann nur die Folge des veränderlichen vollturbulenten Anteils.

Das universelle Geschwindigkeitsprofil wurde in den Modellen zur Berechnung des Widerstandes im Grenzschichtbereich benutzt. Die Widerstandsbestimmung geschah dabei durch Lösen der Integralgleichung 2.1 mit bestimmten vereinfachenden Annahmen (siehe 2.1...2.3). Als Integrationsgrenzen wurde immer die Phasengrenze (d.h.: $z=0$; $z_*=0$) und ein Punkt in "genügend großem Abstand" von der Phasengrenze gewählt. Dadurch war gewährleistet, daß die Integration den gesamten Grenzschichtbereich einschließt. Die Wahl des Punktes geschah durch Festlegung seiner Lage im universellen Geschwindigkeitsprofil als dimensionslose

Koordinate (z), welche durch Multiplikation mit ν und Division durch u_* in ein zugeordnetes z als Abstandskoordinate umgesetzt werden kann.

Die Lage der oberen Integrationsgrenzen zeigt die folgende Tabelle:

Modell	z_0 (wie in 2.1...2.3)	Obere Integr.grenze
Pufferschicht	11.0	$z_0 * u_* / \nu = 11 * \nu / u_*$
Deacon	11.7	$= 50 * \nu / u_*$
Oberfl.ern./ τ	16.	$= 47 * \nu / u_*$

TABELLE 2.2: Die erste Spalte zeigt die Lage des Übergangs der Grenzschicht in den logarithmischen (=voll-) turbulenten Teil des Profils. Die zweite Spalte zeigt die Lage der oberen Integrationsgrenze zur Bestimmung des Widerstandes des Grenzschichtbereichs nach Gleichung 2.1.

Zur Bestimmung des dimensionslosen (voll-)turbulenten Widerstandes mittels der Gleichung 2.1 wird die Integration vom Rand der obigen Integration bis zu einem Punkt z (= 5cm in Tabelle 2.1) ausgeführt. In diesem Fall ist die untere Grenze in der Lage im universellen Profil unveränderlich, und die obere Grenze- z kann ihre Lage verändern, wenn sich z.B. die Temperatur ändert.

Der Effekt der z -Verschiebung zeigt sich, wenn der dimensionslosen Abszisse in Abb.2.3 eine Abstandsschse (Abstand von der Phasengrenze) mit $z = z \cdot \nu / u_*$ zugeordnet wird. Eine solche Achse wurde in Abb.2.3 mit $u_* = 1 \text{ cm/s}$, $z = 5 \text{ cm/s}$ für drei Temperaturen mit den entsprechenden Zähigkeiten von Wasser eingezeichnet.

Wie man sieht, entspricht eine Temperaturänderung einer

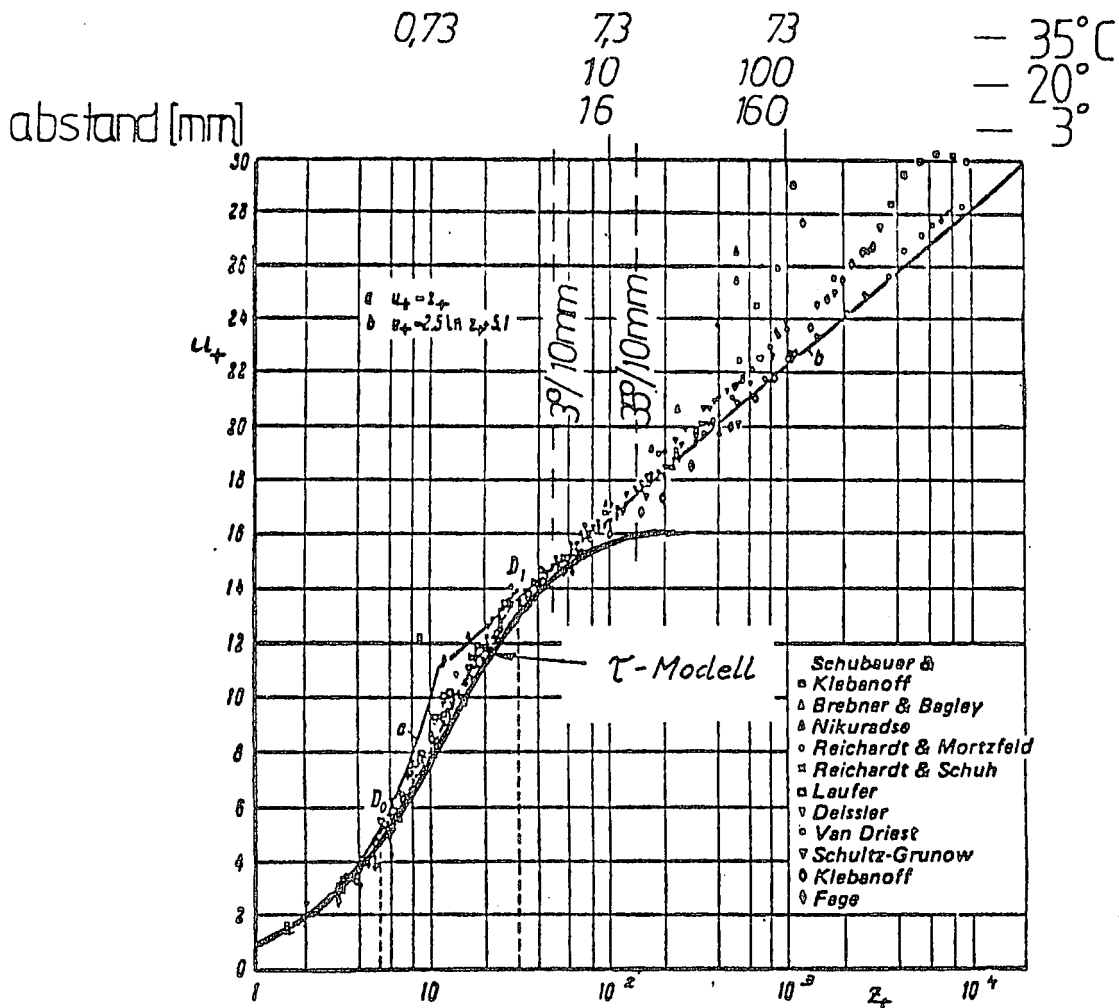


Abb.2.3: Das universelle Geschwindigkeitsprofil. Die Darstellung des Profils (entnommen aus Monin Yaglom) wurde ergänzt durch das Profil wie es sich aus der Anpassung von Münnich und Flothmann (Gleichung 3.1 auf S.27) ergibt. Außerdem zeigt die obere Abszissenbeschriftung die realen Wandabstände wie sie sich für $u_w=1\text{cm/s}$ bei 3°, 20° und 35°C im Wasser ergeben. Dabei wurde für die Zähigkeit des Wasser eingesetzt: 3° - $0,73 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$
 20° - $1,0 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$
 35° - $1,6 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$

Achsenverschiebung, d.h. das Profil hat gegenüber der z-Achse eine andere Steigung.

Aus Abb.2.3 läßt sich die Größe des Temperatureffekts abschätzen. Die Schwankungen von u_* und somit (bei $u_* = \text{const.}$) auch die von $u(z)$ liegen für $z \approx 5\text{cm}$ bei etwa 5% des entsprechenden Wertes für 20°C .

Eine andere Möglichkeit zur Abschätzung des Temperatureinflusses geht von den Gleichungen 2.7 aus. Wenn man die Schubspannungsgeschwindigkeit als Temperatur unabhängig annimmt, so macht sich die Temperatur nur über die Zähigkeit bemerkbar. (Die Annahme für u_* ist sinnvoll, da der Impulseintrag luftseitig kontrolliert ist (Jähne 1982) und der Temperatureinfluß luftseitig nur schwach ist; siehe Schmidtzahlen). Aus den Gleichungen 2.7 ergibt sich (mit Annahme $u_*(\text{Temp.}) = \text{const.}$):

$$\delta r_t / \delta \nu = \kappa^{-1} \nu^{-1} \text{ oder } r_t(1) - r_t(2) = \kappa^{-1} * \ln \nu(2) / \nu(1) \quad (2.8)$$

Für die folgende Tabelle sind mittels Gleichung 2.8 Werte für den (voll-)turbulenten Widerstand bei verschiedenen (Wasser-)Temperaturen berechnet worden. Die Prozentangaben bedeuten die Änderung des Gesamtwiderstands, als Folge des geänderten turbulenten Widerstandes, als Teile des Gesamtwiderstands bis zum Meßpunkt- $z=5\text{cm}$ bei 20°C .

Modell	r	$R_t(20^\circ\text{C})$	$r_{\text{ges}}(20^\circ\text{C})$	$r_t(3^\circ\text{C})$	$r_t(35^\circ)$
Puffersch.	16.5	9.5	26	10.3 _{+4.6}	8.3 _{-3.1}
Deacon($Sc > 10$)	12.1	5.8	17.9	7.0 _{+6.7}	4.9 _{-4.6}
Oberf.er./ τ	16	5.9	21.9	7.1 _{+5.4}	5.1 _{-3.8}

TABELLE 2.3: Zum Einfluß der Temperatur auf den Gesamtransferwiderstand. Erläuterungen siehe obigen Text.

-Einflüsse der Temperatur auf den Gasaustausch, die von den Modellen nicht berücksichtigt werden:

Wie schon in der Einleitung erwähnt wurde, konnte bereits durch frühere Arbeiten gezeigt werden, daß außer der Schubspannungsgeschwindigkeit u_s und der Schmidtzahl Sc mindestens ein weiterer Parameter zur Beschreibung des Gasaustausches nötig ist.

Als brauchbarer Parameter erwies sich die mittlere -quadratische-Neigung der Wasseroberfläche. Sie ist ein charakteristisches Maß für das Wellenbild, also den Zustand der Wasseroberfläche.

Die Wellenbildung ist u.a. von den temperaturabhängigen Größen der Zähigkeit und Oberflächenspannung abhängig. Die Zähigkeit beeinflusst die Dämpfung der Wellen und die Oberflächenspannung verursacht eine Rückstellkraft gegen die Auslenkung der Wasseroberfläche (besonders wichtig für kleine Auslenkungen bzw. Wellenlängen). Eine niedrigere Temperatur führt zu erhöhter Zähigkeit und Oberflächenspannung, wodurch die Rauigkeit bzw. mittlere quadratische-Neigung abnimmt; als Folge davon wird der Impulseintrag bzw. die Schubspannungsgeschwindigkeit geringer.

Zur Veranschaulichung der Rolle des "neuen" Parameters und des Einflusses der Temperatur auf die verschiedenen Parameter dient die unten folgende Abbildung 2.4 (Seite 20).

Sie zeigt als "unabhängige Parameter" die Temperatur und den Wind, welche (im Labor) vorgegeben sind. Die "abhängigen Parameter" ($D, \nu, \sigma, \text{Wellenbild}, u_*$) sind die für den Gasaustausch relevanten Größen. In der obersten Zeile stehen jene Parameter (Sc, β, u_*, n), die in den Gasaustauschmodellen verwendet werden.

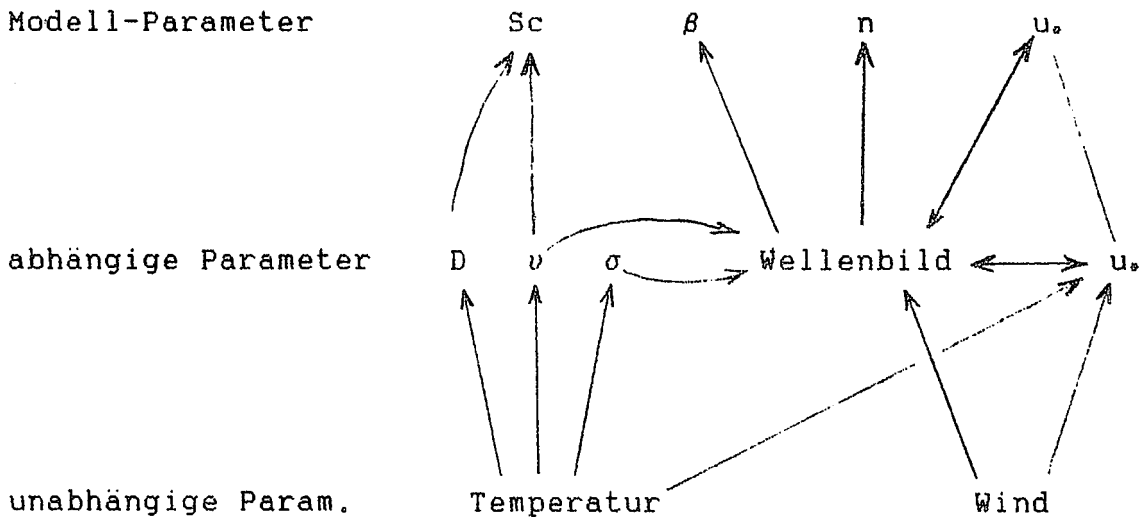


Abb.2.4: Überblick über die für den Gasaustausch relevanten Größen und deren wechselseitige Beziehungen untereinander.

ZIRKULARER WIND-WASSER-KANAL

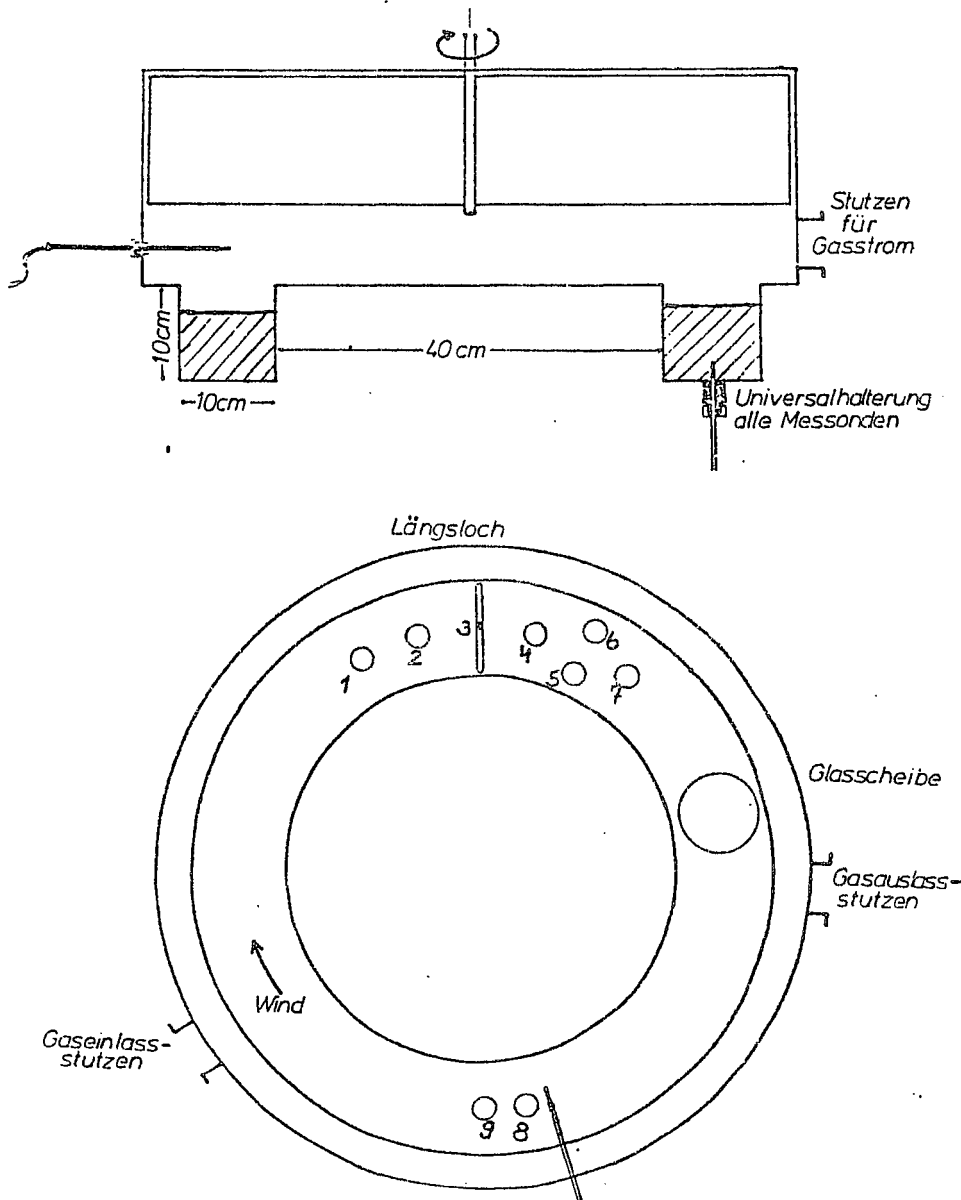


Abb.3.2,3.3: Schnittbilder des Wind-Wasserkanals; sie zeigen die Abmessungen des Kanals und die Anordnung der Meßsonden und Versorgungsanschlüsse.

- | | |
|-------------------------------------|-----------------------|
| 1 frei | 6 Absaugvorrichtung |
| 2 Wassereinlaß, Umwälzung (Ausgang) | 7 Temperatur (Wasser) |
| 3 Leitfähigkeitssonde | 8 Wasserauslaß |
| 4 frei | 9 Einspritzstelle für |
| 5 Umwälzung (Eingang) | Bulkmessungen |

3. Meßapparatur, Meßgrößen und Meßmethoden

3.1 Die Meßapparatur

Der Meßaufbau stützt sich zum Teil auf schon vorhandene Komponenten früherer Meßkampagnen. In einigen Punkten wurden Ergänzungen und Verfeinerungen vorgenommen.

Den prinzipiellen Gesamtaufbau zeigt die Abb.3.1 (unten). Der Windkanal selbst fand schon bei früheren Messungen Verwendung (z.B.: Vogt 1976, Weißer 1980, Jähne 1980,).

Für die neuesten Messungen wurden zusätzliche Anschlußmöglichkeiten für Meßsonden, Wellenmeßmaschinen und für eine Vorrichtung zur Absaugung von Oberflächenfilmen geschaffen. Die Geometrie des Kanals mit seinen Anschlüssen veranschaulichen die Abb.3.2;3.3.

