

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Masterarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Maximilian Bopp

2014

**Luft- und wasserseitige Strömungsverhältnisse im
ringförmigen Heidelberger Wind-Wellen-Kanal
(Aeolotron)**

Überarbeitete und ergänzte Masterarbeit von Maximilian Bopp

ausgeführt am

Institut für Umweltphysik

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. Bernd Jähne

sowie von

Herrn Prof. Dr. Kurt Roth

Vorbemerkung

Diese Masterarbeit von Maximilian Bopp liegt hier in einer korrigierten und um die Tabellen 7.3 bis 7.5 ergänzten Version vor.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden erstmalig die luft- und wasserseitigen Strömungsverhältnisse im Heidelberger Aeolotron, einem ringförmigen Wind-Wellen-Kanal mit 10 m Durchmesser, durch systematische Strömungsmessungen charakterisiert. Die windinduzierte Schubspannungsgeschwindigkeit, welche einen zentralen Parameter darstellt, wurde mit einer erweiterten Impulsbilanzmethode bestimmt. Dazu wurden die Reibungsverhältnisse an den Kanalwänden anhand von Geschwindigkeitsmessungen mit einer akustischen Strömungsmesssonde genauer untersucht. Für die Windmessung wurde ein Pitotrohr an einer dafür entworfenen automatischen Verschiebeeinheit angebracht. Die Messungen weisen eine schraubenförmige Strömung nach, die sich von oben hinter dem Windantrieb an der äußeren Kanalwand entlang nach unten verlagert und sich dann an der Wasseroberfläche bis zur inneren Kanalwand ausbreitet. Eine Abschätzung der räumlichen Verteilung der Schubspannungsgeschwindigkeit liefert lokale Abweichungen bis zu 20%. Das Strömungsfeld im Wasser besitzt eine ausgeprägte Sekundärströmung und stark erhöhte Geschwindigkeiten an der äußeren Wand. Die Struktur des Strömungsfeldes hängt von den Windverhältnissen ab, was sich auf nicht triviale Weise auf die Wandreibung auswirkt. Um den zusätzlichen Einfluss der Wellen zu untersuchen, wurde ein empirischer Parameter eingeführt. Die Impulsbilanzmethode wurde um eine instationäre Lösung erweitert und damit die Schubspannungsgeschwindigkeit bestimmt. Durch systematische Messungen konnte die geschwindigkeitsabhängige Wandreibung im Wasser ermittelt und durch die Wassergeschwindigkeit parametrisiert werden. Anhand von Messungen der Wellenhöhe und Wassergeschwindigkeit, die einen großen Bereich an Windgeschwindigkeiten abdecken, wurde der Einfluss von zwei Konzentrationen der oberflächenaktiven Substanz TritonX-100 auf die Wellenhöhe und auf die Schubspannungsgeschwindigkeit dargestellt.

Abstract

The flow conditions in water and air in the large circular wind-wave flume in Heidelberg (Aeolotron) with 10 m diameter were characterized for the first time in this work. The wind-induced friction velocity was determined as a central parameter with an extended momentum-balance-method. For this purpose, the friction on the walls of the tank was examined by velocity-measurements with an acoustic velocimeter. To measure the wind-speed, a pitot-tube was mounted on an automatic translation stage. The measurements indicate a spiral flow pattern, starting behind the windgenerator, moving downwards along the outer wall, and spreading to the inner wall near the water surface. An estimation of the friction velocity distribution yields local deviations of up to 20%. The flow field in the water shows a secondary flow pattern and increased velocities near the outer wall. Its structure strongly depends on wind conditions and thereby influences the friction at the walls in a non trivial way. To study the additional impact of wave motion, an empirical parameter was introduced. The momentum-balance-method was extended by an instationary solution and used to determine the friction velocity. By systematic measurements, the velocity dependent wall friction could be determined and a parametrization could be established. Based on wave height and water velocity, measured over a large range of windspeeds, the influence of two different concentrations of the surfactant TritonX-100 on waves and friction velocity was investigated.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	5
2.1	Fluidmechanik	5
2.1.1	Molekulare Transportvorgänge	5
2.1.2	Massenerhaltung	5
2.1.3	Impulsgleichungen	6
2.1.4	Reibungsfreie Fluide	6
2.1.5	Reynolds-Zahl	7
2.1.6	Turbulenz	7
2.1.7	Reibungskräfte	8
2.2	Grenzschichttheorie	9
2.2.1	Geschwindigkeitsprofil	9
2.2.2	Wandwiderstand	10
2.2.3	Rohr- und Kanalströmungen	11
2.3	Schwerewellen	12
2.4	Oberflächenfilm	14
2.5	Sekundärströmungen	14
3	Methoden	17
3.1	Funktionsweise eines Pitotrohres	17
3.2	Impulsbilanzmethode	17
3.2.1	Differenzialgleichung der Impulsbilanz	18
3.2.2	Stationäre Lösung	19
3.2.3	Instationäre Lösungen	19
3.2.4	Reibungskoeffizient	21
3.2.5	Theoretisches Modell	23
4	Aufbau und Kalibration	25
4.1	Heidelberger Aeolotron	25
4.1.1	Geometrie	25
4.1.2	Windmessung	26
4.1.3	Temperaturmessung	27
4.1.4	Wassergeschwindigkeitsmessung MAVS	27
4.1.5	Optische Wellenhöhenmessung	28
4.2	Windfeldmessung mit Pitotrohr	28
4.3	Geschwindigkeitsmessung im Wasser mit Vectrino	29
5	Experimente	31
5.1	Messung des Windfeldes	31
5.1.1	Systematische Vermessung der Windverhältnisse ohne Wellen	31
5.1.2	Messung mit Wellen	32
5.2	Messung der Wassergeschwindigkeiten	32
5.2.1	Messung eines Geschwindigkeitsfeldes	32

5.2.2	Messung eines Geschwindigkeitsfeldes ohne Wellen	33
5.2.3	Randgeschwindigkeiten	33
5.3	Messungen für die Impulsbilanzmethode	33
6	Datenverarbeitung	35
6.1	Windfelder	35
6.2	Mittelungs-Effekt	35
6.3	Wassergeschwindigkeiten	35
6.3.1	MAVS	36
6.3.2	Auswertung Vetrino	39
6.3.3	Bestimmung des Reibungskoeffizienten	40
6.4	Auswertung der Höhendaten	42
7	Ergebnisse	45
7.1	Windverhältnisse	45
7.1.1	Windfeld ohne Wellen	45
7.1.2	Windfeld mit Wellen	53
7.1.3	Windprofile und Schubspannung	53
7.1.4	Referenzgeschwindigkeiten	57
7.2	Wassergeschwindigkeit	58
7.2.1	3D Wassergeschwindigkeitsfelder	58
7.2.2	Einfluss auf die Impulsbilanz	60
7.2.3	Randgeschwindigkeiten	63
7.2.4	Gleichgewichtsgeschwindigkeit	65
7.3	Wellen	66
7.3.1	Mittlere quadratische Wellenhöhe	67
7.3.2	Einfluss der Wellen auf die Impulsbilanz	67
7.4	Schubspannung	69
7.4.1	Reibungskoeffizient	69
7.4.2	Schubspannungsgeschwindigkeit	73
8	Zusammenfassung und Ausblick	77
8.1	Zusammenfassung	77
8.2	Ausblick	79
	Literaturverzeichnis	83

1 Einleitung

Die Transportprozesse von Spurenstoffen zwischen Ozean und Atmosphäre spielen eine wichtige Rolle im Klimasystem der Erde (IPCC, 2013). Aktuell sind bestimmte Vorgänge und deren Zusammenhänge noch nicht vollständig verstanden (Liss und Johnson, 2014). Den Austausch von Gasen durch die Grenzfläche kontrollieren komplexe Wechselwirkungen verschiedener Mechanismen in der Luft und im Wasser (Wanninkhof et al., 2009). Abbildung 1.1 stellt ein vereinfachtes Schema der Zusammenhänge von Parametern, Prozessen und dem Transport der Gase dar. Zum Beispiel erzeugt der Wind durch die an der Wasseroberfläche angreifende Scherkraft Turbulenzen und Wellen, welche den wasser- und luftseitigen Transport der Gase beschleunigen. Darüber hinaus kann es zu Wellenbrechung, Blasen- und Tröpfchenbildung kommen, was sich zusätzlich auf den Gasaustausch auswirkt (Jähne, 2009).

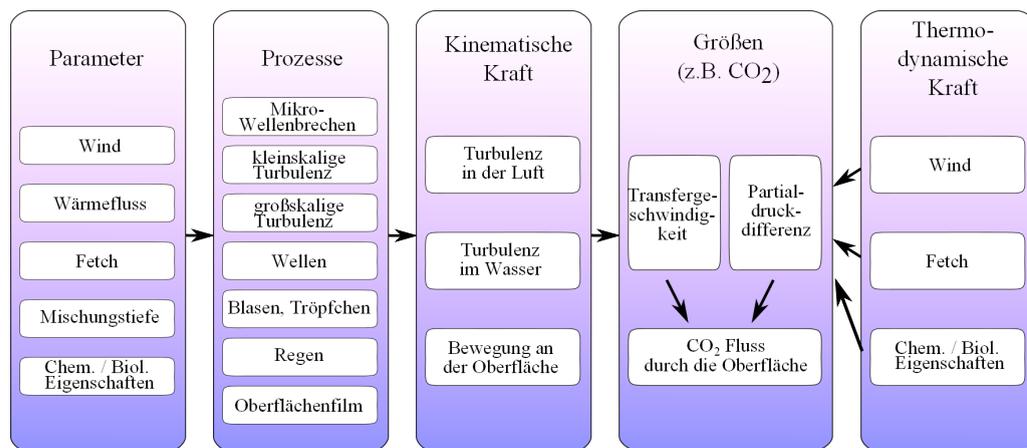


Abbildung 1.1: Vereinfachtes Schema der Faktoren, die den Gasaustausch beeinflussen (modifiziert aus Garbe et al., 2014).