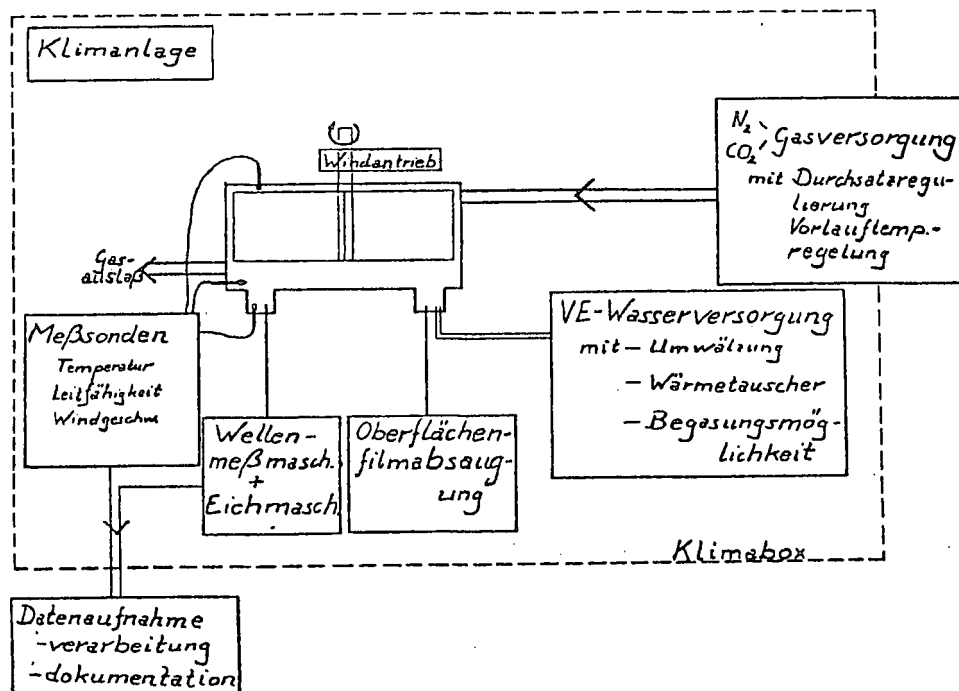


Abb.3.1: Schematische Darstellung der Gesamtapparatur. Der eigentliche Wind-Wasserkanal steht in einer klimatisierten Isolierbox. Die Versorgungselemente sind teilweise innerhalb und teilweise außerhalb untergebracht. Die Datenverarbeitung erfolgte mittels eines Kleinrechners (LSI 11/23).

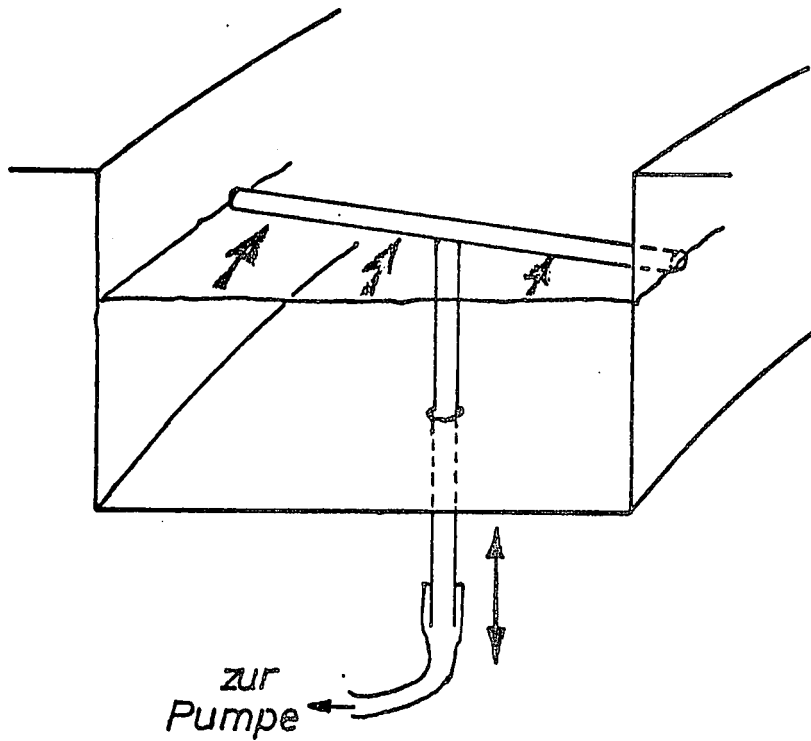


Abb.3.4: Absaugvorrichtung;
sie wird in der dargestellten Stellung zur Absaugung der
Oberflächenfilme benutzt. Der dabei eingeschaltete,
schwache Wind verfrachtet die Filme zur Absaugvorrichtung.

3.2 Die Oberflächenfilmabsaugung

Im Gegensatz zu linearen Kanälen kommen im zirkularen Kanal, beim Betrieb ohne Damm, die Einflüsse von Filmen stark zur Geltung. Sie behindern die Ausbildung von Wellen erheblich. In linearen Kanälen werden die Filme beim Einsetzen des Windes an das Kanalende geschoben. Dies ist im zirkularen Kanal (ohne Damm) nicht möglich.

Die Absaugung der oberen Wasserschichten stellt ein einfaches und wirkungsvolles Mittel zur weitgehenden Entfernung von Filmen dar. Als Absaugvorrichtung dient eine T-förmige Edelstahlkapillare, die an eine Wasserstrahlpumpe angeschlossen ist (siehe Abb.3.4). Der obere, waagrechte Teil der Kapillare befindet sich jeweils zur Hälfte seines Durchmessers unter und über der Wasseroberfläche. Die Richtung ist gegenüber dem Kanalradius leicht gedreht. Die Öffnungen der waagrechten Kapillare sind etwas angeschrägt, sodaß sie sich an die Kanalkrümmung anpassen. Die Spaltbreite zwischen Öffnung und Kanalwand kann durch Drehung des ganzen T-Stückes auf etwa 1mm eingestellt werden. Die Filme werden durch die Kapillaröffnungen abgesaugt. Um eine effektive Absaugung zu erreichen, wird das Ganze bei eingeschaltetem Wind (ca. 1,5...2,0 m/s) vorgenommen. Der Windschub verfrachtet die Filme zur Absaugvorrichtung.

Vor Beginn der eigentlichen Messung wird das T-Stück in tangentialer Stellung zur Kanalrinne an den Kanalboden gezogen.

3.3 Windgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Windgeschwindigkeit wurde am Windrad eine Winkeleinteilung aus Reflexbandstreifen angebracht. Mit einer Lichtschranke (Skan-A-Matic S 3010-3) wird die zeitliche Abfolge der Reflexsignale des rotierenden Propellers registriert. Eine Elektronik setzt diese Pulsfolge in ein Analogsignal um. Als Windgeschwindigkeit wird die Rotorgeschwindigkeit über der Mitte der Kanalrinne angenommen. Diese Meßeinrichtung wurde am Anfang und am Ende der Meßkampagne geeicht. Dazu wurde die Reflexpulsfolge der Lichtschranke am Oszillograph beobachtet. Aus dem Zeitabstand der Pulse läßt sich die Winkelgeschwindigkeit und mit dem mittleren Radius der Wasserrinne die Windgeschwindigkeit berechnen. Aus der Eichung ließ sich erkennen, daß die Propellerdrehzahl im Mittel sehr konstant war ($\pm 1\%$ bei Mittelung über einige Minuten). Die kurzzeitigen Schwankungen könnten etwas größer sein. Sie lassen sich jedoch schlecht quantifizieren, da die Abstände der Reflexbandstreifen nicht exakt genug eingehalten werden konnten.

3.4 Temperatur

Zur Temperaturmessung fanden pt100-Fühler Verwendung, die schon von F. Weißer bei früheren Messungen (Weißer 1980) benutzt wurden. Mit ihnen wurden sowohl die Luft- und Wassertemperaturen als auch die Vorlauftemperatur des Stickstoffes vor dem Gaseinlaß gemessen. Die sehr gute Linearität der Temperaturfühler (siehe Weißer 1980) und eine erneute Eichung der Fühler gegen drei Quecksilberthermometer

ermöglichte eine vollbefriedigende Temperaturmessung (Fehler sicher $< 0.1^{\circ}\text{C}$).

3.5 Leitfähigkeit und CO_2 -Konzentration des Wassers

Sämtliche Gasaustauschmessungen wurden als Evasionsexperimente durchgeführt. Das mit CO_2 versetzte VE-Wasser konnte in eine N_2 -Athmosphäre entweichen. Diese wurde so stark mit N_2 gespült, daß die CO_2 Konzentration immer sehr gering blieb. Die Athmosphäre konnte mit guter Näherung als CO_2 -frei behandelt werden.

Die Beschreibung des Gasaustauschprozesses ist durch ein einfaches Zwei-Box-Modell möglich. Die Bestimmung der Einstellzeit für die CO_2 -Evasionsmessungen geschah indirekt über die Messung des Leitfähigkeitsverlaufes.

Das im VE-Wasser gelöste CO_2 verursacht wegen seiner Dissoziation eine erhöhte Leitfähigkeit. Unter den herrschenden Versuchsbedingungen ist die Leitfähigkeit proportional zur Wurzel aus der CO_2 -Konzentration (Jähne 1980). Die Leitfähigkeit des Kanalwassers wurde kontinuierlich mit einer Philips-Sonde Typ PW 9515 gemessen.

Um den Sättigungsgrad des Wassers vor dem Beginn eines Versuches messen zu können, konnte ein Philips-Meßgerät Pw 9501/01 direkt an die Sonde angeschlossen werden. Es lieferte Absolutwerte der Leitfähigkeit, aus denen bei bekannter Temperatur der Sättigungsgrad des Wassers errechnet wurde. Dadurch war immer gewährleistet, daß die Anfangskonzentration hoch genug lag (ca. 70-90% Sättigung) um dann, nach Versuchsbeginn, eine exponentielle Leitfähigkeits- bzw. CO_2 -Abnahme zu erhalten.

Ein exponentieller Abfall ist immer dann gegeben, wenn der aktuelle Wert der Leitfähigkeit um ein Vielfaches

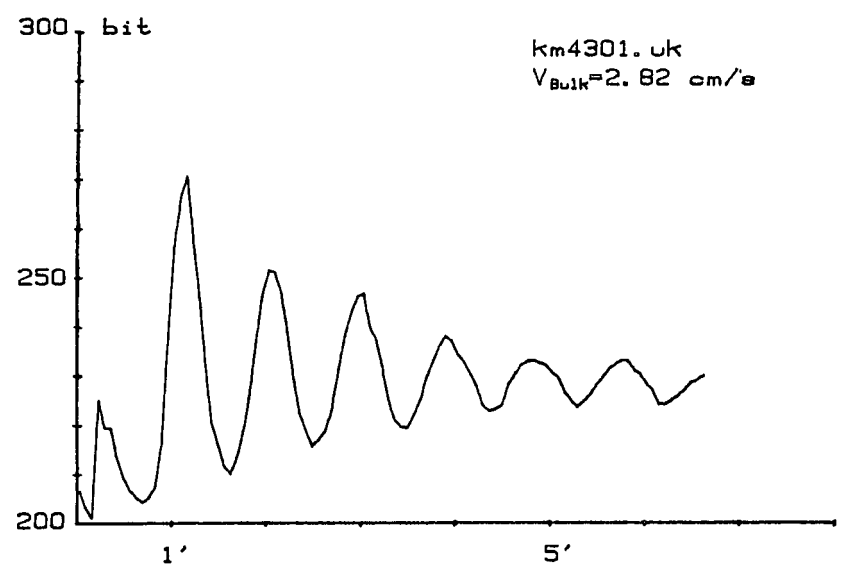
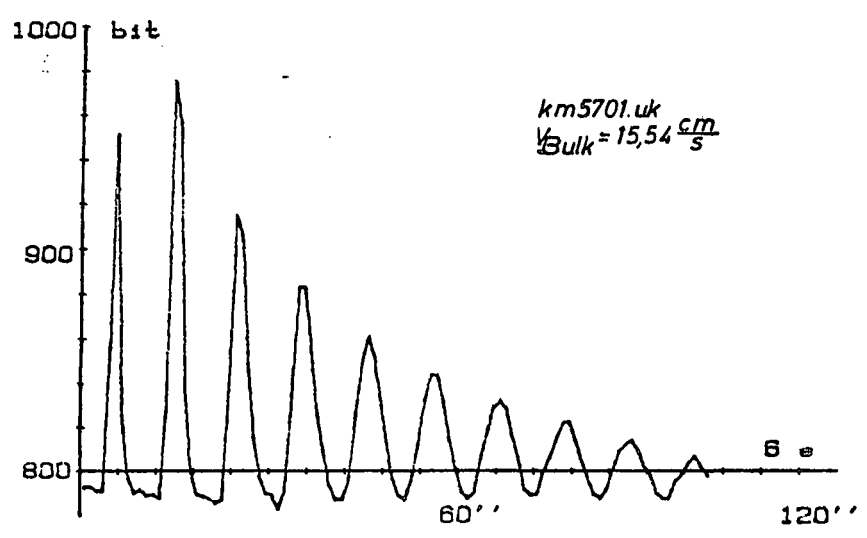


Abb.3.5: Bulkmesskurve.
Die Kurve zeigt den Signalverlauf der Leitfähigkeitssonde nach Injektion von CO₂-haltigem VE-Wasser (erhöhte Leitfähigkeit). Die Injektion erfolgte etwa beim Nullpunkt der Zeitachse. Jeder Peak entspricht einem Umlauf (=1.57 m) des Kanalwassers.

(Faktor $>ca\ 15$) über der Nulleitfähigkeit des Wassers liegt. Als Nulleitfähigkeit gilt die Leitfähigkeit des VE-Wassers ohne CO_2 . Dieser Wert lag typischer Weise bei $0.1...0.4\mu S$ vor Beginn der Versuche und bei $0.5...1.0\mu S$ nach Beendigung der Versuche. Im Laufe der Versuche hat sich die Nulleitfähigkeit also geringfügig erhöht. Siehe hierzu auch die grundsätzlichen Untersuchungen von B.Jähne (1980) zur Bestimmung der CO_2 -Konzentration durch Leitfähigkeitsmessungen.

3.6 Bulk- und Schubspannungsgeschwindigkeit

3.6.1 Messung der Bulkgeschwindigkeit

Zur Messung der Bulkgeschwindigkeit, das ist die Umlaufgeschwindigkeit des Wassers in der Mitte des Kanalquerschnittes, wurde die Leitfähigkeitssonde benutzt.

Das Prinzip der Messung ist folgendes: Während die Leitfähigkeitssonde noch kontinuierlich mißt, wird ein Teil des Wassers mit höherer Leitfähigkeit markiert. Das im Kanal umlaufende Wasser führt den markierten Bereich mit sich. Bei geeigneter Plazierung der Markierung in Kanalmitte, wird dann bei jeder Kanalumrundung von der Sonde ein Peak registriert.

Zur Markierung wurde eine geringe Menge stark CO_2 -haltiges Wasser mit einer Spritze in den Kanal eingebracht. Durch einen Sondeneingang am Kanalboden, der mit Silikongummi verschlossen, ist wird die CO_2 -Lösung 4 cm vor der Sonde in den Kernbereich des Wassers injiziert.

Einen typischen Signalverlauf für Bulkmessungen zeigt Abb.3.5. Die geringe Höhe des ersten Peaks ist eine Folge

der kurzen Laufzeit von der Injektionsstelle bis zur Sonde. Der markierte Bereich ist noch relativ klein und überstreicht deshalb nur einen Teil der Sonde. Aus dem Abstand der Peaks läßt sich die Umlaufzeit ablesen. Mit dem mittleren Durchmesser des Kanales läßt sich dann die Bulkgeschwindigkeit berechnen.

Die Bulkmessung geschah immer am Ende der Versuche, um die eigentliche Gasaustauschmessung nicht zu stören.

3.6.2 Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* :

Für die Bulkgeschwindigkeit ergibt sich, nach einiger Zeit mit konstantem Wind, ein gleichbleibender Wert. Dies ist Ausdruck des erreichten Gleichgewichtes von Windschubkräften an der Wasseroberfläche und den Scherkräften innerhalb des Wassers an den begrenzenden Kanalflächen. Über jeder Fläche gilt:

$$K = \tau * A$$

Kraft = Schubspannung * Fläche (senkrecht zum
Gradient der Strömung)

und die Bilanz ist:

$$K_0 = K_B + K_a + K_i$$

Kraft an: Oberfl. Boden Außenfl. Innenfl.

oder:
$$\tau_0 * A_0 = \tau_B * A_B + \tau_a * A_a + \tau_i * A_i$$

Nach Division durch A_0 , Gleichsetzen von A_0 mit A_B und Einsetzen der Beziehung $\tau = \rho(\text{Dichte}) * u_*^2$ erhält man:

$$\tau u_*^2 = \tau u_{*0}^2 + \tau u_{*0}^2 * A_a / A_0 + \tau u_{*1}^2 * A_1 / A_0$$

Wenn man für das Geschwindigkeitsprofil über einer Fläche die universelle Form annimmt, und experimentelle Werte damit vergleicht, so erhält man, durch Kurvenanpassung der Werte des nichtlogarithmischen Bereiches, eine Beziehung zwischen u_* und der Geschwindigkeit u_0 in genügend großem Abstand (d.h.: außerhalb der Grenzschicht) von der Fläche; siehe auch Abb.2.3. Eine solche Kurvenanpassung liefert (Münnich, Flothmann 1975):

$$u(z)/u_* = \beta (1 - e^{-z/(\beta z_*)}) \quad (3.1)$$

wobei: $u(z) = u$ in Abstand z

$$z_* = D_{\text{mol.}}/u_*$$

$$\beta = 16$$

und somit: $u_* = u_0/16$ für genügend große z (3.2)

Die Gleichung geht damit, und nach Division durch ρ , über in:

$$u_*^2 = u_{*0}^2/16^2 + u_{*0}^2/16^2 * A_a / A_0 + u_{*1}^2/16^2 * A_1 / A_0$$

Für u_* über den einzelnen Kanalflächen sind unterschiedliche Werte einzusetzen. Dies deshalb, weil die Kanalgeometrie das Wasser außen schneller strömen läßt als innen. Von Ilmberger (1980) wurden zwei Ansätze vorgeschlagen, um dies zu berücksichtigen. Der eine geht von der Vorstellung des Kanalwassers als einen "starren Körper" aus, das bedeutet: die Strömungsgeschwindigkeit ist proportional zum Radius. Der zweite Ansatz geht von einer stärkeren Änderung der Strömungsgeschwindigkeit über den Kanalquerschnitt aus. Für die Strömungsgeschwindigkeit in der Nähe der Wände, aber außerhalb der Grenzschicht gilt hier:

Abb.3.6

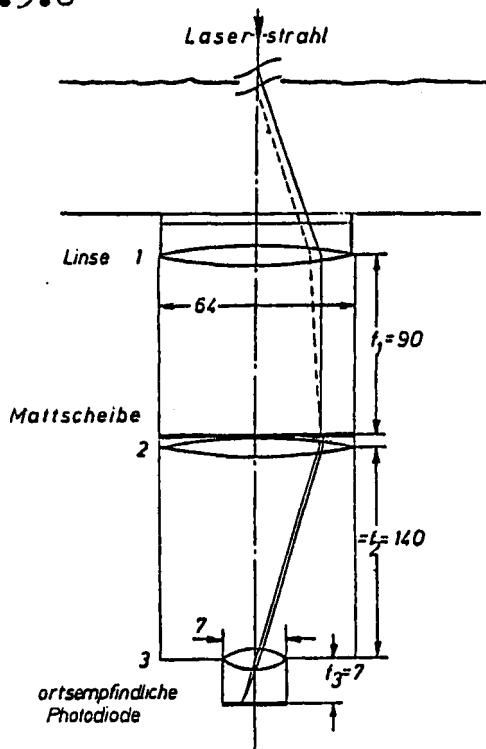


Abb.3.7

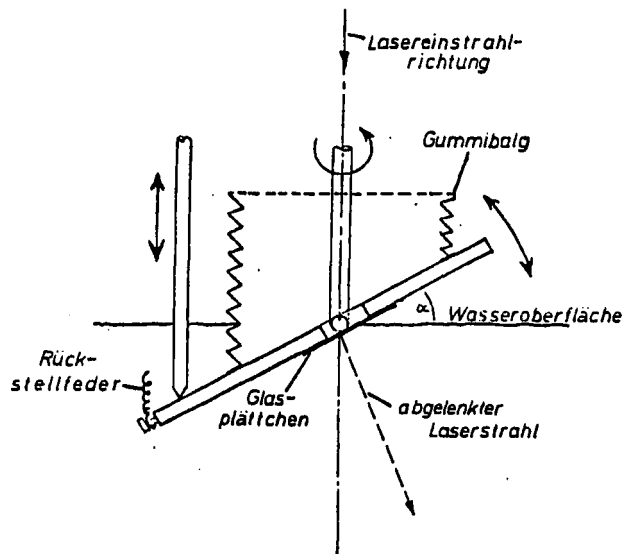


Abb.3.6: Aufbau der Wellenmeßmaschine.

Die (unmaßstäbliche) Abbildung zeigt die Anordnung der optischen Elemente unterhalb des Kanalbodens und den Strahlengang für den Fall einer bestimmten Oberflächenneigungen bei zwei verschiedenen Wasserhöhen. Linse 1 und die Mattscheibe sorgen für die Höhenentkopplung der Strahlauslenkung (auf der Mattscheibe), und die Linsen 2 und 3 bilden die Mattscheibe auf die ortsempfindliche Photodiode ab.

Abb.3.7: Die Ablenkvorrichtung der Welleneichmaschine.

Die bewegliche Platte besitzt im Treffpunkt mit der Einstrahlrichtung des Laserstrahls eine Bohrung die mit einem dünnen Glasplättchen abgedeckt ist. Das Niveau des Plättchens in Nullstellung (=waagrecht, $\alpha=0^\circ$) befindet sich etwas unterhalb des Wasserspiegels.

$$u_{0B} = v_B \quad u_{01} \approx 0.1 * v_B \quad u_{0a} \approx 2 * v_B$$

und damit wird

$$u_a^2 = (1 + 2^2 A_a / A_0 + 0.1^2 A_1 / A_0) 1 / 16^2 * v_B^2$$

Unter den gewählten Meßbedingungen mit 8 cm Wasserhöhe ergeben sich für die Flächen folgende Werte:

$$A_0 = 0.157 \text{ m}^2 \quad A_a = 0.1504 \text{ m}^2 \quad A_1 = 0.1008 \text{ m}^2$$

und:
$$\underline{u_a = 0.136 v_B} \quad (3.3)$$

Diese lineare Beziehung wurde überall dort benutzt, wo Daten gegen u_a dargestellt sind.

Nach den Untersuchungen von Ilmberger liefert die Beziehung (3.3) für die Schubspannungsgeschwindigkeit Werte, die am oberen Rand der für u_a gemessenen Werte liegen, während der erste, hier nicht explizit vorgestellte Ansatz ("starrer Körper"), am unteren Rand der Messungen liegt (um 23% niedriger als nach Beziehung 3.3).

3.7 Neigungsfrequenzspektren, die Wellenmeßmaschine und ihre Eichung

Zur Messung von Neigungsfrequenzspektren wurde ein optisches Meßsystem benutzt, das die Ablenkung eines Laserstrahles registriert, der die Wasseroberfläche von oben senkrecht durchtritt und am Kanalboden in das eigentliche Meßsystem gelangt. Die grundlegenden Prinzipien dieses Systems finden sich bei Tschiersch (1980) und Jähne (1983). Den Aufbau der benutzten Apparatur zeigt Abb.3.6.

Für die Abbildung von Neigungen durch die Optik gelten

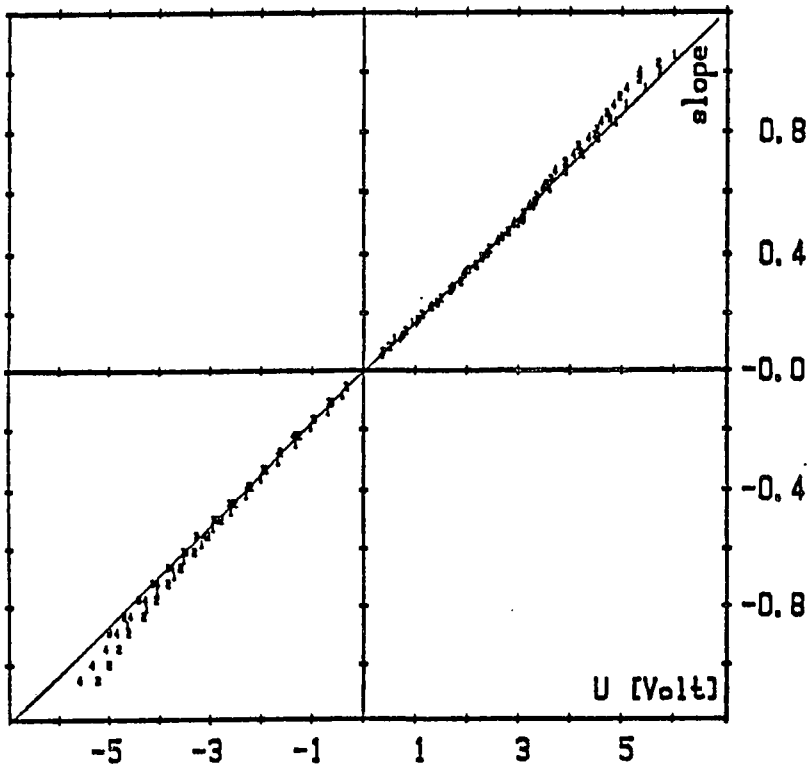
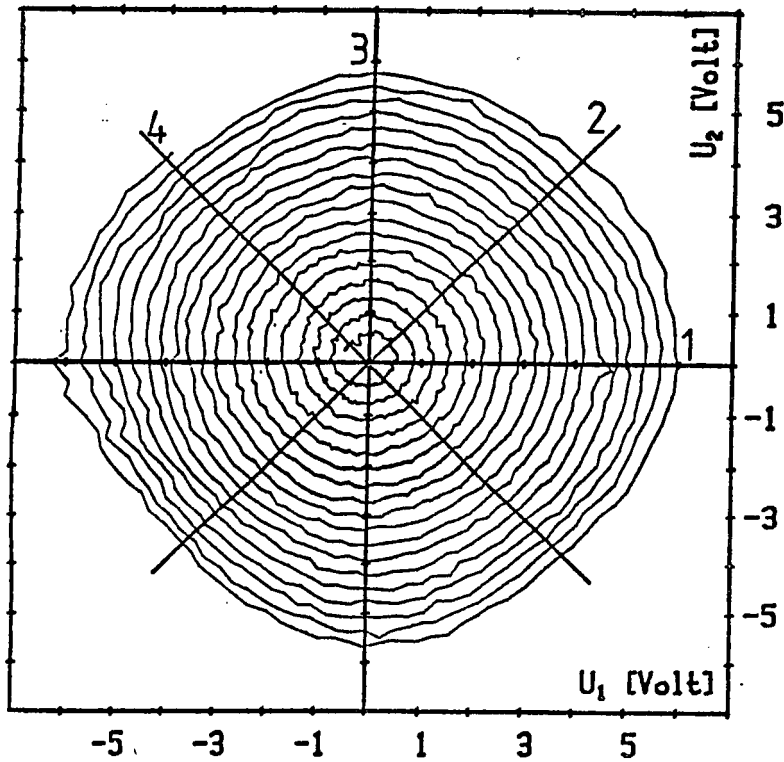


Abb.3.8,3.9: Eichspirale-Eichkurven.

Die von der Wellenmeßmaschine erzeugte Spirale wird von der Optik auf die Photodiode abgebildet. Die Abb.3.8 zeigt das von der Photodiode aufgezeichnete Signal das zur Eichung benutzt wurde. Der Vergleich dieses Signals mit der eigentlichen Auslenkung, wie sie die Eichapparatur ohne Optik liefert, ergibt die Eichkurven der Abb.3.9. Für jede der Richtungen 1-4 aus Abb.3.8 wurde eine Eichkurve erstellt, alle zusammen sind in 3.9 dargestellt.

folgende Beziehungen (Lange et al. 1982):

$$s = \tan \alpha = \varepsilon / \langle (n_w^2 + n_w^2 \varepsilon^2 - \varepsilon^2)^2 - (1 + \varepsilon^2)^{1/2} \rangle \quad (3.4)$$

und mit: $n_w = 1.33$ (Brechungsindex des Wassers)

$$\varepsilon = \tan \gamma = e/f_1$$

und bei Reihenentwicklung unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung ergibt sich:

$$s = 3.00 \varepsilon + 1.88 \varepsilon^3 \quad (3.5.a)$$

$$\text{bzw.: } s = 3.16 \varepsilon \quad (3.5.b)$$

Zur Eichung der Wellenmeßmaschine wurde eigens eine spezielle Eichapparatur eingesetzt. Sie umfaßt einen vertikal angebrachten Laser und eine Strahlablenkvorrichtung, um den Strahl aus der senkrechten Nullrichtung um bis zu 60° auslenken zu können. Eine Skizze der Ablenkvorrichtung zeigt Abb.3.7. Das Nullniveau ($\alpha=0^\circ$) der Platte liegt minimal unter der Wasseroberfläche. In der Mitte der Platte befindet sich ein dünnes Glasscheibchen. Die Platte kann durch einen Elektromotor kontinuierlich die Stellungen $\alpha=0^\circ$ -ca. 60° durchfahren. Außerdem ist die Kippbewegung um α mechanisch gekoppelt mit einer Drehung des Ganzen um die Vertikale (also um die Lasereinstrahlrichtung außerhalb des Wassers). Der in Stellung Null senkrecht ins Wasser eingetretene Strahl beschreibt dann mit zunehmender Neigung $\tan \alpha$ und bei gleichzeitiger Bewegung um die Vertikale eine Spiralbahn. Ein Beobachter am waagrechten Boden des Kanals könnte eine Bahn sehen, wie sie die Abb.3.8 zeigt.

Tatsächlich ist die gezeigte Bahn nicht die reelle Bahnkurve, sondern bereits der Bahnverlauf, wie ihn die Photodiode der Wellenmeßmaschine sieht. Zur Aufzeichnung der Originalbahn der Eichapparatur konnte der Strahl nach

dem Entfernen der Wellenmeßmaschine an deren Anschlußflansch aus dem Kanal nach unten austreten. Der Bahnverlauf wurde auf einer horizontalen Fläche 83 cm unterhalb des Wasserspiegels auf Polarkoordinatenpapier aufgenommen. Um die Originalspirale mit der der Photodiode vergleichen zu können, wurden jeweils vier Achsen ausgewählt, die dann quasi Punkt für Punkt verglichen wurden.

Aus dem Vergleich ergibt sich für jede Achse ein Zusammenhang zwischen der Spannung der Photodiode und der eingestellten Neigung der Eichmaschine. In der Abb.3.9 ist dies für alle vier Achsen dargestellt. Aus der Abbildung erkennt man eine geringe Richtungsabhängigkeit der Photodiodenempfindlichkeit. Der Effekt nimmt mit der Höhe des Photodiodensignals zu. Durch das seltene Auftreten von großen Neigungen bei den Gasaustauschmessungen und angesichts der geringen Unterschiede zwischen den Achsen in der Empfindlichkeit für kleine Neigungen, ist die Erstellung einer gemeinsamen Eichkurve für alle Achsen angemessen. Die Abweichungen von dieser vereinfachten Eichkurve werden auch dadurch reduziert, daß nur der Mittelbereich der Photodiode (30% der Fläche) benutzt wurde.

Der Zusammenhang zwischen Oberflächenneigung und Strahlauslenkung bzw. Photodiodensignal, wie ihn die Gleichung 3.4 ausdrückt, hat die Form eines Polynoms 3.Grades. Der Fit aller Eichpunkte mit einem solchen Polynom liefert:

$$\tan\alpha(U) = 0.223*U + 5.8 \times 10^{-4} * U^2 + 21. \times 10^{-6} * U^3 \quad (3.6.)$$

$$\pm 0.002 \quad \pm 4.8 \quad \pm 2.$$

der Vergleich mit (3.5.a): $s = 3.00 \epsilon + 1.88 \epsilon^3$

wobei: $\tan\gamma = \epsilon/f_1$

$\epsilon = kU$ (das entspricht der Annahme
die Diode sei im benutzten
Bereich linear)

gestattet die Berechnung der erwarteten Faktoren für die Gleichung (3.5.a).

Dazu wurde für den Fall kleiner Auslenkungen- ϵ die Gültigkeit der Beziehung (3.5.b) angenommen und daraus die Proportionalitätskonstante zwischen U und ϵ bestimmt. Für den Übergang von 3.5.b zur allgemeineren Form 3.5.a wird die Proportionalität mit den entsprechenden Vorfaktoren umgerechnet. Aus dem vereinfachten Fit (als Gerade in der Form von 3.5.b) erhält man für den zentralen Bereich der Photodiode:

$$\tan\alpha = 0.227 * U \quad \text{entsprechend} \quad \tan\alpha = 3.16 * (k/f_1) * U$$

und daraus folgen die Werte gemäß 3.5.a:

p_1 erwartet:	0.216	ermittelt:	0.223
p_2	0.0	(siehe (3.6))	$(5.8 \pm 4.8) \times 10^{-4}$
p_3	$7. \times 10^{-4}$		$(21. \pm 2) \times 10^{-4}$

Der Vergleich zeigt, daß die gemessene Kurve etwas stärker nichtlinear ist, als es die theoretische Beziehung erwarten läßt. Mögliche Verursacher der Abweichung sind Mängel der optischen Elemente und die nicht vernachlässigbare Nicht-linearität der Photodiode.

Trotz der feststellbaren Schwächen des Systems wurde die Neigung gemäß Gleichung 3.5b in eine lineare Beziehung zum Photodiodensignal gesetzt. Dazu wurden alle Eichpunkte mit Spannung $U < 2$ Volt durch eine Gerade angefitet. Diese Gerade diente dann als Eichkurve.

Die Unterschätzung der seltenen Neigungen > 0.5 liegt bei maximal 15%. Die Vereinfachungen ermöglichten eine schnellere Datenverarbeitung und somit konnte ein Teil der Rechnerkapazität für andere Zwecke freigehalten werden.

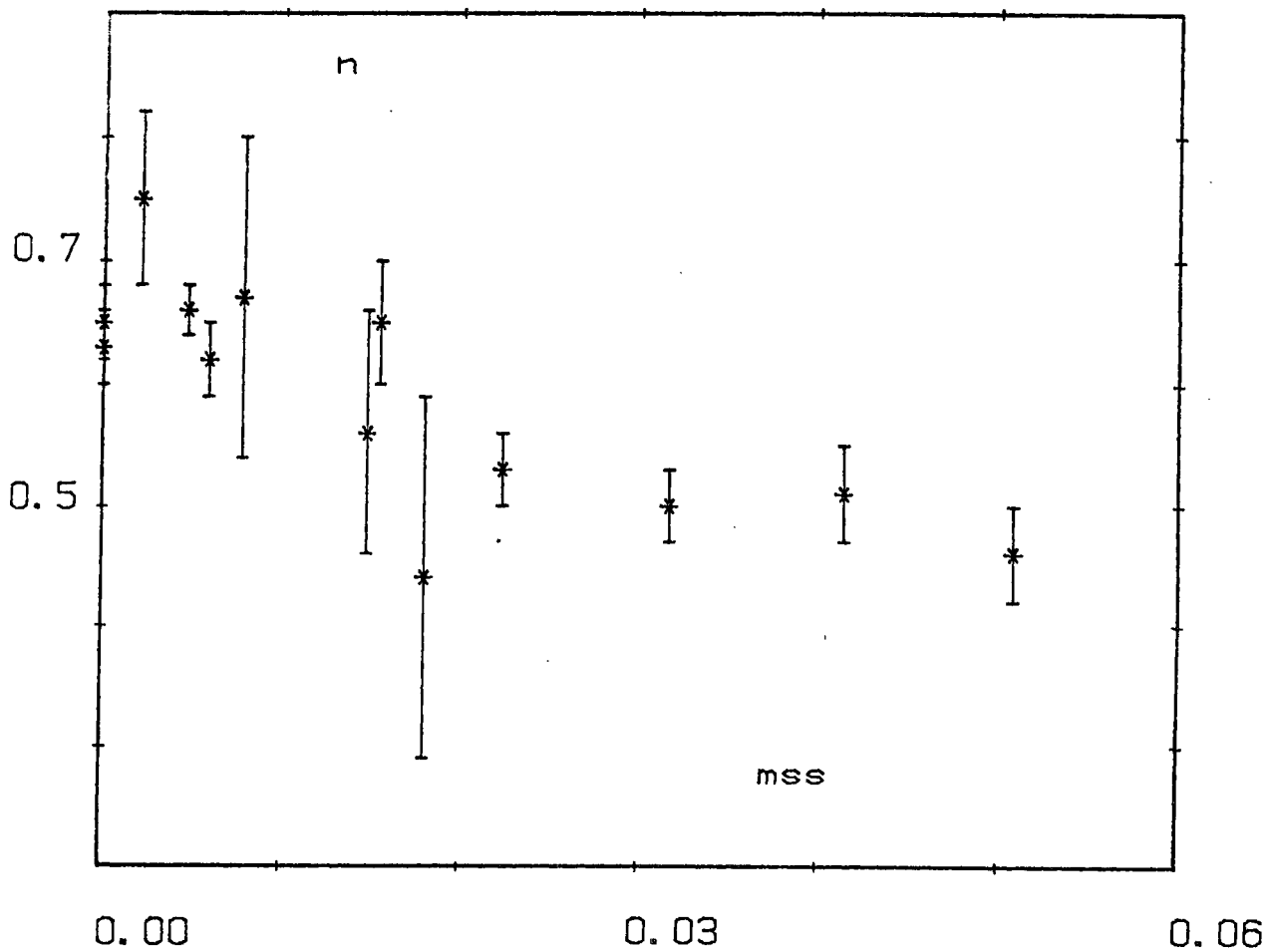


Abb.4.1: Änderung des Schmittzahlexponents- n beim Übergang zum rauhen Fall. Die Abbildung entstammt der Arbeit von W. Huber (1984) und zeigt die Abnahme von n mit zunehmender mittlerer-quadratischer-Neigung (hier: =mss).