Die dynamische Grenzfläche zwischen Wasser und Luft stellt ein kompliziertes System dar. Die wellenbewegte Wasseroberfläche verursacht ein von der Wellenform abhängiges Strömungsfeld des Windes. Durch die Umströmung der Wellenberge entstehen neben den Scherkräften direkt an der Oberfläche zusätzliche Kräfte, die sich wiederum auf die Wellenentwicklung auswirken (Janssen, 2004). Weitere Faktoren, wie wellendämpfende oberflächenaktive Substanzen, haben einen zusätzlichen Einfluss auf das Wellenfeld. Dies wird in aktuellen Studien genauer untersucht (Liu et al., 2007).

Um die einzelnen fluidmechanischen Prozesse zu verstehen, sind Experimente mit einstellbaren und bekannten Randbedingungen für die Strömung notwendig. In Wind-Wellen-Kanälen werden die Strömungsverhältnisse der Ozeanoberfläche durch künstlich erzeugten Wind simuliert und können daher gut experimentell untersucht werden. Das Windfeld in einem Wind-Wellen-Kanal ist durch dessen Geometrie bestimmt und unterscheidet sich vom Strömungsfeld auf dem offenem Ozean. Während dort bei Messungen normalerweise die Windgeschwindigkeit in einer Referenzhöhe von zehn Metern gemessen wird (Ho et al., 2011), benötigt man im Labor einen anderen Parameter für den Wind. Dafür eignet sich die Schubspannungsgeschwindigkeit, die ein Maß für die windinduzierte Scherkraft an der Wasseroberfläche darstellt (Jähne, 2009). Auf dem Ozean steht diese im direkten Zusammenhang mit der Windgeschwindigkeit und kann über das logarithmische Windprofil bestimmt werden.

Im Institut für Umweltphysik in Heidelberg wurde 2002 der Bau eines großen ringförmigen Wind-Wellen-Kanals (Aeolotron) fertiggestellt (Zum Aufbau vgl. Krall, 2013). Das Aeolotron hat gegenüber einem linearen Kanal den Vorteil einer nahezu unendlichen Windwirkungslänge (Fetch). Dadurch können sich Wellenfelder aufbauen, deren Struktur der auf dem offenen Ozean ähnelt. Durch die ringförmige Geometrie des Kanals und dadurch bedingte Zentrifugalkräfte, treten aber auch Sekundärströmungen auf. Die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit über die Messung von Windprofilen im logarithmischen Bereich (Troitskaya et al., 2012), welche in linearen Wind-Wellen-Kanälen oft Anwendung findet, ist deshalb hier nicht anwendbar. Stattdessen kann in einem ringförmigen Wind-Wellen-Kanal die Impulsbilanz des durch den Wind angetriebenen rotierenden Wasserkörpers verwendet werden, um die über die Wasseroberfläche integrierte Schubspannungsgeschwindigkeit zu bestimmen (Ilmberger, 1980). Dafür werden über den zeitlichen Geschwindigkeitsverlauf des Wassers die Reibungskräfte an den Wänden und am Boden bestimmt. Über die Wassergeschwindigkeit im Gleichgewicht werden dann Rückschlüsse auf den globalen Krafteintrag vom Wind ins Wasser gezogen. Um diese Impulsbilanzmethode richtig anwenden zu können, muss das Strömungsfeld im Wasser bekannt sein.

Durch zwei punktuelle Windantriebe im Aeolotron treten Inhomogenitäten der Windgeschwindigkeit direkt über dem Wasser auf. Die Schubspannungsgeschwindigkeit unterliegt daher räumlichen Schwankungen, die beim Vergleich von globalen und lokalen Experimenten von Bedeutung sind.

Das Strömungsfeld im Heidelberger Aeolotron wurde bisher nur wenig untersucht. Diese Arbeit soll durch systematische Geschwindigkeitsmessungen im Wasser und in der Luft dazu beitragen, diese Strömungsverhältnisse zu charakterisieren. Diese Messungen spielen eine wichtige Rolle bei der Interpretation von bisherigen und künftigen Gasaustauschmessungen im Aeolotron. Desweiteren sollen die Auswirkungen der Strömungsverhältnisse auf die Impulsbilanzmethode untersucht und mit Hilfe dieser die Schubspannungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit bestimmt werden.

Nachdem in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen dargestellt werden, wird in Kapitel 3 auf die angewendeten Methoden, insbesondere auf die Erweiterung der Impulsbilanzmethode, eingegangen. Das Heidelberger Aeolotron wird in Kapitel 4 näher beschrieben. Hier findet sich auch eine Beschreibung der verwendeten Messinstrumente. Die durchgeführten Experimente zur Charakterisierung des Windfeldes werden in Kapitel 5 beschrieben. In Abschnitt 5.2 folgt die Beschreibung der Strömungsmessungen im Wasser. Die Experimente zur Messung der Schubspannung werden in Abschnitt 5.3 beschrieben. Die Verarbeitung und Auswertung der gewonnenen Daten wird in Kapitel 6 behandelt. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 7 präsentiert. Zunächst wird in Abschnitt 7.1 eine Interpretation der gemessenen Windgeschwindigkeiten im Aeolotron gegeben. In Abschnitt 7.2 werden dann die Ergebnisse der qualitativen Strömungsmessungen im Wasser gezeigt und diskutiert, welchen Einfluss das Strömungsfeld auf die Impulsbilanzmethode hat. Die Messungen der Wellenhöhen zeigt Abschnitt 7.3, in welchem der Einfluss der Wellen auf die Impulsbilanzmethode thematisiert wird. Abschnitt 7.4 präsentiert dann die Ergebnisse der Messungen zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit. Abschließend wird der Inhalt dieser Arbeit in Kapitel 8 zusammengefasst und ein Forschungsausblick gegeben.

2 Theorie

Dieses Kapitel behandelt die in dieser Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen und stellt die wichtigsten Gleichungen zur Beschreibung der Strömungen vor.

2.1 Fluidmechanik

2.1.1 Molekulare Transportvorgänge

Zunächst werden die molekularen Transportvorgänge dargestellt. Der durch die Molekülbewegung auftretende Wärmetransport wird durch das Fouriersche Gesetz beschrieben:

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}. \quad (2.1)$$

Die i -te Komponente des Wärmeflusses q_i ist also proportional zum negativen Gradienten der Temperatur T in Richtung x_i . Die Proportionalitätskonstante λ ist der Wärmeleitkoeffizient.

Analog dazu wird der diffusive Massentransport j_i durch das Ficksche Gesetz beschrieben:

$$j_i = -D \frac{\partial c}{\partial x_i}. \quad (2.2)$$

Der Fluss wird durch den Gradienten der Konzentration c angetrieben und als Proportionalitätskonstante steht hier der Diffusionskoeffizient D .

Für die Beschreibung des diffusiven Impulstransports dient das Newtonsche Reibungsgesetz:

$$\tau_{ij} = -\mu \frac{\partial u_j}{\partial x_i}. \quad (2.3)$$

Hier stellt τ_{ij} den Transport in i -Richtung der Impulskomponente in j -Richtung dar und wird auch Schubspannung genannt. Dabei ist μ die dynamische Viskosität, welche durch $\mu = \rho \cdot \nu$ mit der kinematischen Viskosität ν verknüpft ist. Hier ist zu betonen, dass es sich um den sehr einfachen Spezialfall einer laminaren Strömung in Richtung x_j handelt. Eine allgemeinere Behandlung der molekularen Schubspannung folgt in Gleichung (2.7).

2.1.2 Massenerhaltung

Betrachtet man die Massenänderung eines Volumenelements der Dichte ρ mit dem Massenfluss durch seine Oberfläche, so lässt sich die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluss definieren (Spurk, 1996).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.4)$$

Die zeitliche Änderung der Dichte ist also gleich der negativen Divergenz des Massenflusses $\rho \vec{u}$. Für inkompressible Fluide ist ρ konstant, wodurch sich $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$ ergibt.

2.1.3 Impulsleichungen

Die Änderung des Impulses in einem Volumenelement kann für Fluide mit der Cauchy-Gleichung für Impulse beschrieben werden:

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = \rho \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (2.5)$$

Die substantielle Beschleunigung $\frac{D\vec{u}}{Dt}$ kann durch die lokale Beschleunigung $\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$ und die konvektive Geschwindigkeitsänderung $\vec{u}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u})$ ausgedrückt werden und ist gleich der Summe der Gewichtskraft $\rho \vec{g}$ (Dichte mal Erdbeschleunigung \vec{g}) und der Oberflächenkräfte, welche durch die Divergenz des Spannungstensors $\boldsymbol{\sigma}$ ausgedrückt werden. Der Druck p lässt sich vom Spannungstensor abspalten,

$$\boldsymbol{\sigma} = -\delta p + \boldsymbol{\tau} \quad \text{mit} \quad p = \frac{1}{3} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}), \quad (2.6)$$

wobei δ der Kroenecker-Einheitsensor ist. $\boldsymbol{\tau}$ ist der viskose Spannungstensor, welcher für Newtonsche Fluide durch

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.7)$$

beschrieben wird (Durst, 2006, S. 62). Eingesetzt in Gleichung (2.5) ergibt sich nun die Navier-Stokes-Gleichung für Newtonsche Fluide:¹

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \vec{\nabla} \boldsymbol{\tau} \quad (2.8)$$

2.1.4 Reibungsfreie Fluide

Für ein strömungsmechanisch ideales Fluid ohne Reibung ($\nu = 0$) kann Gleichung (2.8) in die Eulergleichung überführt werden:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} \quad (2.9)$$

Betrachtet man nun den stationären Fall ($\partial \vec{u} / \partial t = 0$) und wendet die Webertransformation

$$(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = \frac{1}{2} \vec{\nabla} \vec{u}^2 - \vec{u} \times (\vec{\nabla} \times \vec{u}) \quad (2.10)$$

an, kann man unter der Voraussetzung, dass die Strömung wirbelfrei ist ($\vec{\nabla} \times \vec{u} = 0$) schreiben (Kundu et al., 2012, S. 129):

$$\vec{\nabla} \left(\frac{1}{2} \rho \vec{u}^2 + p + \psi \right) = 0 \quad (2.11)$$

Dabei stellt ψ das Gravitationspotential mit ($\vec{\nabla} \psi = \vec{g}$) dar. Der Term, auf den der Gradient wirkt, ist also konstant und es ergibt sich die Bernoulli-Gleichung:

$$\frac{1}{2} \rho \vec{u}^2 + p + \psi = \text{konstant} . \quad (2.12)$$

¹In der Literatur findet sich oft ein weiterer Term, der durch die Einwirkungen eines rotierenden Bezugssystems hervorgerufen wird (z.B. Kundu et al., 2012, S. 116ff). Auf diese Coriolis-Kraft wird hier bewusst nicht eingegangen, da sie im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt werden kann.

2.1.5 Reynolds-Zahl

In der Fluidmechanik spielt die Ähnlichkeitstheorie eine bedeutende Rolle. Es lassen sich Vergleiche von Strömungen durchführen, wenn ähnliche geometrische Bewegungen ausgeführt werden.

Stellt man die Navier-Stokes-Gleichung in einer dimensionslosen Form dar, indem man charakteristische Größen einführt, so ergeben sich dimensionslose Vorfaktoren der einzelnen Terme, die lediglich von diesen charakteristischen Größen abhängen. Sie beschreiben die Struktur der vorliegenden Strömungsverhältnisse und werden Kennzahlen genannt. Betrachtet man sie genauer, so können ihnen die Verhältnisse der vorliegenden Kräfte zugeordnet werden. Hier soll nur auf eine dieser Kennzahlen, nämlich auf die Reynolds-Zahl, näher eingegangen werden. Diese entspricht dem Verhältnis von Trägheitskraft zu Reibungskraft und kann mit der charakteristischen Geschwindigkeit V , der charakteristischen Länge L , der Dichte ρ und der Viskosität μ bzw. ν durch

$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{\rho VL}{\mu} = \frac{VL}{\nu} \quad (2.13)$$

dargestellt werden.² Mit der Reynolds-Zahl lässt sich eine Aussage über die Strömungsform machen. Für kleine Werte ist die Reibungskraft die dominierende Größe und es bildet sich eine laminare Strömung aus. Für große Werte von Re kommt es zu einem „Aufreißen“ dieser Schichtströmung und es entstehen unregelmäßige Fluktuationen. Man spricht von turbulenter Strömung. Experimentell findet sich zum Beispiel für eine Rohrströmung ein Übergang der beiden Strömungsarten bei einer kritischen Reynolds-Zahl von $Re_{cr} \approx 2300$ (Schlichting und Gersten, 2006, S.10ff). Hier beschreibt V die mittlere Geschwindigkeit und L den Rohrdurchmesser.

2.1.6 Turbulenz

Ist die Reynolds-Zahl einer Strömung größer als die kritische Reynolds-Zahl, so spricht man von turbulenter Strömung. Im Folgenden soll auf die Turbulenz näher eingegangen werden und die Grundlagen der Beschreibung dieses Effekts dargelegt werden.

In einer turbulenten Strömung bilden sich Wirbel, auch Turbulenzballen genannt. Die Grundströmung generiert zunächst große Wirbel, welche dann ihrerseits immer kleinere Turbulenzballen generieren. Die Energie wird so von der Grundströmung über immer kleiner werdende Wirbel transportiert, bis sie in Form von Wärme dissipiert wird. Dieser Kaskadenprozess kann mit Hilfe der von Kolmogorov (1941) aufgestellten Energiekaskade beschrieben werden, auf welche hier nicht weiter eingegangen werden soll.

Betrachtet man die Geschwindigkeit an einem Punkt, so ist die mittlere Geschwindigkeit mit einer turbulenten Schwankungsbewegung überlagert. Es kann von Vorteil sein, die Geschwindigkeiten in einen mittleren Anteil und eine Fluktuation aufzuspalten. Die sogenannte Reynolds-Zerlegung schreibt sich für jede Komponente der Geschwindigkeit gemäß:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.14)$$

²Das hier beschriebene Reynoldsche Ähnlichkeitsgesetz lässt sich auch über die mechanische Ähnlichkeit herleiten. Vgl. dazu Schlichting und Gersten (2006, S. 4ff).

Der gemittelte Teil ist mit einem horizontalen Strich gekennzeichnet, während die Fluktuation durch einen vertikalen Strich hervorgehoben ist. Es gilt: $\overline{u'_i} = 0$. Diese Aufspaltung lässt sich auch auf Dichte, Druck und Temperatur anwenden. Betrachtet man die Navier-Stokes-Gleichung (2.8) für inkompressible Fluide, für welche $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$ gilt, so lässt sie sich in folgender Form schreiben:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \mu \Delta \vec{u} \quad (2.15)$$

Der viskose Spannungstensor reduziert sich auf $\mu \Delta \vec{u}$. Da eine Gleichung für die zeitlich gemittelte stationäre Strömung gesucht ist, wird die Reynolds-Mittelung in Gleichung (2.15) eingesetzt und dann die einzelnen Komponenten zeitlich gemittelt. In Komponentenschreibweise ergeben sich die Reynolds-Gleichungen:

$$\rho \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\left[\mu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \rho \overline{u'_j u'_i} \right]}_{\tau_{ij} + \tau'_{ij}} \quad (2.16)$$

Durch die zeitliche Mittelung reduzieren sich die Einträge der Fluktuationen auf den Gradienten eines Korrelationsterms $\rho \overline{u'_i u'_j} = \tau'_{ij}$, welcher die Form eines Tensors hat und Reynoldsscher Spannungstensor genannt wird. In der Tat sind diese resultierenden Kräfte $\vec{\nabla} \tau'$ zusätzliche Spannungen, welche in turbulenten Strömungen um Größenordnungen über den viskosen Spannungen $\vec{\nabla} \tau$ liegen. Man spricht auch von Scherkräften der turbulenten Scheinreibung.

Die turbulente Spannung lässt sich auch mithilfe einer turbulenten Diffusionskonstanten beschreiben, was für die Beschreibung des Stofftransportes durch die Grenzschicht hilfreich sein kann (Roedel, 2000):

$$\tau'_{ij} = -K_i(x_j) \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_i} \quad (2.17)$$

Diese richtungsabhängige Konstante hängt allerdings von der Koordinate ab, in welcher der Transport gerichtet ist. Der gesamte Impulstransport kann so analog zum Newtonschen Reibungsgesetz (2.3) als Gradient des Impulses selbst geschrieben werden:

$$\tau_{ij, \text{ges}} = -\rho \left(\nu + K_i(x_j) \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (2.18)$$

2.1.7 Reibungskräfte

Werden Strömungen betrachtet, so sind oft die auftretenden Reibungskräfte von großer Bedeutung. Die Beziehung zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Reibungskraft lässt sich mit Hilfe des Widerstandsbeiwertes c_w ausdrücken. Diese Beziehung wurde schon von Newton durch Betrachten der kinetischen Energie bei Geschwindigkeitsänderungen hergeleitet (Meschede, 2010, S. 126f):

$$F = \frac{1}{2} c_w \rho A u^2. \quad (2.19)$$

Die auf einen umströmten Körper wirkende Kraft F ist proportional zur Querschnittsfläche A , zur Dichte und zum Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit. Der Widerstandsbeiwert ist abhängig von der Geometrie des Körpers und nimmt im Allgemeinen mit der Reynoldszahl ab. Analog zu Umströmungen von Körpern werden auch dimensionslose Beiwerte zu Durchströmungen definiert.

2.2 Grenzschichttheorie

Strömt ein Fluid entlang einer festen Oberfläche, so bildet sich auf Grund der Haftbedingung ein Geschwindigkeitsprofil aus. Der Charakter dieses Profils ist entscheidend für den Transport von Impuls, Wärme oder von Stoffen. Im Folgenden soll näher auf den, wenn auch nicht einfachen, Spezialfall der turbulenten Strömung entlang einer Wand eingegangen werden.

2.2.1 Geschwindigkeitsprofil

Betrachtet wird eine Strömung in x -Richtung mit der höhenabhängigen Geschwindigkeit $u(y)$. Parallel zur Strömung befindet sich eine glatte Wand und y beschreibt den Abstand zu dieser. Nun soll beschrieben werden, wie sich die Geschwindigkeit zur Wand hin verringert. Dieser Bereich, in dem die Geschwindigkeit durch die Wand beeinflusst wird, nennt sich Grenzschicht. Um eine allgemeingültige Betrachtung möglich zu machen, werden zunächst dimensionslose Größen eingeführt:

$$u^+ = \frac{u}{u_*} \quad \text{mit} \quad u_* = \sqrt{\frac{\tau_{\text{ges}}}{\rho}} \quad (2.20)$$

$$y^+ = \frac{y}{\delta_v} \quad \text{mit} \quad \delta_v = \frac{\nu}{u_*} \quad (2.21)$$

Hierfür wurde die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und die viskose Wandschichtdicke δ_v eingeführt. Hier beschreibt τ_{ges} die gesamte Schubspannung in z -Richtung, welche der Summe aus viskoser und turbulenter Schubspannung, $\tau_{xz} + \tau'_{xz}$ entspricht (vgl. Gleichung (2.16)). Sehr nahe an der Wand in der laminaren Grenzschicht ist die turbulente Schubspannung gleich null zu setzen. Die Schubspannung, welche im stationären Fall höhenunabhängig ist, wird also nur durch den Gradienten von u bestimmt. Die mittlere Geschwindigkeit ist somit proportional zur Höhe. In dimensionslosen Koordinaten gilt:

$$u^+ = y^+. \quad (2.22)$$

Weiter entfernt von der laminaren Grenzschicht ist die Strömung voll turbulent und die viskose Schubspannung ist zu vernachlässigen. Die Schubspannung lässt sich also mit dem Korrelationsterm $\rho \overline{u'v'}$ beschreiben, welcher nach Prandtl (1960, S. 112) von der Größenordnung $\rho \left(l \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2$ ist. Die Länge l ist als Mischungsweg zu identifizieren, für welche in diesem Fall die Höhe y multipliziert mit einer Konstanten κ eingesetzt werden kann. Es ergibt sich also für die Schubspannungsgeschwindigkeit:

$$u_* = \kappa y \frac{\partial u}{\partial y} = \kappa u_* y^+ \frac{\partial u^+}{\partial y^+} \quad (2.23)$$

Es lässt sich durch Integration das logarithmische Wandgesetz oder logarithmische Windprofil herleiten:³

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} (\ln y^+ + C) = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y^+}{y_0^+} \right) \quad (2.24)$$

Die Zahl κ ist die Karman-Konstante, für welche der Wert 0,41 ermittelt wurde (Schlichting und Gersten, 2006, S. 521f). Durch eine Vielzahl von Experimenten wurde der Integrationskonstante C für glatte Wände der Wert 5 zugeordnet. Im Allgemeinen ist C von der Rauigkeit abhängig und bewirkt eine Verschiebung des Profils. Dieser Effekt kann auch durch Teilen der Höhe durch einen Rauigkeitsparameter y_0^+ dargestellt werden.