4. Messungen

4.1 Vorbemerkungen

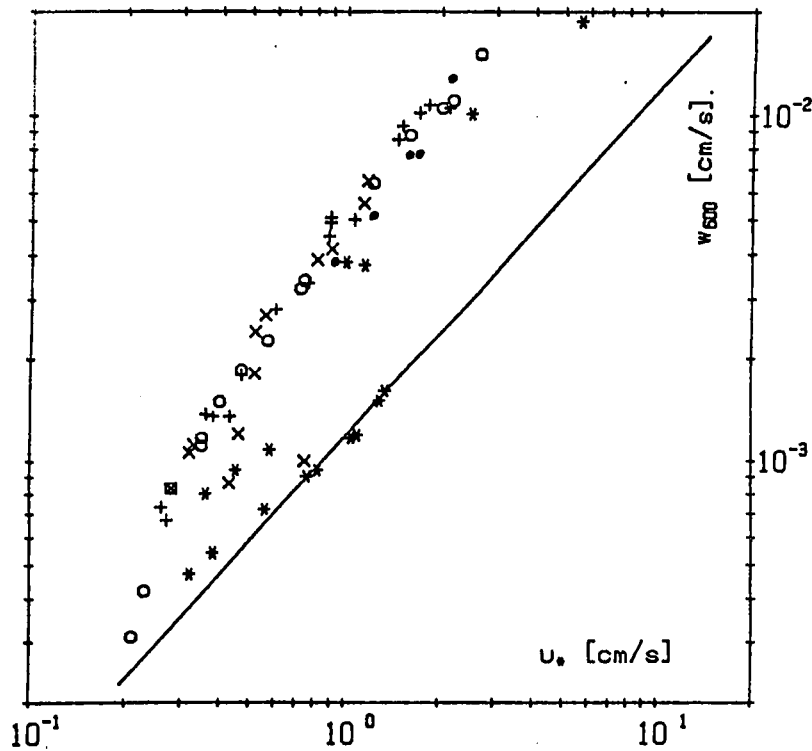
Alle Messungen wurden am kleinen zirkularen Wind-Wasser-Kanal des Institutes für Umweltp Physik der Universität Heidelberg durchgeführt. Wie bereits eingangs erwähnt, sollte der Einfluß der Temperatur auf den Gasaustausch näher untersucht werden.

Der Temperatureinfluß wird von den Modellen zum Gasaustausch nur durch die temperaturabhängige Schmidtzahl berücksichtigt. Eine explizite Temperaturabhängigkeit tritt in keinem der Modelle auf (siehe Abschnitt 2.4).

Frühere Messungen (Jähne 1980, Huber 1984) zeigten, daß die Modelle die unterschiedlichen Oberflächenverhältnisse beim Vorhandensein von Wellen nur ungenügend erfassen. Die Schubspannungsgeschwindigkeit- u_* kann nur zum Teil als Parameter dienen und muß um einen weiteren Parameter, der die Wasseroberfläche charakterisiert, ergänzt oder ersetzt werden (siehe hierzu Huber 1984). Huber fand für den rauhen Fall, also bei nennenswerter Wellenbildung, eine gute Korrelation zwischen der Transfergeschwindigkeit- w und der mittleren quadratischen Neigung der Wasseroberfläche. Er konnte die prinzipielle Tauglichkeit dieses Parameters für den Gasaustausch im rauhen Fall zeigen. Durch simultane Messungen mit mehreren Gasen fand er, daß die Schmidtzahl-abhängigkeit mit dem Einsetzen der Wellenbildung von $Sc^{-2/3}$ (gemäß dem Deaconmodell) auf $Sc^{-1/2}$ (τ -Modell) übergeht (Abb.4.1). Inwieweit diese Ergebnisse unter veränderter Temperatur gültig sind, ist unbekannt.

Die denkbaren Einwirkungen der Temperatur und der Verhältnisse der Wasseroberfläche (unterschiedliche Rauigkeit bzw. Sauberkeit) auf den Gasaustausch und die Modellparameter zeigt die Abb.2.4 (S.20).

a)



b)

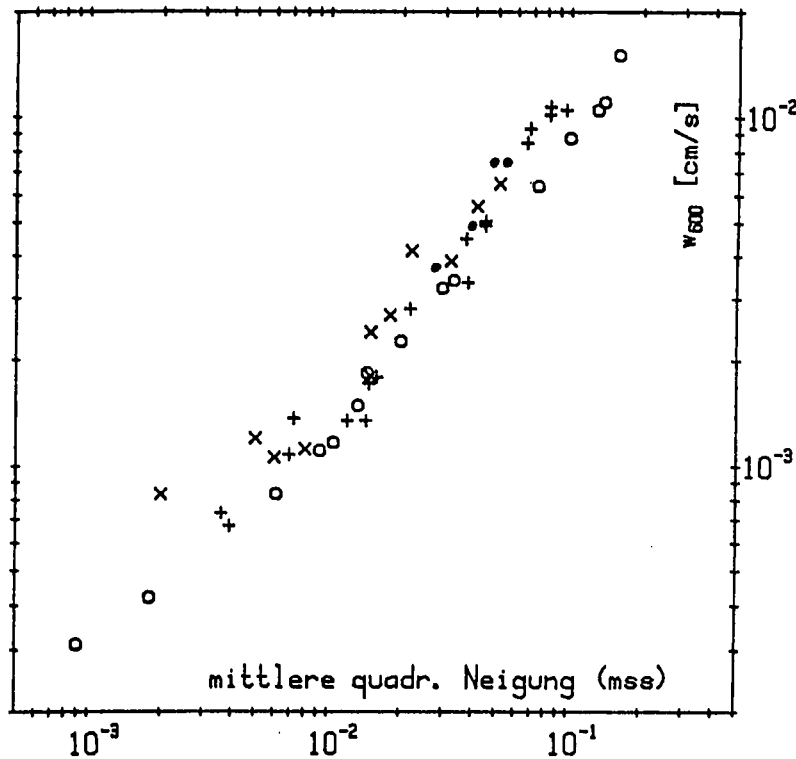


Abb.4.2: Überblick über bisherige Messungen. Die Abbildung zeigt Meßergebnisse von drei Wind-Wasserkanälen. Aufgetragen ist die Transfargeschwindigkeit (für $Sc=600$) gegenüber dem Modellparameter u_* (Abb.4.2a) und dem "empirischen" Parameter mittlere-quadratische-Neigung. Deutlich erkennbar ist in 4.2a) und b) die mit u_* bzw. $m-q-n$ zunehmende Überhöhung des Gasaustausches gegenüber der Aussage des Deacon-Modells (Gerade in 4.2a)).

Symbole: x kl.Kanal HD (Huber'84) + kl.Kanal HD eigene
 * kl.Kanal HD (Jähne'80) o gr.Kanal HD (Börsinger)
 ● Marseille

Bei der Durchführung der neuen Messungen wurde auf möglichst sauberes Arbeiten geachtet. Dem störenden Einfluß von Oberflächenfilmen auf die Wellenbildung und die Gasaustauscheffizienz wurde durch Absaugen der obersten Wasserschicht (siehe 3.2) vorgebeugt. Das Ziel war ein ungestörter Wellenaufbau mit möglichst hoher Gasaustauschrate.

Dieses Vorgehen führte dazu, daß durch die Vorgabe des unabhängigen Parameters "Windgeschwindigkeit" die unabhängigen Parameter "Schubspannungsgeschwindigkeit" und "mittlere quadratische Neigung", von kleinen Schwankungen abgesehen, festgelegt werden können. Die sonst üblichen starken Streuungen der abhängigen Parameter (siehe frühere Arbeiten z.B. Huber 1984) entfällt. Als Folge davon werden die Schwankungen der Gasaustauscheffizienz geringer.

Unter der Voraussetzung der gleichbleibend günstigen Bedingungen (d.h. vor allem sauberes Wasser) für eine hohe Gasaustauschrate (hohe Effizienz) sind für die gemessenen Austauschraten die höchstmöglichen Werte zu erwarten.

Der Einfluß der Temperatur zeigt sich durch veränderte Lage der Obergrenze der Austauschraten. Ein zusätzlicher Temperatureffekt außer dem über die Schmidtzahl, könnte sich an der Lage der Obergrenze abzeichnen.

Bei den folgenden Betrachtungen gilt es zu beachten, daß bei der Messung Nr.60 die Wasseroberfläche uneinheitlich war. Auf einem Teil der Oberfläche trat eine solitonähnliche Erscheinung auf. Dadurch wurde die windbezogene Schubspannungsgeschwindigkeit kleiner und die mittlere quadratische Neigung reduziert (siehe hierzu auch Huber 1984). Die Ergebnisse der Messung Nr.60 sind in den Diagrammen und Abbildungen enthalten; in einigen Fällen wurde der entsprechende Meßpunkt in Klammern gesetzt.

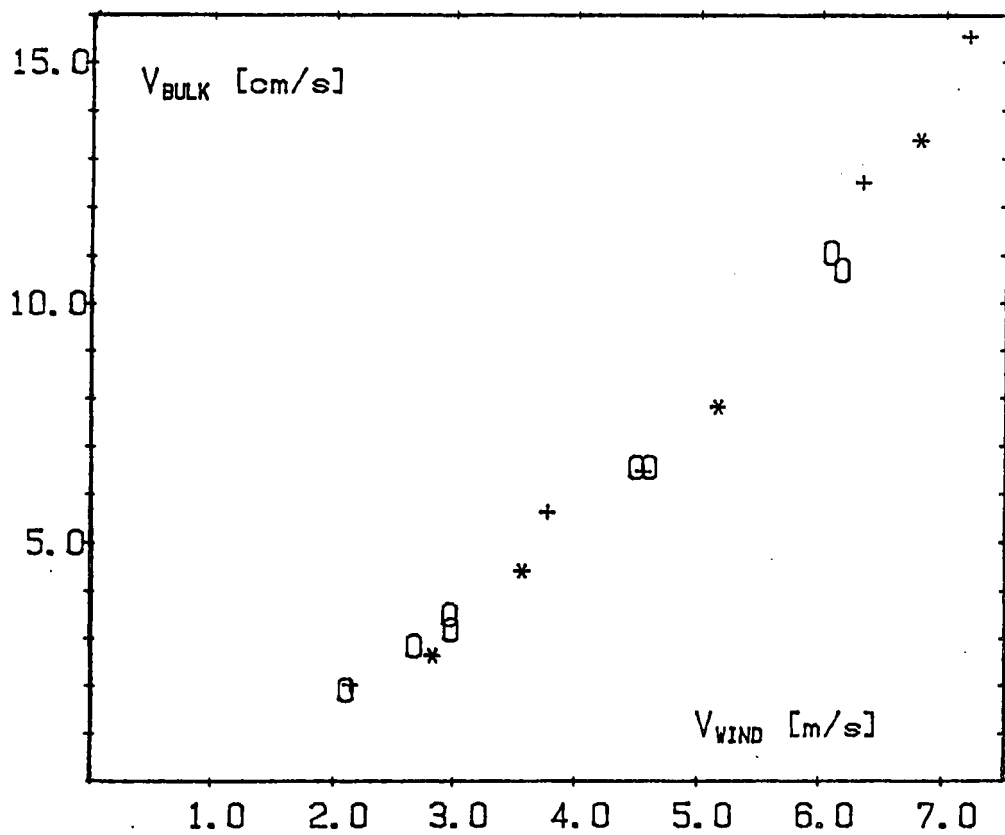


Abb.4.3: Temperaturabhängigkeit der Bulkgeschwindigkeit. Dargestellt ist die Bulkgeschwindigkeit als Funktion der Windgeschwindigkeit bei drei Temperaturen (3°, 20° und 35°C). Zur Bedeutung der Symbole siehe Anhang A1 S.50.

4.2 Temperaturabhängigkeit der Parameter ($v_{\text{BULK}}, u_*, m-q-n$)

Die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit wurde auf die Bestimmung der Bulkgeschwindigkeit zurückgeführt. Die in Abschnitt 3.5 hergeleitete lineare Beziehung von u_* zu v_{BULK} beinhaltet keine explizite Temperaturabhängigkeit.

Für die Beschreibung der Wasserströmung gemäß dem universellen Geschwindigkeitsprofil (Abb.3.6) ist jedoch - bei Annahme einer konstanten Schubspannungsgeschwindigkeit - sehr wohl ein Einfluß der Temperatur auf die Bulkgeschwindigkeit (sie entspricht einer Strömungsgeschwindigkeit im logarithmischen Bereich des Profils etwa bei $z_*=10\dots 100$) zu erwarten. Mit steigender Temperatur des Wassers, also abnehmender Zähigkeit, sollte die Bulkgeschwindigkeit zunehmen. Zur Abschätzung des Effektes wurden in Abb.3.6, zusätzlich zur dimensionslosen z_* -Achse (mit: $z_*=z*u_*/\nu$), z -Achsen für den Wandabstand eingetragen, wie sie sich für $u_*=1,0$ cm/s bei den drei Temperaturen/Zähigkeiten ergeben. Der Effekt sollte etwa $\pm 5\%$ betragen. Wie die Abb.4.3 zeigt, kann einer solcher Effekt durch die Messungen nicht bestätigt werden, es findet sich lediglich ein angedeuteter Trend in die erwartete Richtung.

Daß eine temperaturbedingte Variation der Bulkgeschwindigkeit nicht festgestellt wurde, könnte auf einen veränderten Impulseintrag hindeuten. Dieser bzw. u_* wurde für die Überlegungen im Abschnitt 2.4 als konstant angenommen. Da der Impulseintrag luftseitig kontrolliert ist, wäre für einen temperaturabhängigen Eintrag eine Veränderung der luftseitigen Verhältnisse nötig. Eine solche luftseitige Veränderung wäre eine veränderte Wasseroberfläche, die jedoch bei den Messungen nicht festgestellt werden kann; die mittlere quadratische Neigung, als charakteristisches Maß für die Wasseroberfläche, zeigt

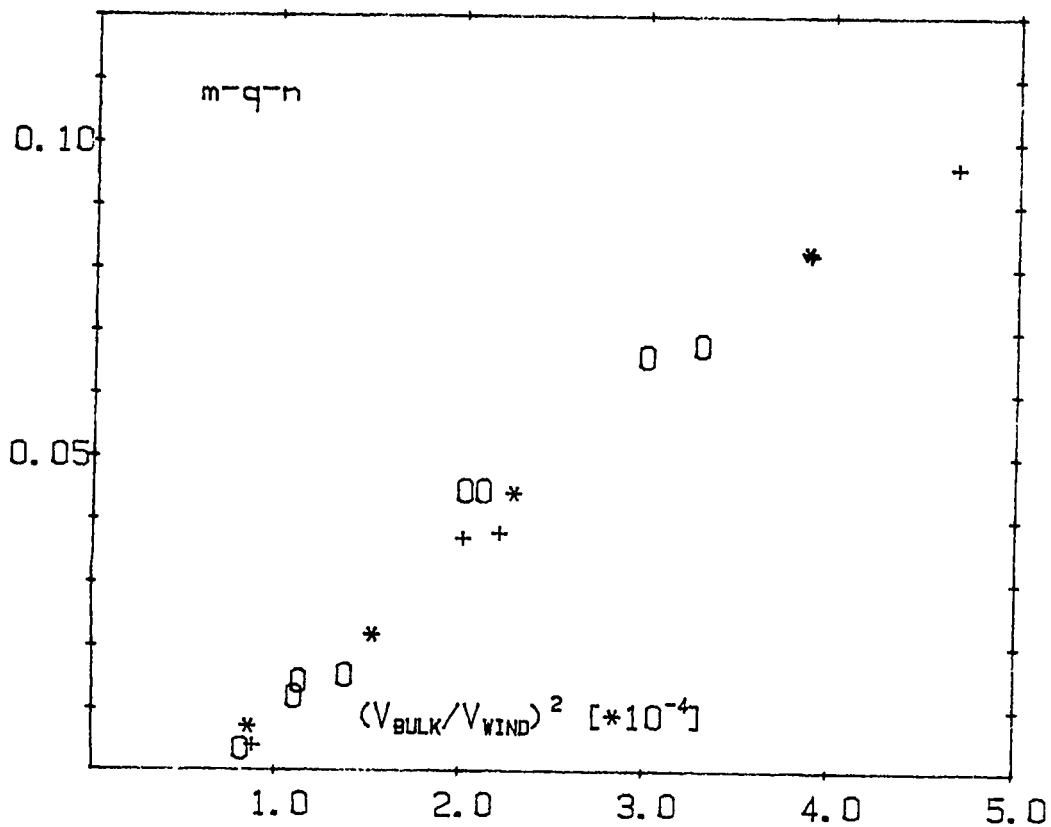
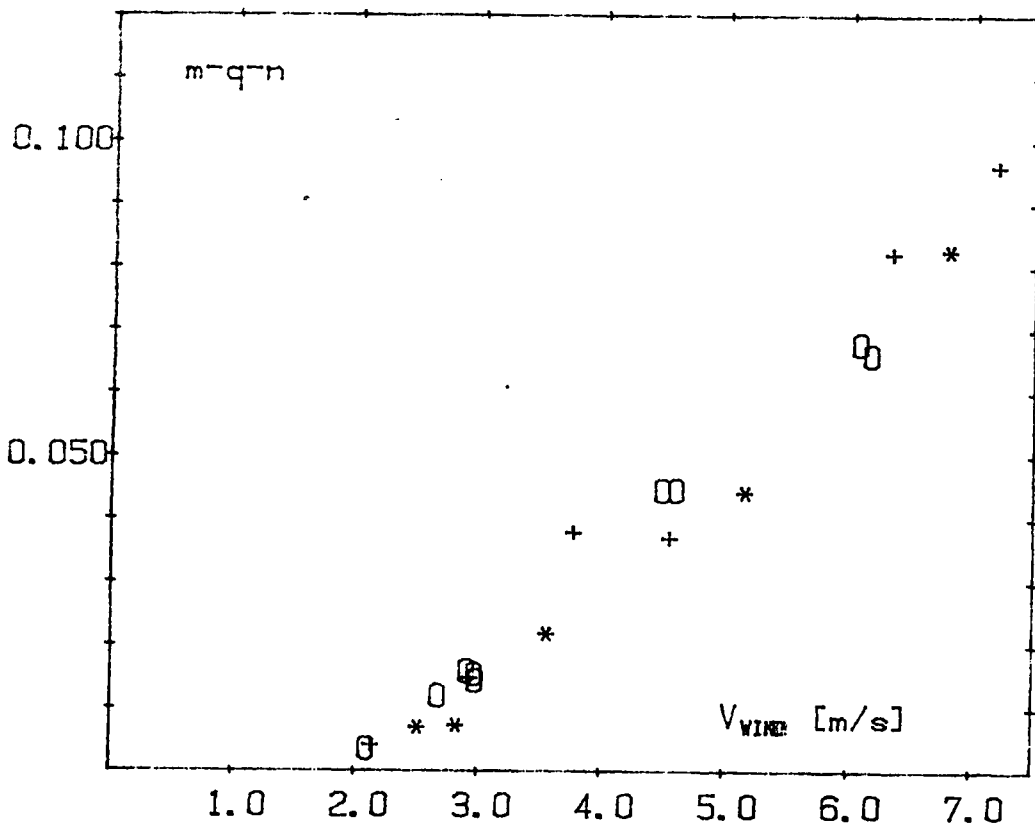


Abb.4.4,4.5: Temperaturabhängigkeit der mittleren -quadratischen-Neigung als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Größe $C=(V_{BULK}/V_{WIND})^2$ die den Impulseintrag ins Wasser beschreibt.

keinen klaren Temperatureinfluß (Abb.4.4). Angesichts der Unsicherheit der Werte für die mittlere quadratische Neigung (geschätzter Fehler 5...15%, siehe Abschnitt 3.7) und unter Ausschluß der Messung Nr.60, ist höchstens ein Trend zu erhöhter Neigung bei gesteigener Temperatur zu erkennen. Weitere Betrachtungen hierzu finden sich in Abschnitt 4.3 und 4.4.