Der laminare sowie der logarithmische Bereich sind in Abbildung 2.1 markiert. Die Abbildung zeigt den Verlauf der dimensionslosen Geschwindigkeit u^+ abhängig von der Höhe y^+ . Die Messwerte von Oweis et al. (2010) sind durch schwarze Kreise dargestellt und wurden bei drei verschiedenen Reynoldszahlen von 56 000, 107 000 und 156 000 gemessen. Unterhalb von $y^+ = 5$ ist die Strömung als rein viskos und oberhalb von $y^+ = 30$ als voll turbulent anzusehen. Die blaue gestrichelte Linie zeigt das viskose Wandgesetz, während die rote gestrichelte Linie das logarithmische Wandgesetz darstellt. Zwischen dem logarithmischen Bereich und der Endgeschwindigkeit u_∞ im Bulk-Bereich ist die Schubspannung nicht mehr als konstant anzusehen. Die Geschwindigkeit wird durch das Velocity-Defect-Law beschrieben (Kundu et al., 2012, S. 585):

$$\frac{u_\infty - u}{u_*} = F\left(\frac{y}{\delta}\right) \approx b \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \quad (2.25)$$

Die Funktion F hängt von dem Quotienten von Höhe y und Grenzschichtdicke δ ab und hat nach Hinze (1975) eine annähernd quadratische Form. Die Grenzschichtdicke beschreibt im Gegensatz zur viskosen Grenzschichtdicke δ_v die Höhe, in welcher die Geschwindigkeit die Endgeschwindigkeit erreicht. Da δ von der Reynolds-Zahl abhängt, variiert dieser Bereich des Übergangs, welcher auch Wake-Bereich genannt wird.

2.2.2 Wandwiderstand

Die Geschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht kann auch durch einen Transferwiderstand für den Impuls r_m und den Impulsfluss dargestellt werden (Deacon, 1977):

$$\rho u_\infty = - \int_0^\delta \frac{1}{\nu + K_x(y)} dy \cdot \tau_{\text{ges}} = -r_m \cdot \tau_{\text{ges}} \quad (2.26)$$

Der Transferwiderstand ergibt sich somit durch Integration über die gesamte Grenzschicht. Da $K_x(y)$ (Gleichung (2.18)) mit der Höhe stark zunimmt, dominiert der Bereich sehr nahe der Wand den Transferwiderstand. Der inverse Widerstand für den Impuls k_m ist somit proportional zur Schubspannungsgeschwindigkeit u_* . Mit dem Proportionalitätsfaktor β gilt:

$$k_m = \frac{1}{r_m} = \frac{1}{\beta} u_* \quad (2.27)$$

³Es sind auch Herleitungen über ein Anpassungsverfahren (Kundu et al., 2012, S. 585f) oder über Dimensionsanalysen (Roedel, 2000, S. 330f) möglich. Oberlack (2001) liefert das logarithmische Gesetz aus den Bewegungsgleichungen.

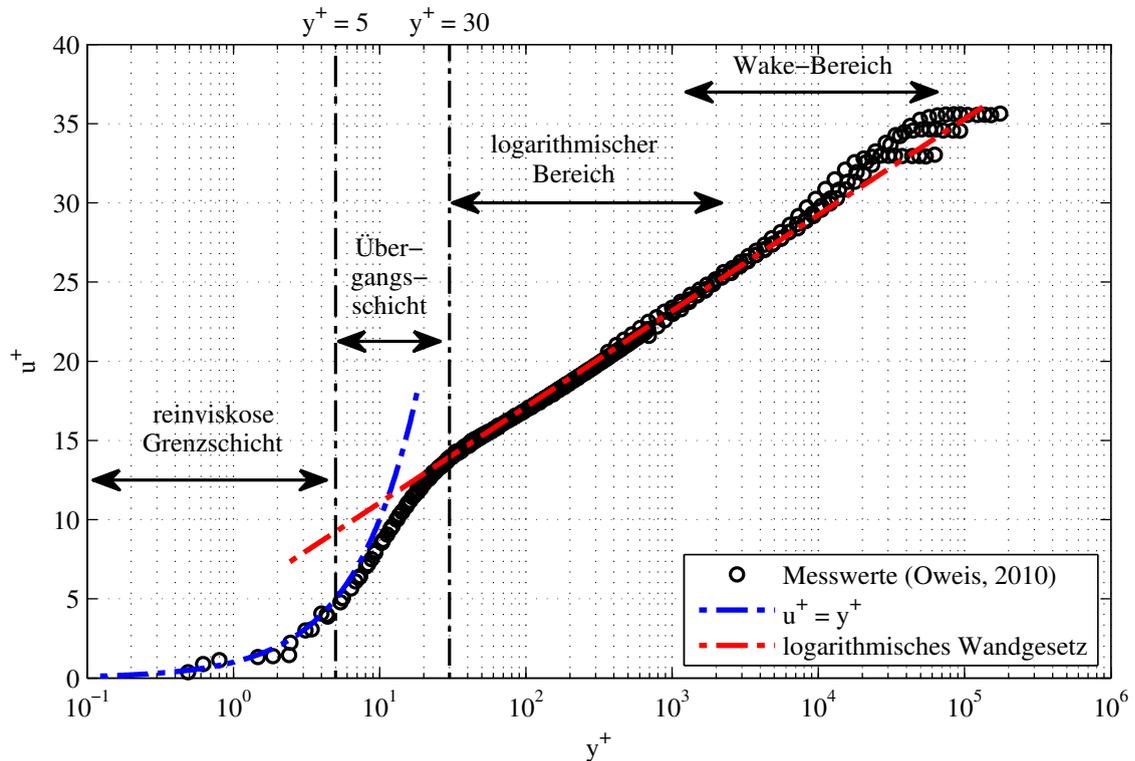


Abbildung 2.1: Geschwindigkeitsverteilung in Wandnähe geplotet in einfach logarithmischer Darstellung. Die schwarzen Kreise stellen Messwerte von Oweis et al. (2010) bei drei verschiedenen Reynoldszahlen (56 000, 107 000 und 156 000) dar. Blau gestrichelt ist das viskose Wandgesetz und rot gestrichelt das logarithmische Wandgesetz (modifiziert aus Kundu et al., 2012).

Setzt man dies in Gleichung (2.26) ein und verwendet, dass τ_{ges} durch ρu_*^2 geschrieben werden kann, ergibt sich:

$$u_{\infty} = \beta u_* \quad (2.28)$$

Die Schubspannung wiederum ist durch β proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht. In der Strömungsmechanik ist es üblich, diesen Zusammenhang analog zum Strömungswiderstand von Körpern mit Hilfe des Widerstandsbeiwertes c_w darzustellen:

$$\tau_{\text{ges}} = \frac{\rho}{\beta^2} u_{\infty}^2 = \frac{1}{2} c_w \rho u^2 \quad (2.29)$$

Wie in Abbildung 2.1 deutlich wird, hängt das Verhältnis von Endgeschwindigkeit und Schubspannungsgeschwindigkeit von der Reynolds-Zahl ab, was auch für β bzw. c_w gilt.

2.2.3 Rohr- und Kanalströmungen

Strömt ein Fluid durch ein rundes Rohr, bildet sich nach einer gewissen Strecke eine konstante Strömung aus, welche als ausgebildete Rohrströmung bezeichnet wird. Für diese Form von Strömung wurden sowohl für den laminaren als auch für den turbulenten Fall Beschreibungen für den Reynoldszahl-abhängigen Widerstandsbeiwert gefunden.

Für Reynoldszahlen kleiner 2 300 ist die Strömung laminar und die Navier-Stokes-Gleichung (2.8) kann exakt gelöst werden (Schlichting und Gersten, 2006, Kapitel 5).

Der Widerstandbeiwert ergibt sich dabei zu

$$c_w = \frac{16}{Re}. \quad (2.30)$$

Für größere Reynoldszahlen entstehen Turbulenzen und eine analytische Lösung ist nicht mehr möglich. Eine erste experimentelle Beschreibung erfolgte 1913 durch die Blasius-Gleichung für turbulente Rohrströmungen (vgl. White, 2006, S. 423)

$$c_w = 0,0791 Re^{-0,25}. \quad (2.31)$$

Diese Parametrisierung zeigt gute Übereinstimmung mit Messungen für Reynoldszahlen $4000 \leq Re \leq 10^5$. Eine neuere Formel in impliziter Form wurde von Prandtl (1933) gegeben und beschreibt die Widerstandverhältnisse auch für größere Reynoldszahlen:

$$\frac{1}{\sqrt{4c_w}} = 2,0 \log_{10} (Re \sqrt{4c_w}) - 0,80. \quad (2.32)$$

Diese Gleichung gilt in leicht abgewandelter Form auch für Strömungen zwischen zwei parallelen Platten (vgl. White, 2006, S. 424):

$$\frac{1}{\sqrt{4c_w}} = 2,0 \log_{10} (Re \sqrt{4c_w}) - 1,19. \quad (2.33)$$

Hierzu muss allerdings das Vierfache des hydraulischen Durchmesser für die Bildung der Reynoldszahl verwendet werden. Der hydraulische Durchmesser d_h ergibt sich aus dem Verhältnis von Volumen zu Fläche des durchströmten Körpers und entspricht in einem Rohr gerade dem Viertel des Rohrdurchmessers. Für den laminaren Fall ergibt sich bei einer Strömung zwischen zwei Platten:

$$c_w = \frac{24}{Re}. \quad (2.34)$$

In Abbildung 2.2 ist der Reibungsbeiwert für eine Rohrströmung abhängig von der Reynoldszahl dargestellt. Die schwarze Linie in Form von Strich-Punkten stellt dabei die laminare Lösung gemäß Gleichung (2.34) dar. In blau ist der Übergang zum turbulenten Bereich eingezeichnet, welcher zwischen Reynoldszahlen von 2000 und 4000 beobachtet wird. In diesem Übergang erhöht sich c_w zunächst, bis es im voll turbulenten Bereich mit der Reynoldszahl wieder abfällt. Die schwarz gestrichelte Linie stellt die Blasius-Gleichung dar, welche nah an der Lösung von Gleichung (2.32) liegt. Diese ist in rot eingezeichnet und wurde numerisch gelöst. Die Darstellung der entsprechenden Reibungsbeiwerte für die Strömung zwischen zwei parallelen Platten ist Abbildung 2.2 sehr ähnlich. Die einzelnen Werte sind im laminaren Bereich um 50% erhöht und nähern sich für große Reynoldszahlen langsam den Werten der turbulenten Rohrströmung an.

2.3 Schwerewellen

Bei Oberflächenwellen an der Grenzfläche zwischen Luft und Wasser mit einer Wellenlänge größer zehn Zentimeter (Schwerewellen) kann die Wirkung der Oberflächenspannung

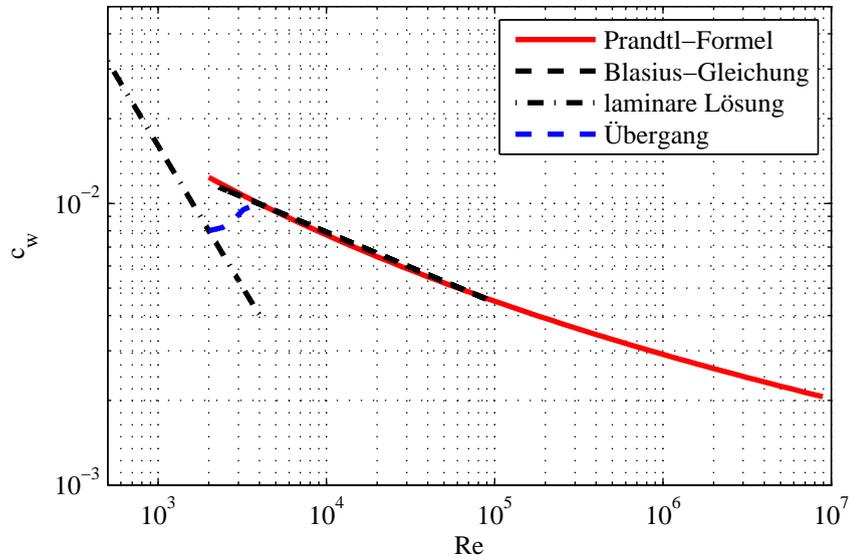


Abbildung 2.2: Reibungsbeiwert c_w einer Rohrströmung für laminare und turbulente Strömungen (modifiziert aus White, 2006).

vernachlässigt werden. Für kleine Amplituden a im Verhältnis zur Wassertiefe H und zur Wellenlänge λ beschreibt die lineare Wellentheorie in guter Näherung die Orbitalbewegung im Wasser (Kundu et al., 2012, Kapitel 7). Für die von der Wassertiefe z abhängigen Geschwindigkeitskomponenten u und w im Wasser einer Welle, mit Ausbreitung in x -Richtung und deren Oberflächenauslenkung η , ergibt sich:

$$u(x,z,t) = a\omega \frac{\cosh(k(z+H))}{\sinh(kH)} \cos(kx - \omega t), \quad (2.35)$$

$$w(x,z,t) = a\omega \frac{\sinh(k(z+H))}{\sinh(kH)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.36)$$

und

$$\eta(x,t) = ag \cos(kx - \omega t). \quad (2.37)$$

Dabei stellt k die Wellenzahl und ω die Wellenfrequenz dar. Die Phasengeschwindigkeit der Welle ist durch die Dispersionsrelation gegeben:

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kH)}. \quad (2.38)$$

Die Gesamtenergie der Wellen kann durch die Summe aus kinetischer und potentieller Energie gebildet werden. Unter Verwendung der Dispersionsrelation ergibt sich für die Gesamtenergie E :

$$E = \rho g \overline{\eta^2} = \frac{1}{2} \rho g a^2. \quad (2.39)$$

Dabei stellt $\overline{\eta^2}$ das zeitlich gemittelte Quadrat der Wellenauslenkung dar.

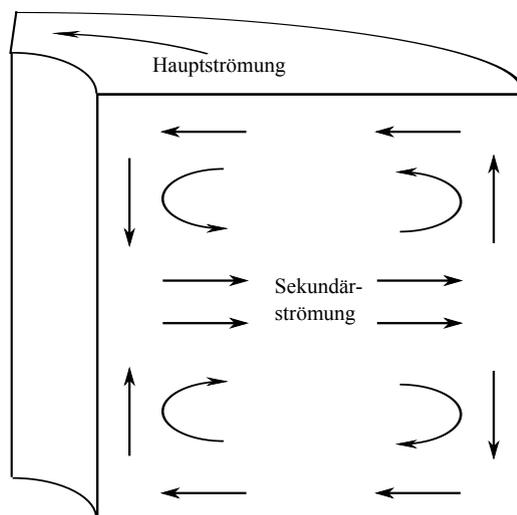


Abbildung 2.3: Skizze einer ausgebildeten Sekundärströmung in einem gekrümmten Kanal mit rechteckigem Querschnitt.

2.4 Oberflächenfilm

Ist die Wasseroberfläche durch oberflächenaktive Substanzen bedeckt, spricht man von einem Oberflächenfilm. Der Effekt dieses Films kann mathematisch durch die Einführung einer Viskoelastizität der Oberfläche beschrieben werden. Diese bewirkt zusätzlich zur vertikalen Rückstellkraft der Wellen (Oberflächenspannung und Gewichtskraft) eine horizontale Rückstellkraft (Lucassen-Reynders und Lucassen, 1969). Dadurch wird eine Ausbildung von longitudinalen Wellen auf der Wasseroberfläche ermöglicht, die durch viskose Dämpfung sehr stark dissipiert werden (Alpers, 1989). Die Dämpfung von Wellen durch Oberflächenfilme wird im Allgemeinen Marangoni-Effekt genannt (Hühnerfuss et al., 1987). Bei kleinen Wellenlängen treten Resonanzeffekte mit transversalen Wellen auf, wodurch diese gedämpft werden. Große Wellen werden nur indirekt über den Energietransfer zu kleineren Wellen gedämpft. Ein Oberflächenfilm kann dazu führen, dass die Wasseroberfläche trotz einer windinduzierten Schubspannung glatt bleibt, da zunächst kleine Wellen entstehen, die jedoch unterdrückt werden.

2.5 Sekundärströmungen

In gekrümmten Strömungen entlang einer Wand treten durch die Zentrifugalkräfte und den Einfluss der Wandgrenzschichten Strömungskomponenten senkrecht zur Hauptströmung auf. Diese werden als Sekundärströmungen bezeichnet.

In Abbildung 2.3 ist eine ausgebildete Sekundärströmung in einem gebogenen Kanal mit rechteckigem Querschnitt skizziert. Die Strömung erfährt auf Grund der Trägheitskräfte eine Zentrifugalkraft, welche zunächst durch einen Druckgradienten zur äußeren Kanalwand ausgeglichen wird. In den Grenzschichten nahe der Decke und dem Boden des Kanals, sind die Zentrifugalkräfte auf Grund der geringeren Geschwindigkeit kleiner, wodurch ein kleinerer Druckgradient entsteht. Die resultierende Druckverteilung bewirkt eine Ablenkung der Strömungen in den Wandgrenzschichten nach innen, was sich aus Gründen der Kontinuität auf das gesamte Strömungsfeld auswirkt. Eine Walze gegen den

Uhrzeigersinn in der oberen Hälfte und eine Walze im Uhrzeigersinn in der unteren Hälfte sind die Folge. Die Winkel der Ablenkungen können bei laminarer Strömung bis zu 45° und bei turbulenter Strömung bis zu 30° betragen (vgl. Prandtl, 1960, S. 135f). Die Sekundärströmung bewirkt durch die zusätzliche Komponente eine Verlagerung der Bereiche mit maximaler Geschwindigkeit nach außen. Die Strömungsgeschwindigkeiten an den äußeren Kanalwänden sind somit wesentlich höher als an der Innenseite, wodurch die gesamte Reibung an den Kanalwänden verstärkt wird.

3 Methoden

In diesem Kapitel werden die Methoden zur Geschwindigkeitsmessung des Windfeldes und zur Bestimmung der Schubspannung an einem ringförmigen Wind-Wellen-Kanal beschrieben.

3.1 Funktionsweise eines Pitotrohres

Für die Vermessung der Windgeschwindigkeit wurde in dieser Arbeit ein Pitotrohr, auch Prandtlrohr genannt, verwendet. Im Folgenden soll die Funktionsweise dieses Messgerätes erläutert werden (vgl. Kundu et al., 2012, S. 131f).

In Abbildung 3.1 ist eine Skizze eines L-förmigen Pitotrohres abgebildet. Es misst die Druckdifferenz zwischen geschwindigkeitsabhängigem Staudruck und geschwindigkeitsunabhängigem statischen Druck. An einer kleinen Öffnung an der in Windrichtung gerichteten Spitze des Rohres (1) liegt der Staudruck p_1 an, während an mehreren kleinen Öffnungen an der Seite des Rohres (2) der statische Druck p_2 anliegt. Über ein doppeltes Rohrsystem werden diese beiden Drücke von einem externen Druckmessgerät gemessen.