Um die Höhe des Impulseintrages erfassen zu können, läßt sich, in Analogie zum Dragkoeffizienten, eine Größe-C als das Quadrat des Quotienten von Bulk- und Windgeschwindigkeit definieren:

$$C = (V_{\text{BULK}} / V_{\text{WIND}})^2$$

Ein Temperatureinfluß auf den Impulseintrag sollte sich für den luftseitigen Parameter mittlere quadratische Neigung in Darstellung über der Größe C (Abb.4.5) bemerkbar machen. Doch auch hier ist kein Effekt sichtbar. Somit muß der Impulseintrag als temperaturunabhängig (im Bereich 3...35°C) angenommen werden.

4.3 Bemerkungen zum Wellenbild

Bereits in Abschnitt 4.2 wurde die Frage nach dem Einfluß der Temperatur auf die mittlere quadratische Neigung aufgeworfen. Aus den Meßergebnissen konnte jedoch kein Effekt abgelesen werden.

Da die Kapillarwellen von zwei temperaturabhängigen Prozessen (Rückstellkraft/Oberflächenspannung und Dämpfung/Zähigkeit) kontrolliert werden, würde ein Effekt durchaus der Erwartung entsprechen. Deshalb wurden die Neigungsfrequenzspektren speziell im hochfrequenten Bereich

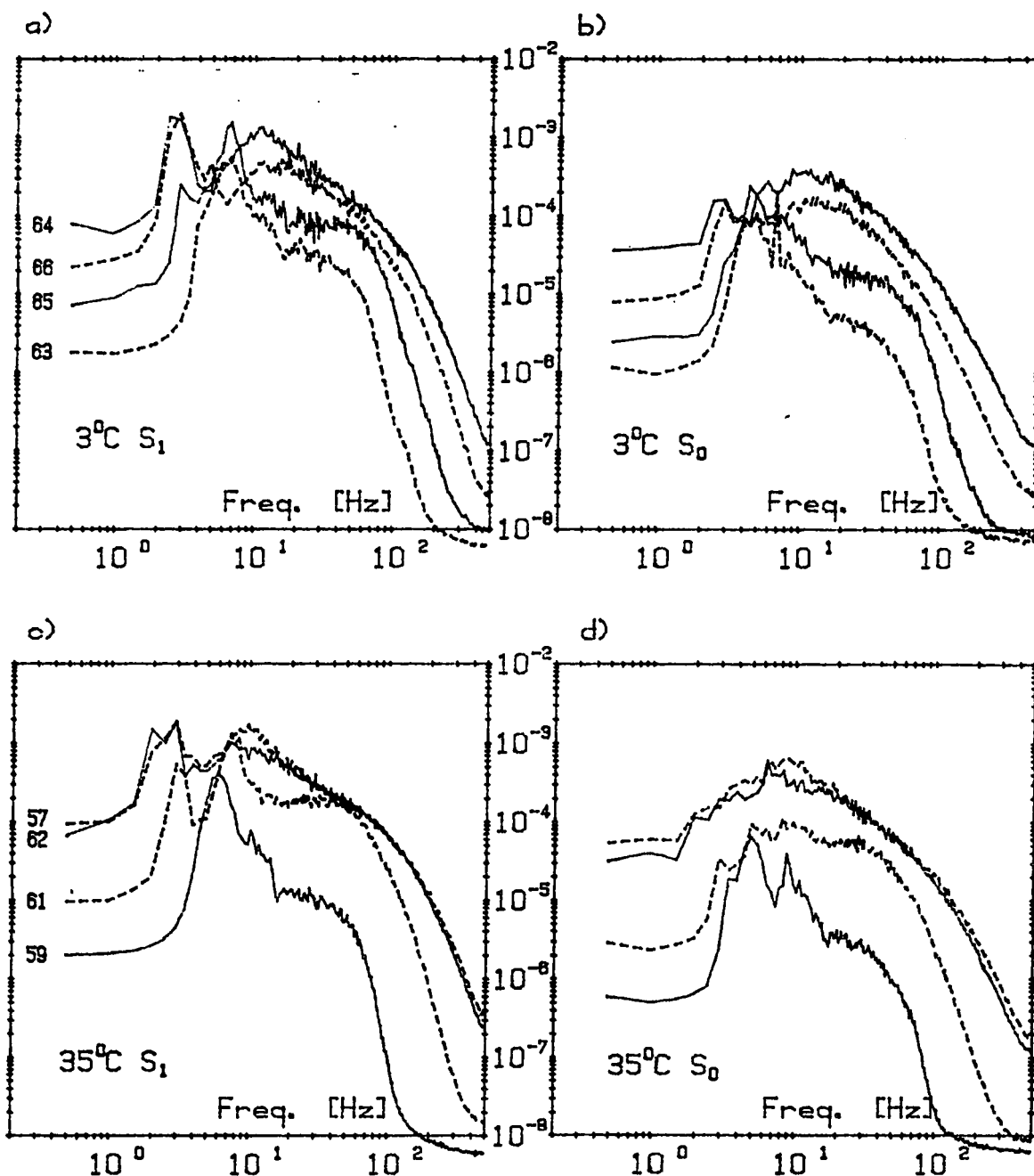


Abb.4.6: Neigungsfrequenzspektren bei 3° (4.6a)b)) und 35° (4.6c)d)). Die Spektren a) und c) zeigen die Komponenten der Neigung parallel zur Windrichtung und b) und d) zeigen die zum Wind senkrechten Komponenten. Scharparameter ist jeweils die Windgeschwindigkeit. Die Nummern an den Spektren sind die Versuchsnummern die auch in der Datentabelle (im Anhang) benutzt wurden.

nochmals untersucht.

In Abb.4.6 sind einige typischen Spektren für die Temperaturen 3° und 35°C dargestellt. Der Scharparameter ist dabei die Windgeschwindigkeit, welche, wie in den Abbildungen ersichtlich, sehr stark die Bandbreite der Spektren bestimmt. Generell führen erhöhte Windgeschwindigkeiten zu längeren Schwerewellen und verschieben den Abfall im Kapillarwellenbereich zu höheren Frequenzen. Gleichzeitig mit der Verschiebung tritt eine Abflachung des Abfalles ein. Inwiefern diesen windbedingten Veränderungen ein Temperatureffekt überlagert ist, läßt sich durch den einfachen Vergleich der Spektren in Abb.4.6 nicht feststellen.

Es wurden zwei Wege beschritten, um einen Zugang zu erreichen. Zum einen wurde aus den Spektren die mittlere quadratische Neigung für Wellen mit Frequenzen von 13,5-500 Hz bestimmt, und zum andern wurde der hochfrequente Abfall selbst auf seine Lage (bzgl. Frequenz) und Steilheit untersucht. Dazu wurde in einer veränderten Darstellung der Spektren die Lage des Abfalles durch zwei Punkte erfaßt. Die Abb.4.7 zeigt die veränderte Spektrendarstellung.

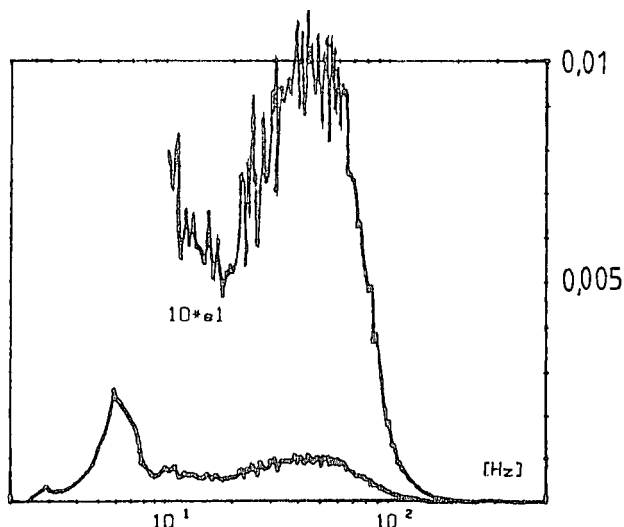


Abb.4.7: Neigungsfrequenzspektrum in halblogarithmischer Darstellung. Die Darstellung ist flächentreu bezüglich der mittleren-quadratischen-Neigung. Die obere Kurve ist eine Ausschnittsvergrößerung (*10) der unteren Kurve.

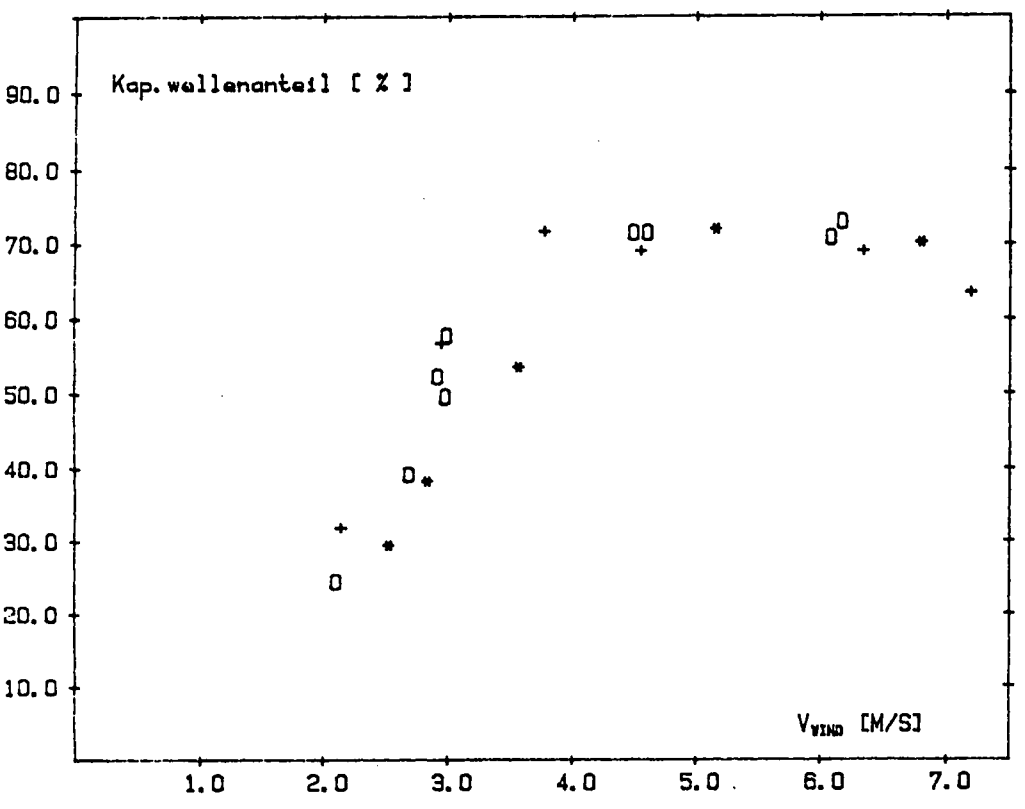
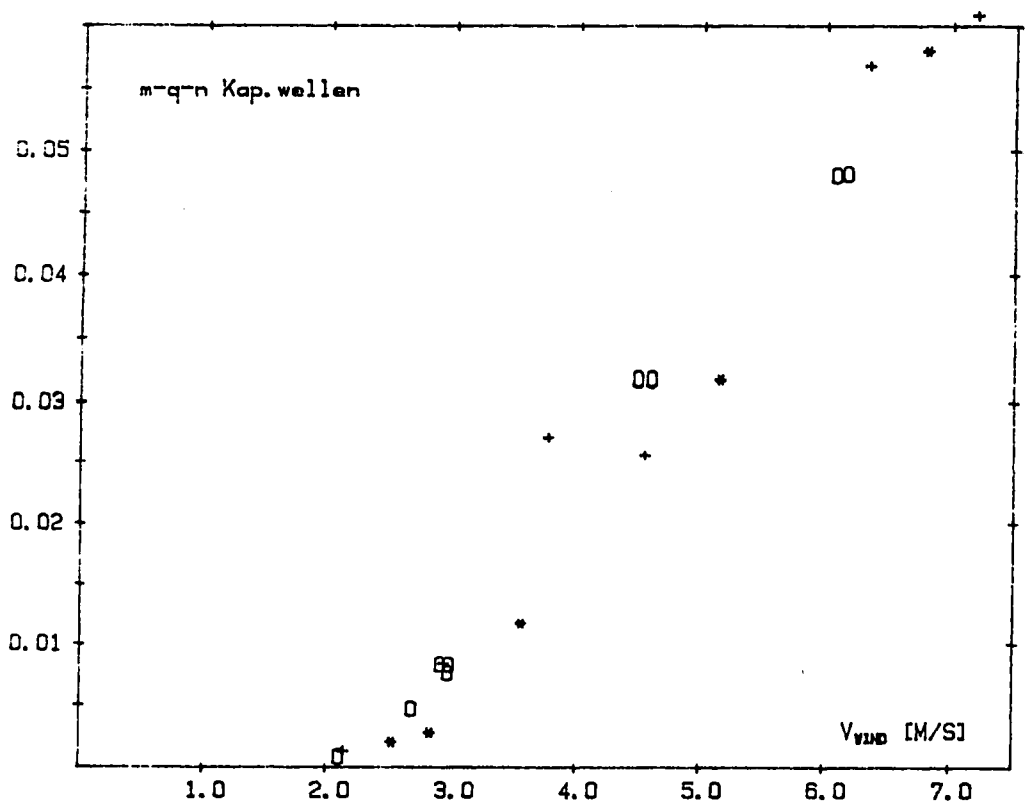


Abb.4.8: Beitrag der Kapillarwellen zur mittl.-quadr.-Neig. bei wechselnder Temperatur. In 4.8a) ist die m-q-n für den Kapillarwellenbereich (13.5-500 Hz) als Funktion der Windgeschwindigkeit dargestellt, 4.8b) zeigt den relativen Beitrag der Kapillarwellen zur Gesamtneigung.

Es wurde immer die s_1 -Komponente der Spektren, also die Neigung in Windrichtung, ausgewertet. Der Bereich des nahezu linearen Abfalls im Kapillarbereich wird durch eine Gerade angenähert. Der Nulldurchgang (= x-Achsenabschnitt = "Nullfrequenz") der Geraden und jene Frequenz, für die der Abfall aus dem Plateaubereich der mittleren Frequenzen (etwa 20...80 Hz) auf die halbe Höhe erfolgt ist, werden den Spektren entnommen. Diese Prozedur wurde für die meisten Versuche (außer bei Messung Nr.46) an mehreren Spektren durchgeführt.

Die auf dem ersten Wege ermittelten Informationen über die Spektrenanteile über 13.5 Hz sind in Abb.4.8 enthalten. In Abb.4.8a) zeigt sich, daß die mittlere quadratische Kapillarwellenneigung nahezu linear mit dem Wind zunimmt. Wie auch schon bei der Untersuchung der mittleren quadratischen Neigung, so läßt sich auch hier keine klare Trennung nach der Temperatur vornehmen. Lediglich die Werte für die Messungen bei 3°C liegen in der Tendenz am unteren Rand der Messungen, wie es sich auch schon für die mittlere quadratische Neigung in Abb.4.4 ergeben hat. Die Verteilung der Punkte in Abb.4.8a), besonders ihre Lage zueinander, ist sehr ähnlich jener für den pauschalen Parameter "mittlere quadratische Neigung" in Abb.4.4. Die Unterschiede der einzelnen Messungen, wie sie sich im Teilbereich der Kapillarwellen ergeben, spiegeln sich auch im pauschalen Parameter der m-q-n wieder. Eine Überlagerung mit Veränderungen im Schwerwellenbereich, welche das Bild verwischen könnte, scheint nicht stattzufinden.