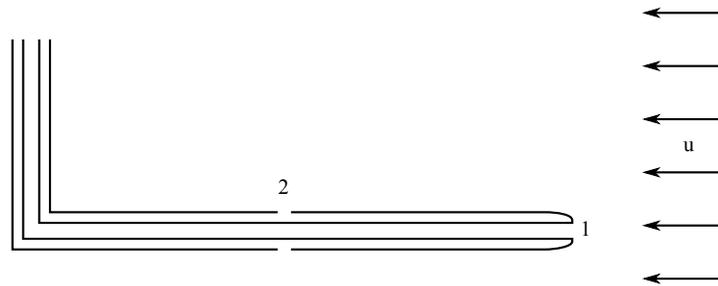


Abbildung 3.1: Skizze eines L-förmigen Pitotrohres

Nach der Bernoulligleichung (2.12) gilt für die Positionen (1) an der Spitze und (2) an den Seiten des Rohres:

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho \cdot u_1^2 = \text{const.} = p_2 + \frac{1}{2}\rho \cdot u_2^2 \quad (3.1)$$

Da die Luft nicht durch das Rohrsystem strömen kann, ist die Geschwindigkeit direkt an der Spitze null. Die Geschwindigkeit am Rand u_2 entspricht dagegen der Strömungsgeschwindigkeit u . So lässt sich die Gleichung nach u_2 auflösen und man erhält für die Strömungsgeschwindigkeit:

$$u = \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho}} \quad (3.2)$$

Mit Kenntnis der Luftdichte ρ lässt sich über die Druckdifferenz ($p_1 - p_2$) die Strömungsgeschwindigkeit bestimmen.

3.2 Impulsbilanzmethode

In ringförmigen Wind-Wellen-Kanälen kann die Betrachtung der Impulserhaltung des Wasserkörpers zur Bestimmung der windinduzierten Schubspannung an der Wasseroberfläche verwendet werden. Die mittlere Geschwindigkeit des Wassers wird durch die an der

Oberfläche auftretende Beschleunigung durch den Wind und die an den Kanalwänden auftretende Reibung bestimmt. Dies lässt sich mit einer Differentialgleichung (DGL) für den Impuls darstellen, aus welcher der Geschwindigkeitsverlauf bei gegebener Windschubspannung abgeleitet werden kann. Mit Hilfe dieses Geschwindigkeitsverlaufes kann die an den Wänden auftretende Reibung bestimmt werden, um Rückschlüsse auf die windinduzierte Schubspannung zu ziehen. Diese Impulsbilanzmethode wurde in Nielsen (2004) und Bopp (2011) bereits im Aeolotron (Abbildung 4.1) angewendet. Bezüglich der Annahmen, die in den Arbeiten verwendet wurden, mussten Korrekturen vorgenommen werden, auf welche im Folgenden eingegangen wird. Zusätzlich wird eine Lösung der DGL für den instationären Fall präsentiert. Der folgende Abschnitt zeigt die Herleitung dieser Lösung für den Geschwindigkeitsverlauf bei konstanter Schubspannung.

3.2.1 Differenzialgleichung der Impulsbilanz

Um den Impuls eines Wasserkörpers zu beschreiben, wird das Produkt aus Geschwindigkeitsvektor $\vec{u}(\vec{x})$ und Dichte ρ_w über das Wasservolumen V_w integriert. Da die Dichte im Allgemeinen als konstant angenommen werden kann, ergibt sich für die jeweilige Komponente des Impulses $V_w \rho_w \cdot u_i$. Dabei stellt u_i den Mittelwert der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente über das gesamte Wasservolumen dar. Betrachtet man die Impulsänderung des Wasserkörpers in einem ringförmigen Wind-Wellen-Kanal, so wird die Komponente in tangentialer Richtung mit der Summe der wirkenden Kräfte beschrieben:

$$\frac{d(V_w \rho_w \cdot u)}{dt} = F_{\text{Wind}} - F_{\text{Reibung}} \quad (3.3)$$

Dabei beschreibt F_{Wind} die windinduzierte Kraft an der Wasseroberfläche und F_{Reibung} stellt die Scherkräfte an den Wänden und dem Boden des Kanals sowie die an den Kanten und Einbauten erzeugte Reibungskraft dar.

Die wasserseitige Reibung ist nach Gleichung (2.29) proportional zum Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit außerhalb der Wandgrenzschicht. Als Proportionalitätskonstante wird der Reibungskoeffizient K verwendet. Unter der Annahme, dass die freie Strömungsgeschwindigkeit über den Kanalquerschnitt konstant ist und somit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u entspricht, ergibt sich Gleichung (3.4). Die Gültigkeit dieser Annahme wird in Abschnitt 3.2.4 diskutiert.

$$V_w \rho_w \frac{du}{dt} = \rho_w A \cdot u_{*w}^2 - V_w \rho_w K \cdot u^2. \quad (3.4)$$

Die windinduzierte Schubspannung ist durch $\rho_w u_{*w}^2$ dargestellt. Da die Dichte und das Volumen des Wassers als konstant anzusehen sind, kann die Impulsänderung durch die Änderung der mittleren Wassergeschwindigkeit beschrieben werden. Die Reibungskonstante K ist nur bedingt als konstant anzusehen. Sie wird durch einen situationsabhängigen Reibungskoeffizienten $K(\Omega)$ ersetzt. Ω stellt eine Menge von Variablen dar, deren physikalische Bedeutung in Abschnitt 3.2.4 diskutiert werden. Durch diese Korrektur kann eine allgemein gültige Impulsbilanz aufgestellt werden:

$$\frac{du}{dt} = \frac{A}{V_w} \cdot u_{*w}^2 - K(\Omega) \cdot u^2. \quad (3.5)$$

Gleichung (3.4) wurde durch $V_w \rho_w$ geteilt und somit stellt Gleichung (3.5) eine DGL dar, welche die Impulsbilanz in einem ringförmigen Wind-Wellen-Kanal im Allgemeinen beschreibt. Im Folgenden soll diese DGL für verschiedene Randbedingungen gelöst werden.

3.2.2 Stationäre Lösung

Die wohl einfachste Lösung kann für den stationären Fall gegeben werden. Befindet sich das gesamte System im Gleichgewicht, ist die linke Seite von Gleichung (3.5) gleich null und es ergibt sich:

$$\frac{A}{V_w} \cdot u_{*w}^2 = K(\Omega) \cdot u^2 \quad (3.6)$$

Löst man diese Gleichung nach der Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*w} auf, so ist es möglich, diese mit Hilfe der Wassergeschwindigkeit im Gleichgewicht u_∞ und der Reibkonstanten zu beschreiben:

$$u_{*w} = \sqrt{K(\Omega) \frac{V_w}{A}} \cdot u_\infty \quad (3.7)$$

3.2.3 Instationäre Lösungen

Eine instationäre Lösung der DGL (3.5) kann unter der Annahme, dass der Reibungskoeffizient $K(\Omega)$ nicht von der Geschwindigkeit u abhängt, gegeben werden. Auf die Gültigkeit dieser Annahme wird in Abschnitt 3.2.4 eingegangen. Die benutzte Methode zum Lösen der DGL findet sich z.B. in Lang und Pucker (2005, S. 225ff). Es ergibt sich das Integral:

$$\int \frac{1}{\frac{A}{V_w K(\Omega)} u_{*w}^2 - u^2} du = K(\Omega) \cdot \int dt = K(\Omega) \cdot (t - t_0). \quad (3.8)$$

Die Integrationskonstante ist durch t_0 dargestellt. Vergleicht man den Term $\frac{A}{V_w K(\Omega)} u_{*w}^2$ mit Gleichung (3.6), so kann man ihn mit dem Quadrat der Gleichgewichtsgeschwindigkeit u_∞^2 ersetzen:

$$\int \frac{1}{u_\infty^2 - u^2} du = K(\Omega) \cdot (t - t_0) \quad (3.9)$$

Hier muss eine Fallunterscheidung erfolgen. Zunächst soll angenommen werden, dass das so eingesetzte u_∞ ungleich null ist. Es existiert also eine Scherkraft an der Wasseroberfläche erzeugt durch den Wind, oder anders ausgedrückt: der Wind ist eingeschaltet. Durch Substitution mit $x = u/u_\infty$ ($dx = du/u_\infty$) lässt sich das Integral umschreiben zu:

$$\frac{1}{u_\infty} \int \frac{1}{1 - x^2} dx = K(\Omega) \cdot (t - t_0) \quad (3.10)$$

Abhängig vom Betrag von x ergeben sich zwei Lösungen für das Integral:

$$\int \frac{1}{1 - x^2} dx = \begin{cases} \tanh^{-1}(x(t)) & \text{für } |x| < 1 \\ \coth^{-1}(x(t)) & \text{für } |x| > 1 \end{cases} \quad (3.11)$$

Nach dem Resubstituieren und Auflösen der Gleichung nach $u(t)$, ergeben sich zwei Lösungen für den Verlauf der Geschwindigkeit:

$$u(t) = \begin{cases} u_\infty \cdot \tanh(u_\infty \cdot K(\Omega) \cdot (t - t_0)) & \text{für } u < u_\infty \\ u_\infty \cdot \coth(u_\infty \cdot K(\Omega) \cdot (t - t_0)) & \text{für } u > u_\infty \end{cases} \quad (3.12)$$

Diese Lösungen stellen den Verlauf der mittleren Wassergeschwindigkeit abhängig von der Gleichgewichtsgeschwindigkeit u_∞ und dem Reibungskoeffizienten $K(\Omega)$ dar. Die Lösung für $u < u_\infty$ in Gleichung (3.12) beschreibt die Situation, in der der Wind von einer niedrigeren Geschwindigkeit auf eine höhere eingestellt wird. Die windinduzierte Scherkraft ist größer als die auftretende Reibungskraft, der Wasserkörper wird also beschleunigt. Dabei gibt t_0 den theoretischen Zeitpunkt an, an dem die mittlere Wassergeschwindigkeit auf null interpoliert werden kann. Die Lösung für $u > u_\infty$ beschreibt den umgekehrten Fall. Hier wurde der Wind auf eine niedrigere Geschwindigkeit eingestellt und die Reibungskraft überwiegt die Scherkraft. Der Wasserkörper wird also abgebremst, bis er den Gleichgewichtszustand erreicht. Eine Interpolation des theoretischen Verlaufes ergibt eine Polstelle bei $t = t_0$.