Ganz anders als die Kapillarwellenneigung entwickelt sich der relative Beitrag der Kapillarwellen zur gesamten mittleren quadratischen Neigung. Nach Einsetzen der Wellenbildung beträgt der Kapillarwellenanteil nur 20...30%, um dann, mit zunehmendem Wind, schnell auf Werte von 70...75% anzusteigen. Eine Erhöhung der Windgeschwindigkeit über 5 m/s bringt jedoch kein weiteres Ansteigen des

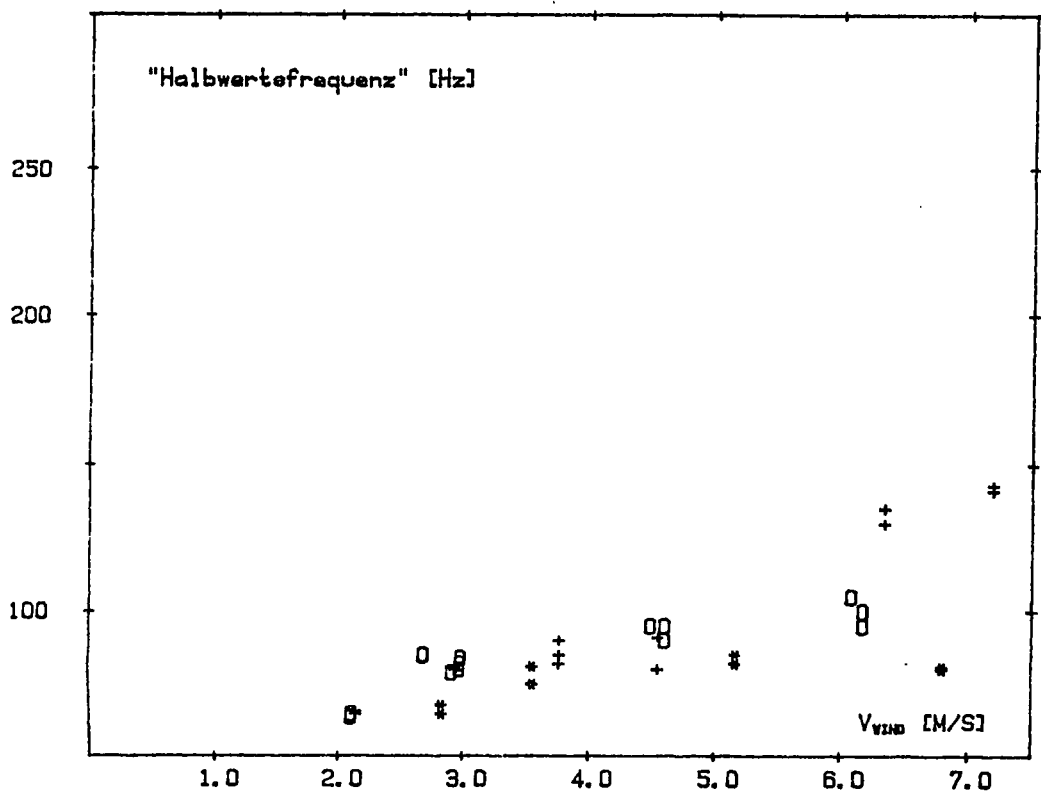
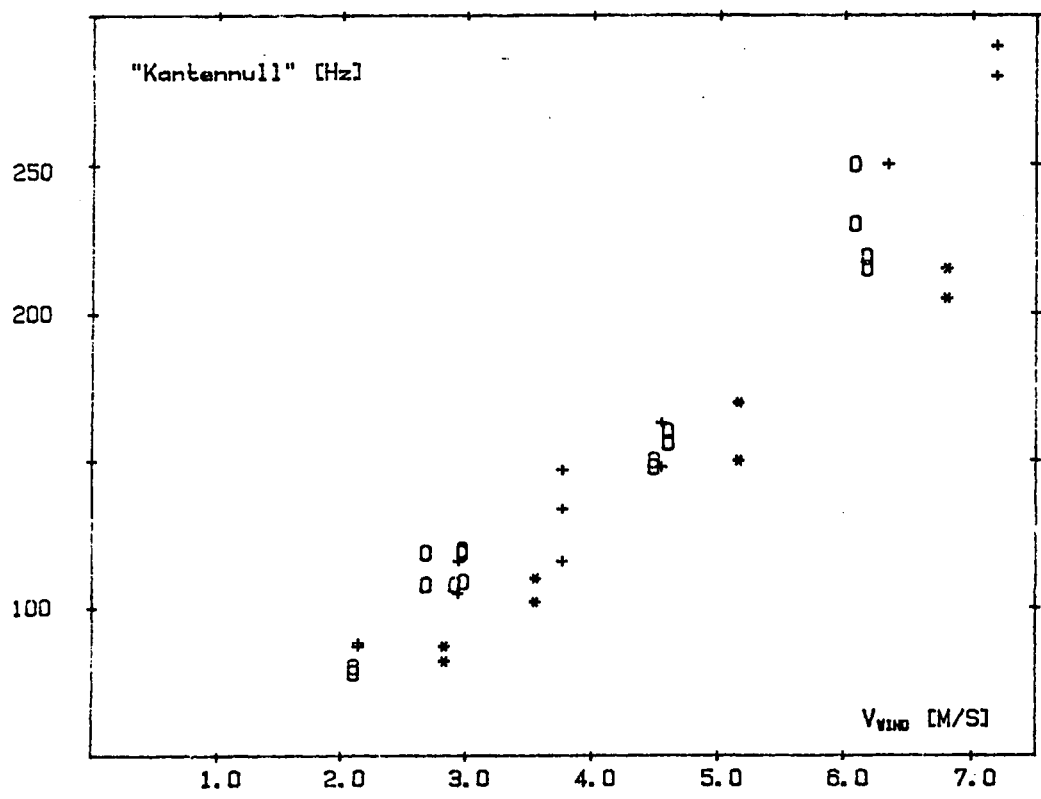


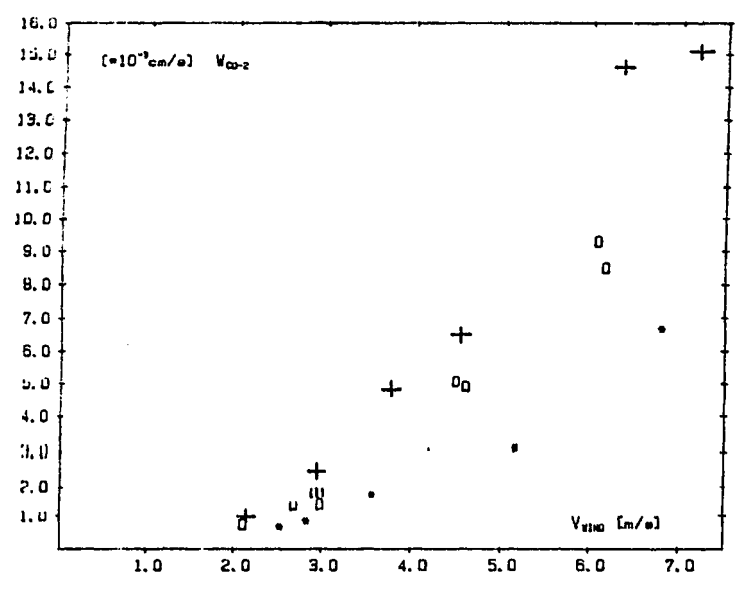
Abb.4.9: Abfall der Spektren im hochfrequenten Bereich.
(Erläuterungen siehe Text Kapitel 4.3)

Kapillarwellenanteils mehr. Die oben erwähnte windbedingte Spektrenverbreiterung und -erhöhung erfolgt demnach nicht symmetrisch zur gewählten Trennungslinie von 13.5 Hz. Bei zunehmendem Wind erfolgt zuerst ein Ausbau des Spektrums im höherfrequenten Teil und später gewinnen die Schwerewellen an Bedeutung für die mittlere quadratische Neigung. Ab etwa 4...5 m/s Windgeschwindigkeit erfolgt der Ausbau der Spektren symmetrisch zur 13.5 Hz-Linie, der relative Kapillarwellenanteil erreicht einen Gleichgewichtswert.

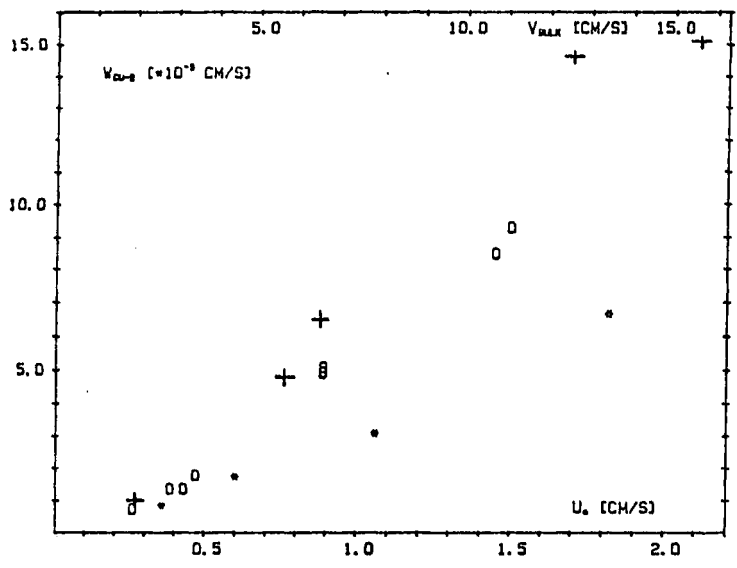
Es stellt sich die Frage, ob die Schwerewellen bei noch höheren Windgeschwindigkeiten nicht an Bedeutung gewinnen müßten und demnach ein relativer Rückgang des Kapillarwellenanteils zu erwarten wäre. Leider gibt es am kleinen Windkanal keine Messungen mit Windgeschwindigkeiten über 7 m/s und die Frage kann hier nicht geklärt werden. Es erscheint auch fraglich, ob Messungen bei so hohen Windgeschwindigkeiten am kleinen Windkanal sinnvoll wären. Die kleinen Abmessungen des Kanals machen sich bei diesen hohen Geschwindigkeiten zunehmend bemerkbar. Der Aufbau von immer längeren Schwerewellen wird zum einen durch die "Enge" (Breite und Krümmung) des Kanals begrenzt und zum andern ist zwar der Fetch des Kanals quasi unendlich, aber die Ausdehnung der Oberfläche, entlang der sich die Wellen ausbilden können, ist endlich (Kanalumfang 1.57 m). Die endliche "Oberflächenlänge" begünstigt die Entwicklung von Wellen, deren Wellenlängen ein ganzzahliger Bruchteil der Kanalgrundmoden sind und erschwert die Bildung der Wellenlängen dazwischen. Möglicherweise behindert dies den Ausbau des niederfrequenten Teils der Spektren.

Die für den hochfrequenten Abfall ermittelten Werte veranschaulichen die Abb.4.9a) und b). In Abb.4.9a) tritt die bereits erwähnte Spektrenverbreiterung deutlich zu Tage. Ebenso ist die Abflachung der Spektren erkennbar, wenn man Abb.4.9a) und b) miteinander vergleicht. Die "Kantennull" steigt schneller zu höheren Frequenzen als die

4.10a)



b)



c)

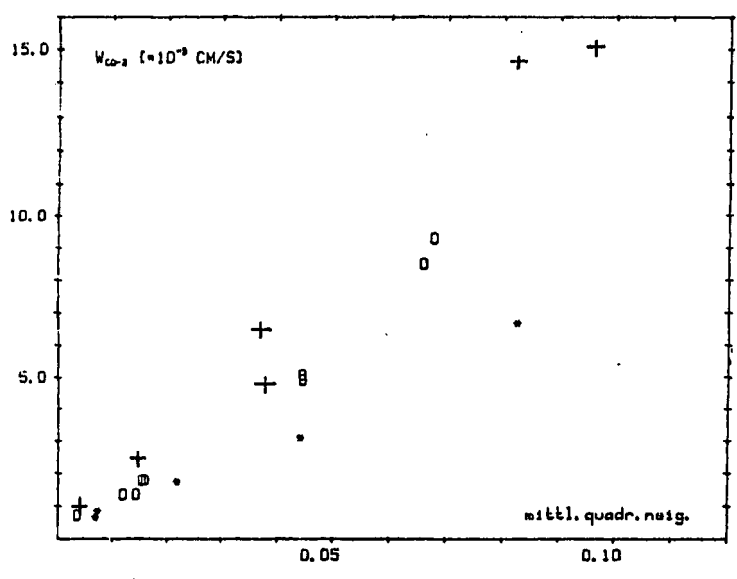


Abb.4.10: Parametrisierung der Transfergeschwindigkeit. Darstellung von w gegen a): Windgeschwindigkeit, b): Schubspannungsgeschwindigkeit- u_s und c): mittl.-quadr.-Weig. für Messungen bei 3°, 20° und 35°C.

"Halbwertsfrequenz".

Ein Effekt zur Verschiebung der Kanten zu niedrigeren Frequenzen bei kälterem Wasser ist nicht auflösbar. Während die 3°-Werte am unteren Rand der Messungen liegen und somit der Erwartung entsprechen, liegen die 20°- und 35°-Werte völlig ineinander.

Was sich für die niedrigste Temperatur schwach andeutet, findet sich bei den höheren Temperaturen nicht bestätigt. Ein Temperatureffekt kann mit diesen Messungen nicht bestimmt werden.

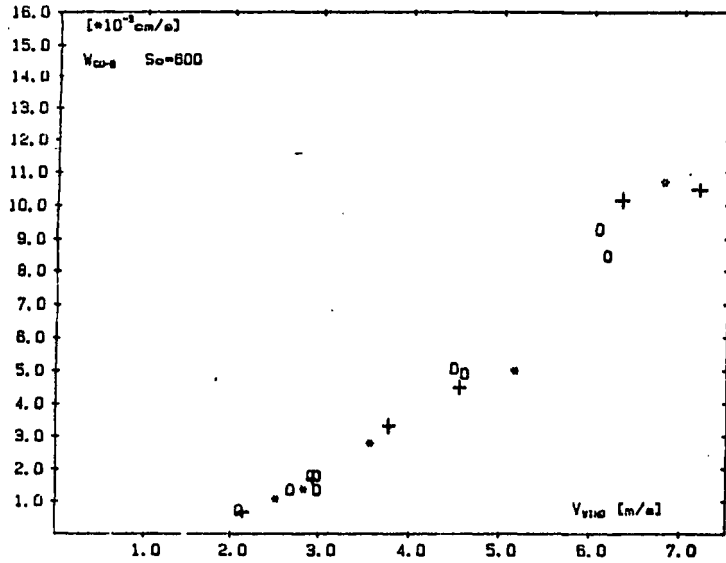
4.4 Überblick über die Messungen, Parametrisierung der Transfargeschwindigkeit

Einen Überblick über die Messungen liefern die Abb.4.10a)-c). Sie zeigen die ermittelten Transfergeschwindigkeiten in ihrer Abhängigkeit von den Parametern Windgeschwindigkeit- v_w , Schubspannungsgeschwindigkeit- u , und mittlere quadratische Neigung- $m-q-n$.

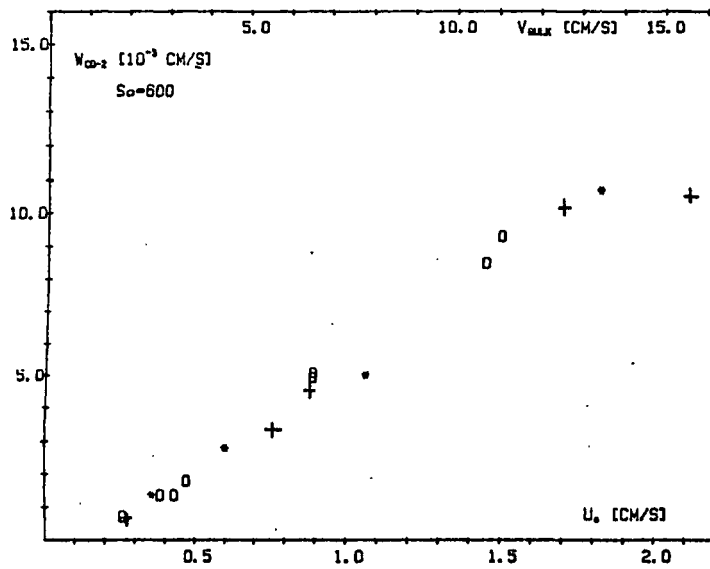
In Abb.4.10 zeigt sich erwartungsgemäß die starke Temperaturabhängigkeit der Transfargeschwindigkeit.

Ein Temperatureffekt wird von allen Modellen in ihrer Schmidtzahlabhängigkeit erfaßt. Im Vergleich zu den Messergebnissen wird die Transfargeschwindigkeit von allen Modellen deutlich unterschätzt. Wie bereits in 4.1 erwähnt, konnte durch frühere simultane Messungen mit verschiedenen Tracern bei 5° (Huber 1984) und 20°C (Jähne 1980) die qualitativ richtige Aussage des τ -Modells bezüglich der Schmidtzahlabhängigkeit bestätigt werden. Für diese Messungen erzielten die Autoren unterschiedliche Schmidtzahlen nur aufgrund der von Tracer zu Tracer unterschiedlichen molekularen Diffusionskonstante bei

4.11a)



b)



c)

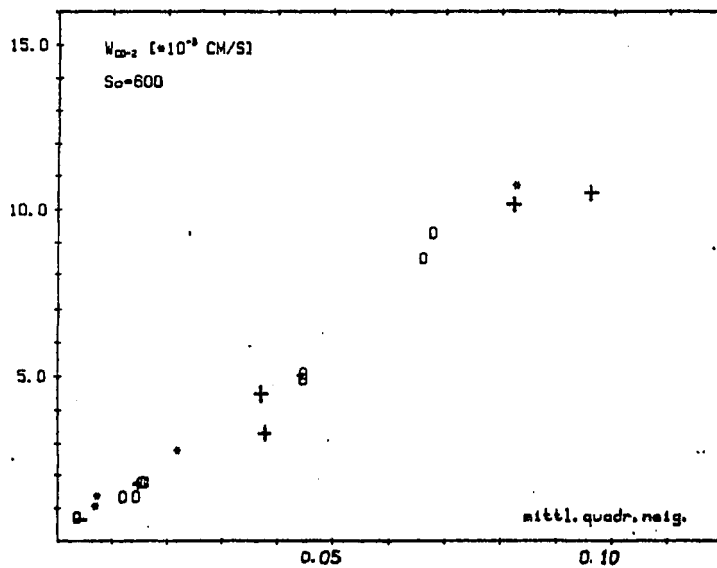


Abb.4.11: Wie Abb.4.10 jedoch sind die gemessenen Transfergeschwindigkeiten gemäß der Aussage des τ -Modells temperaturkorrigiert (Gleichung 4.1 mit $n=0.5$) auf $Sc=600$.

gleichbleibender Zähigkeit ν des Mediums Wasser. Bei diesen Messungen ergab sich auch, daß die Annahme eines konstanten Wertes für β , wie ihn die Modelle angeben (im r -Modell $\beta=16$), mit den Meßergebnissen nicht verträglich ist.

Alle Messungen wurden gemäß der bestätigten $Sc^{-1/2}$ - Abhängigkeit auf eine $Sc=600$, entsprechend $20^\circ C$ für CO_2 in Wasser, korrigiert (\rightarrow Gleichung 4.1 S.41). Die gemessenen Transfargeschwindigkeiten wurden somit derart temperaturkorrigiert, wie es der Aussage des r -Modelles entspricht.

Die korrigierten Werte ergeben die Diagramme in Abb.4.11. Sie zeigen ein sehr einheitliches Bild für alle drei Temperaturen, ein zusätzlicher Temperatureinfluß, außer dem auf die Schmidtzahl, ist in diesen Diagrammen der Abb.4.11 nicht erkennbar.

Weitergehende Betrachtungen zur Frage der Gültigkeit des r -Modelles für den Gasaustausch im rauhen Fall finden sich auch im Abschnitt 4.5.

4.5 Abschätzung des Schmidtzahlexponenten

Um die Gasaustauschmodelle in ihrer Aussage bezüglich der Schmidtzahlabhängigkeit testen und verifizieren zu können, gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Zum einen kann durch simultane Messung der Transfargeschwindigkeit mit mehreren Tracern (z.B. Huber 1984) bei konstanter Temperatur gemessen werden und zum andern kann mit einem Tracer bei verschiedenen Temperaturen gemessen werden.