Bisher wurde angenommen, dass $u_\infty \neq 0$ gilt. Betrachtet man das Integral für $u_\infty = 0$, so erhält man:

$$\int \frac{1}{u^2} du = -K(\Omega) \cdot (t - t_0) \quad (3.13)$$

Die Lösung des Integrals ergibt (Bopp, 2011, S. 11):

$$u(t) = \frac{u(t_0)}{1 + K(\Omega) \cdot u(t_0) \cdot (t - t_0)} \quad (3.14)$$

Es handelt sich hier um die Lösung für verschwindende Schubspannung bei ausgeschaltetem Wind. Der Wasserkörper wird durch Reibungskräfte bis zum Stillstand gebremst, $u(t)$ beschreibt die Abklingkurve und t_0 stellt den Zeitpunkt des Abschaltens des Windes dar.

Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf der Wassergeschwindigkeit beim Abklingen und beim Anklingen in dimensionsloser Darstellung. Hierfür wurden die Gleichungen (3.12) und (3.14) durch eine Referenzgeschwindigkeit u_{ref} geteilt und die dimensionslose Zeit $\tau = u_{\text{ref}} \cdot K(\Omega) \cdot t$ eingesetzt. In Abbildung 3.2 a) ist das Abklingverhalten für verschiedene Gleichgewichtsgeschwindigkeiten u_∞ gemäß Gleichung (3.12) bzw. Gleichung (3.14) dargestellt. Als Startgeschwindigkeit wurde die Referenzgeschwindigkeit und als Gleichgewichtsgeschwindigkeiten wurden die Quartale der Referenzgeschwindigkeit gewählt. Die dunkelblaue Kurve zeigt das Verhalten für eine verschwindende Gleichgewichtsgeschwindigkeit, was dem Abschalten des Windes entspricht. Die grüne, rote und hellblaue Kurve zeigen das Verhalten für Gleichgewichtsgeschwindigkeiten von einem, zwei und drei Viertel der Referenzgeschwindigkeit. Betrachtet man die Zeit, die der Wasserkörper benötigt um annähernd ins Gleichgewicht zu kommen, so gilt: Je größer die Differenz von Start- und Endgeschwindigkeit, desto länger die Einstellzeit. Hier ist allerdings anzumerken, dass die dimensionslose Zeit τ verwendet wurde, in welche die Referenzgeschwindigkeit, also die Startgeschwindigkeit linear eingeht. Je größer die Startgeschwindigkeit, desto kürzer wiederum die Einstellzeit. In Abbildung 3.2 b) ist das Anklingverhalten für verschiedene Gleichgewichtsgeschwindigkeiten dargestellt. Für die Gleichgewichtsgeschwindigkeiten wurden wieder Quartale der Referenzgeschwindigkeit gewählt. Betrachtet man hier

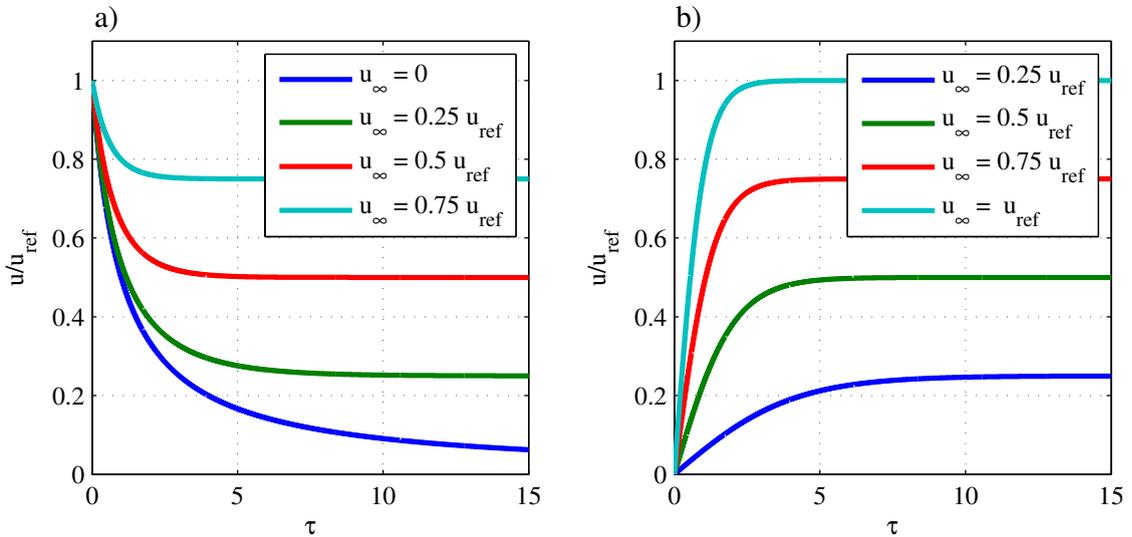


Abbildung 3.2: Zeitlicher Verlauf der Wassergeschwindigkeit in dimensionslosen Größen für das Abklingen a) und das Anklingen b). Die Zeitdauer für das Erreichen der Gleichgewichtsgeschwindigkeit hängt stark von dieser ab.

die Einstellzeit, so gilt: Je größer die Gleichgewichtsgeschwindigkeit, desto kürzer ist die Einstellzeit. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Reibung proportional zur mittleren Geschwindigkeit ist.

3.2.4 Reibungskoeffizient

Der Reibungskoeffizient $K(\Omega)$ resultiert aus dem quadratischen Zusammenhang zwischen Reibung und freier Strömungsgeschwindigkeit im Wasser. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie sich dieser Koeffizient zusammensetzt und welche Größen die Menge Ω ausdrückt. Bisher wurde angenommen, dass die freie Strömungsgeschwindigkeit im Kanalquerschnitt konstant ist. Hier wird diskutiert, wie sich eine Abweichung dieser Annahme auf den Reibungskoeffizienten bzw. auf die Impulsbilanzmethode auswirkt. Außerdem wird auf den Einfluss einer Wellenbewegung im Wasser auf die Wandreibung eingegangen.

Betrachtet man die im Wasser auftretende Reibung F_{Reibung} , so lässt sich diese durch die Integration der Schubspannung gemäß Gleichung (2.29) entlang der Kanalwände $A_{\text{Wände}}$ und der Summe der durch die Einbauten verursachten Reibungskräfte gemäß Gleichung (2.19) darstellen:

$$F_{\text{Reibung}} = V_w \rho_w K(\Omega) \cdot u^2 = \int_{A_{\text{Wände}}} \frac{1}{2} c_{w,1} \rho_w u(\vec{x})^2 dA_{\text{Wände}} + \sum_{\text{Einbauten}} \frac{1}{2} c_{w,2} \rho_w A_{\text{Einbauten}} u(\vec{x})^2 \quad (3.15)$$

Hier stellt $c_{w,1}$ den Wandreibungsbeiwert und $c_{w,2}$ den Reibungsbeiwert der Einbauten dar. Die jeweilige Querschnittsfläche der Einbauten ist durch $A_{\text{Einbauten}}$ dargestellt. Es wird außerdem zwischen der mittleren Geschwindigkeit u , welche in der Impulsbilanz verwendet wird, und der ortsabhängigen Strömungsgeschwindigkeit $u(\vec{x})$ unterschieden. Die durch die Einbauten verursachten Reibungskräfte betragen im Vergleich zu den Reibungseffekten an den Wänden im Heidelberger Aeolotron ca. 4% (Bopp, 2011, S. 12). Für die fol-

genden Betrachtungen werden diese deshalb vernachlässigt. Löst man Gleichung (3.15) nach dem Reibungskoeffizienten auf, so ergibt sich:

$$K(\Omega) \approx \frac{1}{2V_w u^2} \int_{A_{\text{Wände}}} c_{w,1} u(\vec{x})^2 dA_{\text{Wände}} \quad (3.16)$$

Diese Darstellung verdeutlicht, dass der Reibungskoeffizient $K(\Omega)$ vom Strömungsfeld abhängt. Durch die Integration von $u(\vec{x})^2$ kann das obige Integral für verschiedene Strömungsfelder mit gleicher mittlerer Strömungsgeschwindigkeit unterschiedlich sein. In Abschnitt 7.2.2 wird anhand von Strömungsfeldmessungen im Aeolotron die an den Wänden auftretende Reibung für zwei unterschiedliche Strömungsverhältnisse abgeschätzt. Wie sich das Strömungsfeld beim Abschalten des Windes ändern kann, behandelt Abschnitt 7.2.3. An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass in Gleichung (3.3) eine über den Kanalquerschnitt konstante Geschwindigkeit angenommen wurde. Durch die in Gleichung (3.16) gegebene Form des Reibungskoeffizienten ist diese Annahme überflüssig.

Der Reibungskoeffizient wird unter anderem vom Wandreibungsbeiwert $c_{w,2}$ beeinflusst. Dieser ist nach Abschnitt 2.2 von der Reynoldszahl abhängig. Die Strömung in einem Wind-Wellen-Kanal weist gewisse Ähnlichkeiten mit einer Rohrströmung bzw. einer Kanalströmung auf. Verwendet man für die Berechnung der Reynoldszahl den hydraulischen Radius, so wird der Einfluss verschiedener Querschnittsformen nach Prandtl (1960, S. 153) hinreichend berücksichtigt. Daher ist ein Verlauf des Reibungskoeffizienten zu erwarten, ähnlich wie in Abbildung 2.2. In der oben beschriebenen Herleitung der Lösung im instationären Fall wurde angenommen, dass die Reibungskonstante unabhängig von der Wassergeschwindigkeit ist. Dies ist offensichtlich nicht der Fall. Ändert sich u allerdings nur geringfügig, so kann dies in guter Näherung angenommen werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb stets darauf geachtet, dass sich die Geschwindigkeit im betrachteten Zeitraum nur wenig ändert (vgl. Abschnitt 6.3.3).