Der Schmidtzahlexponent ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Transfargeschwindigkeit (dargestellt als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit) bei unterschiedlichen Bedingungen. Im ersten Fall variieren die Diffusionskonstanten bei gleichbleibender Zähigkeit des Mediums (hier:

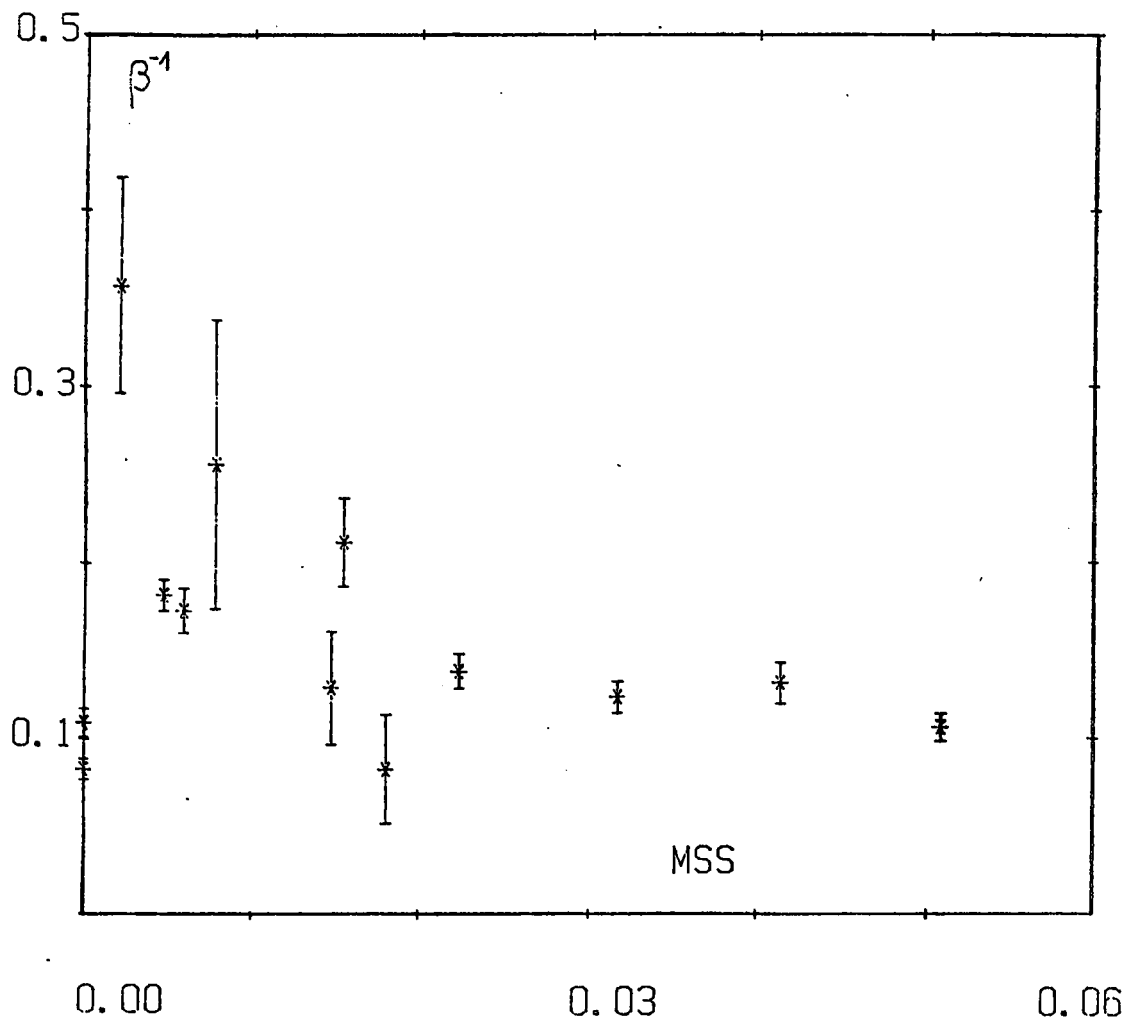


Abb.4.12: Änderung des dimensionslosen Transferwiderstands- β beim Übergang zum rauhen Fall. Die Abbildung entstammt der Arbeit von W. Huber (1984) und zeigt, daß durch die experimentellen Befunde die Annahme eines konstanten Wertes für β , wie es die Theorie verlangt, nicht gestützt wird.

Wasser) und im zweiten variiert mit der Temperatur sowohl die Zähigkeit als auch die Diffusionskonstante. Unter jeder Bedingung gilt allgemein:

$$w_{1/2} = \beta^{-1} * u_{*1/2} * Sc_{1/2}^{-n}$$

und somit für den Fall $u_{*1} = u_{*2}$:

$$w_1/w_2 = (Sc_2/Sc_1)^n \quad (4.1)$$

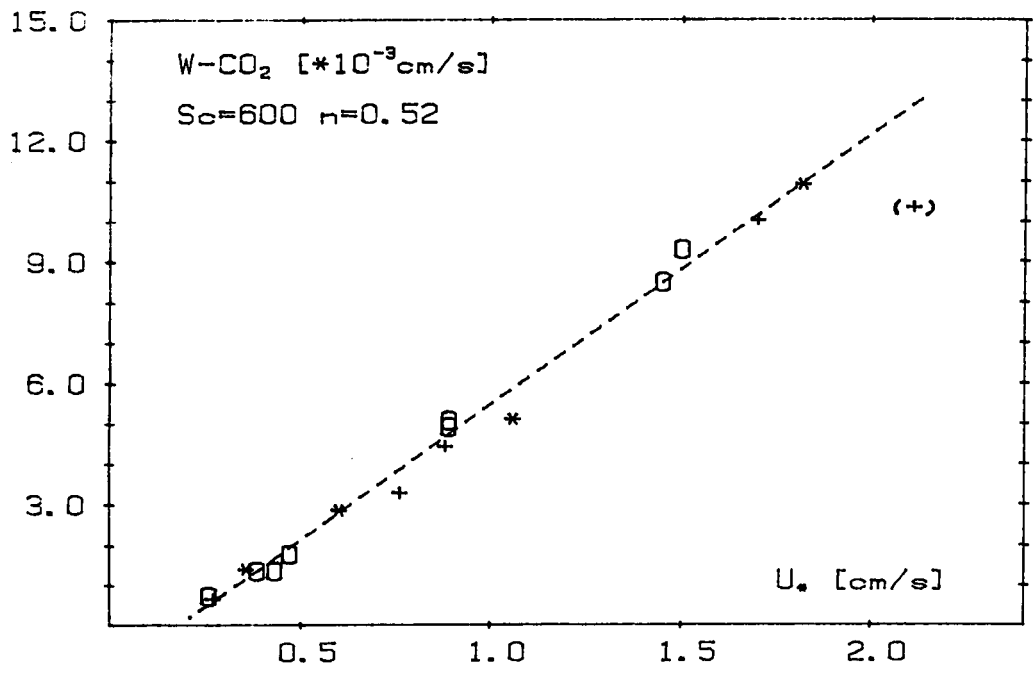
Dieser Ansatz beinhaltet die Annahme eines temperaturunabhängigen β . Da die Größe β direkt an das universelle Geschwindigkeitsprofil angekoppelt ist, und die Messungen dieser Arbeit in vollem Einklang mit den Aussagen dieses Profils stehen, ist die Annahme eines temperaturunabhängigen Wertes für β sinnvoll.

Die Untersuchungen von Huber (1984) sprechen allerdings für eine Abhängigkeit von β von u_* bzw. von den unterschiedlichen Verhältnissen an der Oberfläche, die durch den Parameter der mittleren-quadratischen-Neigung beschrieben werden. In ähnlicher Art und Weise wie sich der Schmidtzahlexponent beim Übergang vom glatten zum rauhen Fall ändert, ändert sich auch der Wert von β . Während im glatten Fall der theoretische Wert ($\beta=16$) gut bestätigt wurde, fand Huber für den rauhen Fall Werte von etwa der halben Größe (siehe Abb.4.12).

Exponentenbestimmungen nach den zwei oben beschriebenen Methoden wurden schon mehrfach vorgenommen (zum Überblick siehe Holmen und Liss 1984). Viele der Untersuchungen wurden jedoch in Rührtanks durchgeführt und sind deshalb nur schlecht mit den hier vorliegenden Messungen oder auch anderen Windkanaluntersuchungen zu vergleichen.

Die vorliegende Arbeit stützt sich auf zu wenige Messungen bei den einzelnen Temperaturen um für jede der drei Temperaturen einen gesicherten empirischen Zusammenhang

4.13a)



b)

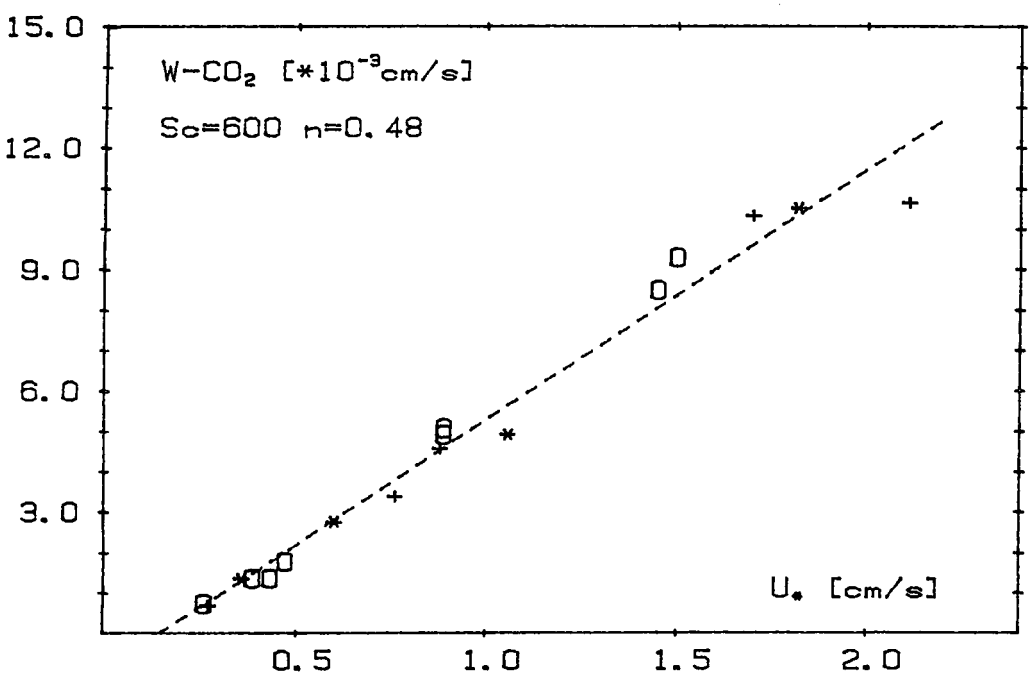


Abb.4.13: Temperaturkorrektur der Transfargeschwindigkeit. Alle gemessenen Transfargeschw. wurden nach Gleichung 4.1 auf Sc=600 temperaturkorrigiert; dabei wurde der Schmidtzahllexponent-n derart varriert, daß die Streuung der Meßpunkte um die Fitgerade minimal wird. Für 4.13b) wurden alle Messungen berücksichtigt, für 4.13a) wurde die Messung 57 vernachlässigt.

zwischen Transfergeschwindigkeit und Schubspannungsgeschwindigkeit durch einen Fit der Messpunkte erstellen zu können. Eine direkte Bestimmung des Schmitzählexponenten aus den Verhältnissen der Transfergeschwindigkeiten, wie es die Gleichung 4.1 angibt, ist somit nicht möglich.

Stattdessen wurden die Meßergebnisse mit unterschiedlichen Schmitzählexponenten auf $Sc=600$ korrigiert. Die korrigierten Transfergeschwindigkeiten $w(u_*)$ wurden durch eine Gerade angefitet. Durch Optimierung der Übereinstimmung der korrigierten Werte derart, daß die Streuung minimal wird, erhält man dann einen bestimmten Wert für den Schmitzählexponenten n .

Die Resultate dieser Untersuchung zeigt Abb.4.13. Eingezeichnet sind zwei Geraden-best-fits; einmal unter Berücksichtigung aller Meßpunkte und einmal unter Ausschluß von Messung 57.

Die Austauschrate der Messung 57 liegt auffallend niedrig. Wahrscheinlich ist dies die Folge von nicht ganz so reinem Wasser. Vor Beginn der Messung 57 war der Versuchskanal geöffnet worden und stand etwa eine Woche still. Die vor jedem Versuch vorgenommenen Reinigungsanstrengungen waren wohl nicht ausreichend, um die üblichen Verhältnisse wieder herzustellen. Dies führte jedoch nicht zu einer für das Auge sichtbaren Veränderung des Wellenbildes. Angesichts der hohen Windgeschwindigkeit der Messung 57 war die Wellenbildung stark und eine "Verschmutzung" nicht sofort erkennbar. Erst bei der Auswertung der Messung ergab sich das Anzeichen auf eingeschränkte Austauscheffizienz.

Für den Schmitzählexponenten wäre nach dem τ -Modell ein Wert von $n=0.5$ zu erwarten, und auch frühere Untersuchungen für den Gasaustausch im rauhen Fall sprechen für einen Schmitzählexponenten in etwa dieser Größe (siehe auch Abschnitt 4.1 mit Abb.4.1).

Das Ergebniss für die Schmitzählkorrektur gemäß dem τ -Modell wurde bereits in Abb.4.11b) gezeigt. Die oben

km4401.uk

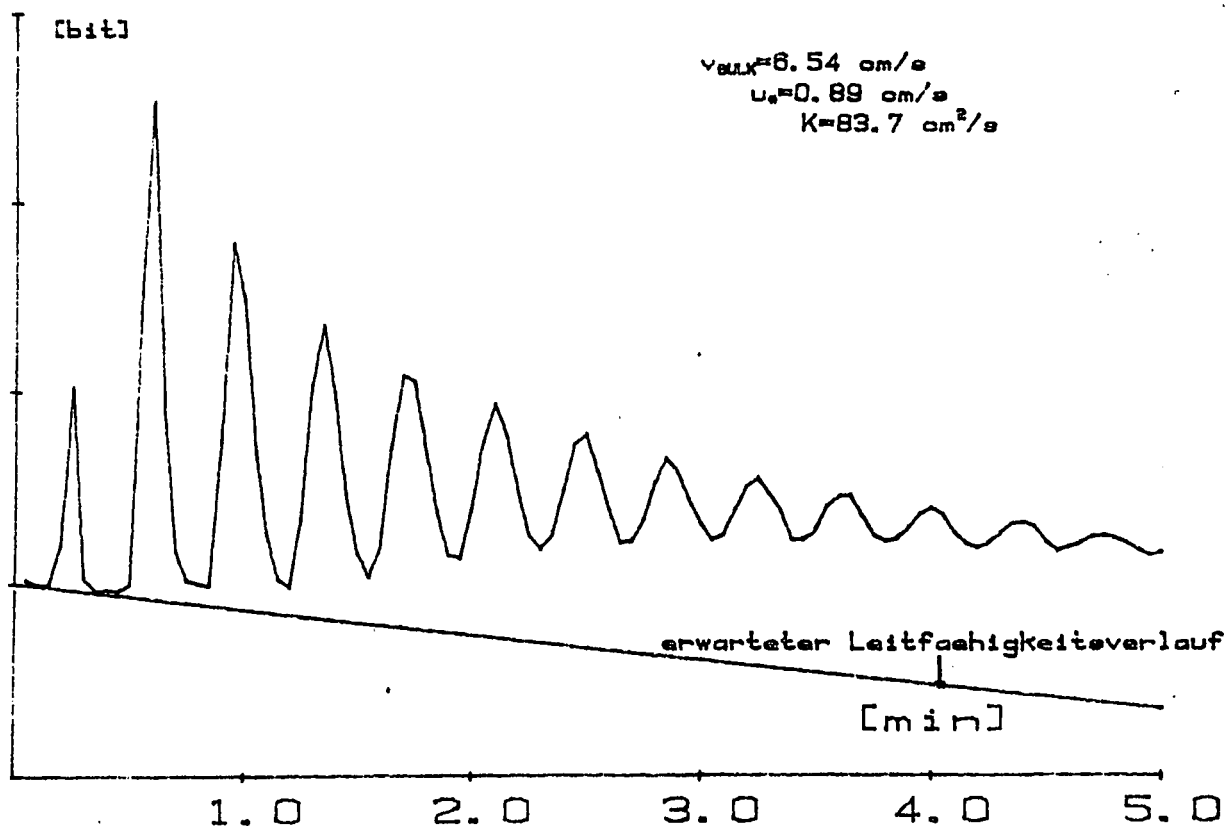


Abb.4.14, zeigt das Signal der Leitfähigkeitssonde bei einer Bulkgeschwindigkeitsmessung (siehe auch Abb.3.5). Die untere Kurve zeigt den Verlauf des Sondensignals wie er ohne Injektion, also bei ungestörter Evasion, zu erwarten wäre. Näheres zur Bestimmung der effektiven Diffusionskonstante aus derartigen Kurven im Text (Kapitel 4.5)!

erläuterte Bestimmung des Schmidtzahl exponenten ergab folgende Werte:

bei Berücksichtigung aller Messungen:

$$w = 6.18 \cdot 10^{-3} \cdot u_* - 0.0009 \quad \text{und} \quad n = 0.48$$

$$\pm 0.25 \quad \pm 0.0003$$

(mittlere quadratische Abweichung)^{1/2}: 0.00038

unter Ausschluß von Messung 57:

$$w = 6.68 \cdot 10^{-3} \cdot u_* - 0.0012 \quad \text{und} \quad n = 0.52$$

$$\pm 0.17 \quad \pm 0.0002$$

(mittlere quadratische Abweichung)^{1/2}: 0.00035

Dieses Ergebnis spricht sehr für die Richtigkeit des τ -Modelles in seiner Aussage bezüglich der Schmidtzahlabhängigkeit des Gasaustausches im rauhen Fall. Durch Vergleich der theoretischen Werte für die Transfergeschwindigkeit mit den Meßwerten ergibt sich für $\beta \cong 6.7$.

4.6 Abschätzung der Diffusionskonstante für horizontale Mischung im Kanalwasser

Das Signal der Leitfähigkeitssonde, wie es in Abb.4.14 dargestellt ist, liefert nicht nur einen Zugang zur Bulkgeschwindigkeit, sondern erlaubt auch eine Untersuchung der Mischungsprozesse im Kanalwasser.

Wenn man sich ein typisches Signal (Abb.4.14) anschaut, so erkennt man sofort die Auswirkung der Mischungsprozesse auf den Kurvenverlauf. Mit jedem Umlauf wird die Höhe der Leitfähigkeitspeaks geringer bei gleichzeitiger Peakver-

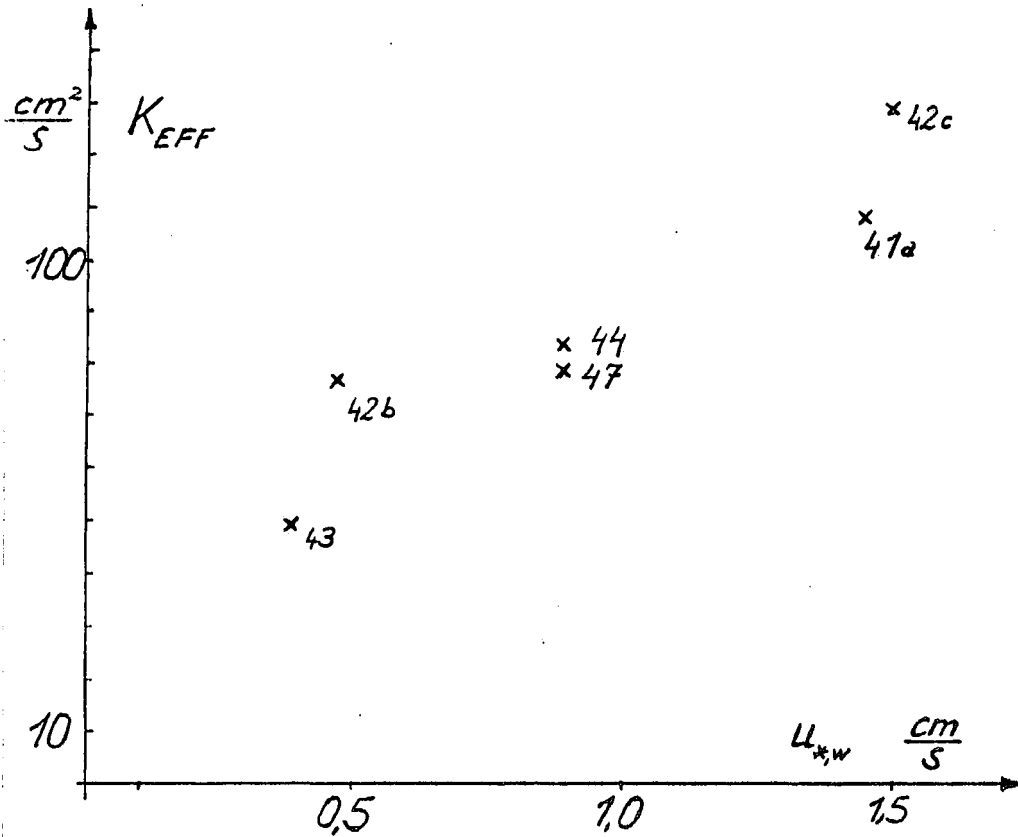


Abb.4.15, zeigt die ermittelten effektiven Diffusionskonstanten für die horizontale Mischung im Kanalwasser als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit- u_{*w} .

breiterung. Eine Ausnahme macht dabei des öfteren der erste Peak, wie in Kapitel 3.6.1 erwähnt.

Um die Effekte quantifizieren zu können, wurden die einzelnen Peaks durch eine Gaußsche-Glockenkurve angenähert. Als Basislinie ist dabei jener Kurvenverlauf zu nehmen, der sich ohne Injektion der CO₂-Lösung ergeben hätte. Die Basislinie ergibt sich durch Extrapolation aus der Zeit kurz vor der CO₂-Injektion. Jeder Peak ist dann durch seine Höhe H und seine Halbwertsbreite h charakterisiert.

Wie die Abb.4.14 zeigt, wird der anfänglich schmale Peak schnell breiter und das Niveau zwischen zwei benachbarten Peaks liegt schon nach kurzer Meßzeit deutlich über der Basislinie. Dies geschieht deshalb weil bereits nach kurzer Zeit die Halbwertsbreite der Peaks einem beachtlichen Teil des Kanalumfangs entspricht. Das Signal der Peaks kann dann nicht mehr ungestört abklingen, sondern überlagert sich dem ansteigenden Teil des nächsten Peaks.

Für genügend große Meßzeiten, d.h. Meßzeit \gg Lebensdauer der Turbulenzen im Kanal, darf man für die Verbreiterung gemäß Fickscher Diffusion ansetzen:

$$h \text{ proportional } (t)^{1/2} \quad \text{oder} \quad h = (t * K_{\text{EFF}})^{1/2}$$

wobei: t = Meßzeit = Peaklaufzeit

K_{EFF} = effektive Diffusionskonstante

Aus der Relativzeit der Peaks zueinander und ihren Halbwertsbreiten läßt sich dann die Größe K_{EFF} bestimmen (Abb.4.15). Sie ist ein Maß für Effektivität der Mischungsprozesse und umfaßt sowohl den turbulenten als auch den molekularen Mischungsanteil.

Das Wasser kann für die Impulsdiffusion als isotrop angesehen werden, d.h. man kann K_{EFF} , die Konstante der horizontalen Diffusion, auch für die vertikale Diffusion als richtig annehmen. Für einen bekannten Impulseintrag durch

die Oberfläche läßt sich dann mit K_{EFF} abschätzen, wie groß der vertikale Geschwindigkeitsgradient im turbulenten Bereich werden kann. Der Impulseintrag ergibt sich zu:

$$\tau_0 = j_{\rho v, z} = \rho u_0^2$$

mit: $j_{\rho v, z}$ = Impulsstromdichte des horiz.
Impulses in vert. Richtung

Für den Impulstransport über eine Strecke Δs gilt allgemein:

$$j = -K_{EFF} * \text{grad } c = -K_{EFF} * \rho \Delta v / \Delta s$$

und somit: $\Delta v = \Delta s * u_0^2 / K_{EFF}$

Die auf diese Weise berechneten Geschwindigkeitsunterschiede innerhalb des Bulks passen sehr gut zu den beobachteten Verhältnissen im Kanal. Der ausgedehnte Bulkbereich mit seinen turbulenten Strömungsverhältnissen führt zu kleinen Werten von Δv über einen großen Bereich in vertikaler Richtung. Die obige Abschätzung steht in sehr gutem Einklang mit früheren Messungen von Strömungsprofilen durch J. Ilmberger (1980).

Desweiteren wird angesichts der hohen effektiven Diffusionskonstanten die festgestellte Temperaturunabhängigkeit der Bulkgeschwindigkeit verständlich.

Nach den Ausführungen in Abschnitt 2.4 ist der dimensionslose Impulstransferwiderstand im Grenzschichtbereich, im Gegensatz zu dem im vollturbulenten Bereich, temperaturunabhängig. Bei der festgestellten hohen Turbulenz (siehe K_{EFF}) im Bulkbereich ist der Beitrag des vollturbulenten Bereiches zum Gesamtwiderstand gering. Der Einfluß der Temperatur auf den Gesamtwiderstand für den Impuls und damit auf die Bulkgeschwindigkeit nimmt ab.

Die Beschreibung der Strömungsverhältnisse im Kanal mittels eines dimensionslosen Profils (siehe Abb. 2.3) ergäbe einen Verlauf, der mehr dem τ -Modell als dem universellen Geschwindigkeitsprofil entsprechen würde. Dieser Sachverhalt wurde bei der Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit aus der Bulkgeschwindigkeit in Abschnitt 3.6.2 bereits berücksichtigt. Dort wurde der dimensionslose Transferwiderstand $\beta = 16$ gesetzt.

4.7 Die Resultate, ihre Einschätzung, Ausblick

Durch die vorgestellten Messungen ist es möglich, einiges über die Bedeutung der Temperatur für den Gasaustausch festzustellen.

Im Temperaturbereich von 3...35°C, der in etwa die in der Natur auftretenden Gewässertemperaturen abdeckt, können einige Temperatureffekte geklärt werden.

Ein Einfluß der Temperatur auf das Wellenbild konnte nicht festgestellt werden.

Bezüglich der Ausbildung des Wellenbildes spricht vielmehr alles für die überragende Rolle der Wasserreinheit (\rightarrow Oberflächenfilme). Schon kleinste Verunreinigungen des Wassers führen zu einer Veränderung des Wellenbildes, die sich in einer geringeren mittleren-quadratischen-Neigung äußert. Die Empfindlichkeit des Wellenbildes gegenüber Verunreinigungen erschwert die Untersuchung kleiner Effekte (hier: Temperatureffekt); die erreichbare Auflösung ist eingeschränkt. Da ein Temperatureffekt nicht aufgelöst werden konnte, ist er, falls vorhanden, sehr klein.

Als temperaturunabhängig erwies sich der Impulseintrag ins Wasser. Die Schubspannungsgeschwindigkeit als der wichtige

Modellparameter ist temperaturunabhängig. Die gesamten Messungen liefern keine Anzeichen für einen zusätzlichen Einfluß der Temperatur auf den Gasaustausch (im rauen Fall), der nicht in den Modellvorstellungen erfaßt ist.

Die Kenntnis der Schmidtzahl- Sc und des Exponenten- n reicht aus, um eine reine Temperaturkorrektur bei sonst unveränderten Bedingungen vorzunehmen. Aus dem Vergleich der Messungen bei 3, 20 und 35°C ergibt sich der Schmidtzahlexponent n als $n=0.48...52$ und entspricht somit voll der Aussage des τ -Modelles.

Was das τ -Modell jedoch nicht leisten kann, ist die Berücksichtigung der wechselnden Wasserverhältnisse, die zu einer schwankenden Schubspannungsgeschwindigkeit führen. Durch die Schwankungen wird die Modellaussage für die Praxis unbrauchbar.

Deshalb wurde bereits in früheren Arbeiten nach einem neuen Parameter gesucht, der diese Schwankungen erfaßt. Als ein geeigneter Parameter erwies sich die mittlere-quadratische-Neigung. Die mit ihr mögliche empirische Behandlung des Gasaustausches konnte bisher nicht in Beziehung zu den Modellvorstellungen gesetzt werden.

Eine Brücke zwischen Empirie und Modell könnte möglicherweise dadurch geschlagen werden, daß die Wechselwirkung Wasserreinheit-Wellenbild bzw. die zwischen Wasserreinheit und Schubspannungsgeschwindigkeit näher untersucht wird. Wenn der Einfluß der Wasserreinheit bekannt wäre, so könnte die Temperaturkorrektur mittels der Modellvorstellung auch auf veränderliche Wasserverhältnisse ausgedehnt werden.

Besonders im Hinblick auf die Bedeutung der Ergebnisse für den Gasaustausch unter natürlichen Bedingungen kann auch ohne detailliertere Kenntnisse folgendes festgehalten werden: Der Einfluß der Temperatur auf den Gasaustausch ist durch die Schmidtzahlabhängigkeit ausreichend erfaßt. Diese Aussage wird nur eingeschränkt durch die Möglichkeit

zusätzlicher indirekter Temperatureffekte, wie z.B. eine temperaturabhängige Wasserreinheit als Folge einer veränderlichen Bio-aktivität in den Gewässern.

Als wesentliche offene Fragen bleiben die Untersuchung des Zusammenhanges von Wasserreinheit - Wellenbild - Schubspannungsgeschwindigkeit und die Suche nach kleineren Temperatureffekten die mit der bisherigen Meßtechnik nicht auflösbar waren, wie z.B. Wellenbild - Kapillarwellenkante bei wechselnder Temperatur.

Anhang A1: Die benutzten Symbole und Abkürzungen

α	- Neigungswinkel der Wasseroberfläche
ε	- Auslenkung des Laserstrahls auf der Mattscheibe der Wellenmeßmaschine
f_1	- Linsenbrennweite
γ	- Winkel des abgelenkten Laserstrahl zur Senkrechten
h	- Halbwertsbreite der Leitfähigkeitspeaks
H	- Peakhöhe der Leitfähigkeitspeaks
K_{EFF}	- effektive Diffusionskonstante
K	- turbulente Diffusionskonstante
κ	- Karman-Konstante
$m-q-n$	- mittlere quadratische Neigung der Wasseroberfläche
r, R	- Transferwiderstand
Sc	- Schmidtzahl ($v_{MOLEK.}/D_{MOLEK.}$)
Sc_T	- turbulente Schmidtzahl (K_{IMPULS}/K_{STOFF})
σ	- Oberflächenspannung
τ_0	- mittlere Lebensdauer, Verweildauer
τ_s	- Schubspannung
τ	- Einstellzeit der exponentiellen CO_2 -Abnahme
t	- Meßzeit (Laufparameter)

(Anhang A1 Fortsetzung)

- u. - Schubspannungsgeschwindigkeit, wenn nicht
anders angegeben immer wasserseitig.
- U - Photodiodenspannung
- VE - voll-entsalztes (-Wasser)
- w - Transfergeschwindigkeit für CO₂
- WWK - Wind-Wasser-Kanal

zusätzliche, in Diagrammen benutzte Symbole:

- * - für Messungen bei 3°C
- 0 - für Messungen bei 20°C
- + - für Messungen bei 35°C

Anhang A2: Die Meßergebnisse in tabellarischer Form

Temp.	Nr.	V_{wind}	U_s	$m-q-\tau$	Kap.w.	V_{BWX}	W-CO ₂	W-CO ₂ Sc=600
°C	-	m/s	cm/s	*10 ⁻²	%	cm/s	*10 ⁻³ cm/s	*10 ⁻³ cm/s
3	3801	2.5200	0.0000	0.6945	29.45	0.0000	0.6700	1.077
3	6301	2.8300	0.3560	0.7247	38.30	2.6200	0.8530	1.371
3	6401	6.8000	1.8200	8.2600	70.20	13.3900	6.6600	10.705
3	6501	3.5600	0.6000	2.1830	53.60	4.4000	1.7400	2.797
3	6601	5.1600	1.0600	4.4210	72.00	7.8050	3.1150	5.007
20	4101	6.1700	1.4500	6.5985	72.92	10.6900	8.4920	8.492
20	4102	2.9800	0.0000	0.0000	00.00	0.0000	1.7940	1.794
20	4201	2.9100	0.0000	1.5900	52.33	0.0000	1.7900	1.790
20	4202	2.9700	0.4700	1.5380	49.61	3.4900	1.7770	1.777
20	4203	6.0800	1.5000	6.7750	70.85	11.0500	9.2900	9.290
20	4301	2.6800	0.3840	1.1995	39.22	2.8200	1.3530	1.353
20	4401	4.6000	0.8890	4.4600	71.52	6.5400	4.9100	4.910
20	4601	2.9800	0.4300	1.4375	57.81	3.1700	1.3500	1.350
20	4701	4.4900	0.8900	4.4600	71.52	6.5400	5.0700	5.070
20	4801	2.1000	0.2590	0.3565	24.54	1.9000	0.7310	0.731
35	5701	7.1900	2.1100	9.6000	63.40	15.5400	15.0900	10.491
35	5801	2.9400	0.0000	1.4800	56.80	0.0000	2.4700	1.717
35	5901	2.1400	0.2700	0.3900	32.50	2.0100	0.9670	0.672
35	6001	4.5500	0.8800	3.7020	69.10	6.4550	6.4700	4.498
35	6101	3.7700	0.7600	3.7810	71.70	5.6100	4.7900	3.330
35	6201	6.3400	1.7000	8.2200	69.10	12.5000	14.6200	10.164

Die Werte der letzten Spalte wurden nach dem τ -Modell temperaturkorrigiert.

Literaturverzeichnis

- Bösinger R.; ..., Diplomarbeit am Institut für Umweltphysik der Universität Heidelberg, in Vorbereitung.
- Broecker H.C., Petermann J., Siems W.; The influence of wind on CO₂-exchange in a wind wave tunnel, including the effects of monolayers. *Journal of Marine Research* 36, 595-610, 1978.
- Brutsaert W. and Jirka G.H. (ed.); Gas Transfer At Water Surfaces, based on: "International Symposium on Gas Transfer at Water Surfaces" Cornell University Ithaca/New York (13.-15. June 1983), D. Reidel Publishing Comp., Dordrecht 1983.
- Deacon E.L.; Gas transfer to and across an air-water interface. *Tellus*, 29, 363-374, 1977.
- Holmen K., Liss P.; Models for air-water gas transfer: an experimental investigation. *Tellus*, 36B, 92-100, 1984.
- Huber W.; Aufbau eines gaschromatographischen Messsystems für Gasaustauschmessungen; Windkanalmessungen zur Schmidtzahl- und Wellenbildabhängigkeit des Gasaustausches. Diplomarbeit am Institut für Umweltphysik der Universität Heidelberg 1984.
- Jähne B.; Zur Parametrisierung des Gasaustausches mit Hilfe von Laborexperimenten. Dissertation Universität Heidelberg 1980.

Jähne B.; Trockene Deposition von Gasen über Wasser (Gas-
austausch), aus: Austausch von Luftverunreinigungen an
der Grenzfläche Atmosphäre/Erdoberfläche (Trockene
Deposition) - Forschungsbericht für das Umweltbundes-
amt , 1982.

Jähne B.; Optical water waves measuring technics at:
"International Symposium on Gas Transfer at Water
Surfaces" Cornell University Ithaca/New York,
13.-15. June 1983, Manuscript, unpublished.

Jähne B., Münnich K.O., Siegenthaler U.; Measurements of
gas exchange and momentum transfer in a circular
wind-water-tunnel. Tellus, 31, 321-329, 1979.

Jähne B., Huber W., Dutzi A., Wais T., Ilmberger J.;
Wind-wave tunnel experiments on the Schmidtnumber- and
wave-field dependence of air-water gas exchange, publ.
in: Gas Transfer At Water Surfaces, W.H. Brutsaert and
G. Jirka (ed.), D. Reidel Publishing Comp., Dordrecht
1983.

Lange P.A., Jähne B., Ilmberger J.; Comparison between an
amplitude-measuring wire and a slope-measuring laser
water gauge, Rev. Sci. Instrum., 53, 651-655, 1982.

Monin A.S., Yaglom A.M.; Statistical Fluid Mechanics:
Mechanics of Turbulence, Vol. 1, The MIT Press,
Cambridge, Massachusetts, and London, England, 1973.

Münnich K.O., Flothmann D.; Gas exchange in relation to
other air/sea interaction phenomena, SCOR Workshop on
"Air/Sea Transport of Pollutants", Miami, 8.-12. Dec.
1975.

Tschiersch J.; Optische Messung von Kapillarwellen in
Hinblick auf den Gasaustausch, Diplomarbeit am Institut
für Umweltphysik der Universität Heidelberg 1980.

Vogt H.J.; Isotopentrennung bei der Verdunstung von Wasser
Staatsexamensarbeit am Institut für Umwelt- physik der
Universität Heidelberg 1976.

Weißer F.; Verdunstungsmessungen in einem ringförmigen
Wind-Wasserkanal mit Hilfe von Psychrometern und einem
WLD-System, Staatsexamensarbeit am Institut für
Umweltphysik der Universität Heidelberg 1980.