Im Fall von Oberflächenwellen kommt ein weiterer Einfluss auf die Wandreibung hinzu. Durch die Wellenbewegung des Wassers ist die mittlere Strömungsgeschwindigkeit mit einer Schwankung überlagert. Während diese den zeitlichen Mittelwert von u nicht beeinflusst, wirkt sie sich jedoch auf die zeitlich gemittelte Reibung aus, die durch das gemittelte Geschwindigkeitsquadrat bestimmt ist. Dieser Effekt wird prinzipiell durch Gleichung (3.16) erfasst, wenn $u(\vec{x})$ die ortsabhängige momentane Wassergeschwindigkeit beschreibt. Er kann aber auch durch das Verhältnis von gemitteltem Geschwindigkeitsquadrat und dem Quadrat der gemittelten Geschwindigkeit verdeutlicht werden. Dazu wird an dieser Stelle der Wellenfaktor

$$\alpha = \frac{\overline{u(\vec{x})|u(\vec{x})|}}{\overline{u(\vec{x})}^2} \quad (3.17)$$

eingeführt. Er ist ortsabhängig und beschreibt den Einfluss der Wellenbewegung auf die Reibung entlang der Kanalwände. Durch das gemittelte Produkt aus $u(\vec{x})$ und $|u(\vec{x})|$ wird außerdem der Effekt berücksichtigt, dass im Fall einer Rückströmung während der Wellenbewegung eine Netto-Beschleunigung auftritt. Auch wenn fraglich ist, ob der Reibungsbeiwert von der Wellenbewegung nicht beeinflusst wird, stellt α einen nützlichen Parameter dar, mit dem Korrekturbetrachtungen gemacht werden können (vgl. Abschnitt 7.3.2

und 7.4.1).

Mit diesen Betrachtungen kann nun Ω , die Menge an Variablen, von denen die Reibungskonstante abhängt, angegeben werden. Die Abhängigkeit des Reibungsbeiwertes von der Geschwindigkeit wird am besten durch die mittlere Geschwindigkeit u als Variable ausgedrückt. Der Welleneinfluss kann durch den Wellenfaktor α ausgedrückt werden. Übrig bleibt nun nur noch der Einfluss durch die Geschwindigkeitsverteilung entlang der Kanalwände. Ohne einen formalen Zusammenhang an dieser Stelle zu geben, soll dieser Effekt durch die Variable θ ausgedrückt werden. Es gilt also:

$$\Omega = \{u, \alpha, \theta\} \quad (3.18)$$

3.2.5 Theoretisches Modell

Setzt man die im Folgenden beschriebenen Annahmen voraus, kann für den Reibungskoeffizienten im Aeolotron ein theoretisches Modell aufgestellt werden. Zunächst soll angenommen werden, dass die freie Strömungsgeschwindigkeit über den Kanalquerschnitt konstant ist. Vernachlässigt man auch den Effekt der Wellen, lässt sich die Reibungskonstante aus Gleichung (3.16) durch

$$K(\Omega) \approx \frac{A_{\text{Wände}}}{2V_w} c_w \quad (3.19)$$

abschätzen. Somit verschwindet der Einfluss von α und θ . Für den Reibungsbeiwert kann als erste Näherung die Blasius-Gleichung für turbulente Rohrströmungen eingesetzt werden. Die Reynoldszahl wird durch das Vierfache des hydraulischen Durchmessers d_h und die mittlere Wassergeschwindigkeit gebildet (vgl. Abschnitt 2.2.3). Es ergibt sich:

$$K(\Omega) \approx \frac{A_{\text{Wände}}}{2V_w} \cdot 0,0791 \left(\frac{4 d_h u}{\nu} \right)^{-0,25} \quad (3.20)$$

Alternativ kann c_w auch mit der geschwindigkeitsabhängigen Reynoldszahl durch die implizierte Formel der Rohrströmung (Gleichung (2.32)) oder der Plattenströmung (Gleichung (2.33)) bestimmt werden und in Gleichung (3.19) eingesetzt werden.

4 Aufbau und Kalibration

Alle Messungen dieser Arbeit wurden im Heidelberger Aeolotron durchgeführt, auf welches in diesem Kapitel näher eingegangen wird. Neben den fest installierten Messgeräten für die Temperatur, die Wellenhöhe, die Windgeschwindigkeit und die Wassergeschwindigkeit wurden eine Verschiebeeinheit mit einem Pitotrohr für die Messung der Geschwindigkeitsfelder in der Luft und eine akustische Strömungsmesssonde für die Messung der Geschwindigkeitsfelder im Wasser verwendet. Das folgende Kapitel beschreibt diese Messinstrumente, deren wichtigste technische Eckdaten sowie die durchgeführten Kalibrierungen.

4.1 Heidelberger Aeolotron

Dieses Kapitel erläutert die Geometrie des Wind-Wellen-Kanals und stellt die fest installierten Messinstrumente vor, die in dieser Arbeit verwendet wurden.

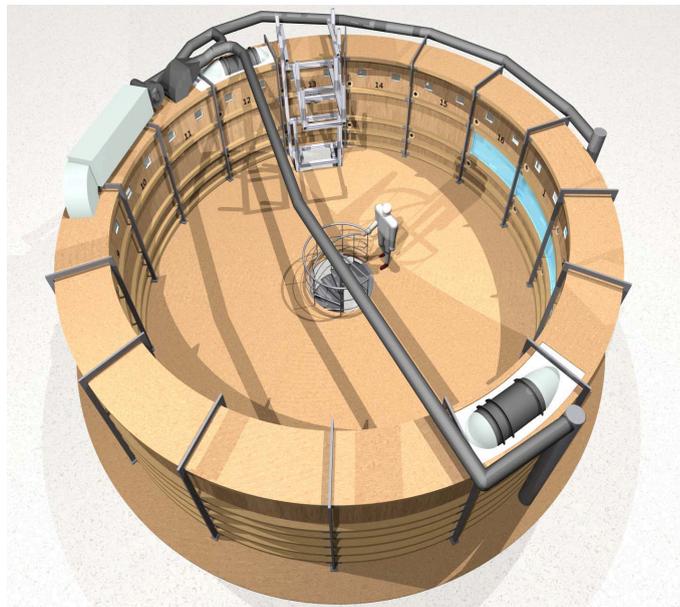


Abbildung 4.1: Computergenerierte Grafik des Heidelberger Aeolotrons (Krall, 2013)

4.1.1 Geometrie

Das Aeolotron ist ein ringförmiger Wind-Wellen-Kanal, welcher aus einer Holzkonstruktion gebaut wurde. Er besitzt einen Durchmesser von ca. 10 m, eine Höhe von ca. 2,4 m und eine mittlere Breite von 61,6 cm (vgl. Krall, 2013). Der Kanal ist bis zur Hälfte mit Wasser befüllbar und umfasst bei der verwendeten Füllhöhe von einem Meter ein Wasservolumen von ca. 18 000 Litern. Der Wind wird durch zwei in die Decke des Kanals eingebettete Axialventilatoren angetrieben und kann bis zu einer Windgeschwindigkeit von etwa 11 m/s stufenlos eingeregelt werden. Als Einstellparameter dient eine Ansteuerfrequenz f , angegeben in Hz. Je nach Versuchsbedingungen, die abhängen vom Wasserstand, Oberflächenfilmen oder Einbauten, kann die erreichte Windgeschwindigkeit

variieren. Die entsprechende Windgeschwindigkeit ist in Abbildung 7.16 durch gemessene Referenzgeschwindigkeiten dargestellt. Der gesamte Kanal ist thermisch isoliert und besitzt ein regelbares Lüftungssystem, welches während der durchgeführten Experimente allerdings nicht verwendet wurde. Abbildung 4.1 zeigt eine Computeranimation des Aeolotrons. Die Reynoldszahl im Kanal kann durch die Höhe des Luftraumes bzw. des Wassers und deren Geschwindigkeit abgeschätzt werden und nimmt Werte von $5 \cdot 10^4$ bis $8 \cdot 10^5$ in der Luft und $4 \cdot 10^3$ bis $3 \cdot 10^5$ im Wasser an.

Um das Wasser von Oberflächenfilmen zu reinigen wird mittels eines speziell angefertigten Ablaufes das Oberflächenwasser abgesaugt. Dieser Vorgang wird im Folgenden als Skimmen bezeichnet.

Die Skizze des Aeolotrons in Abbildung 4.2 zeigt die Positionen der beiden Windantriebe grün und den Optischen Zugang blau hinterlegt. Die schwarzen Nummern geben die Segmente an, in welche das Aeolotron eingeteilt ist. Das Sichtfenster ist rot eingezeichnet.

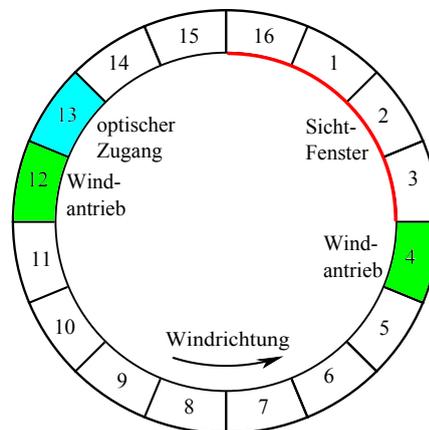


Abbildung 4.2: Skizze des Aeolotrons und Zuordnung der Segmente (1-16)

4.1.2 Windmessung

Im Aeolotron sind zwei Instrumente zur Messung der Windgeschwindigkeit fest installiert. Es handelt sich dabei um ein Flügelradanemometer und ein L-förmiges Pitotrohr. Beide sind mittig im Kanal unterhalb der Decke befestigt. Das Pitotrohr (vgl. Kapitel 3.1) ist mit einem Druckdifferenzmessgerät (Diffcap) über zwei PVC-Schläuche verbunden und wird über einen Analog-Digital-Wandler (Meilhaus) mit dem Computer ausgelesen. Die Auslesegeschwindigkeit kann bis zu einer Grenze von 50 Hz frei gewählt werden. Das Flügelradanemometer (Greisinger STS 020) wird sekundlich ebenfalls mit einem Computer ausgelesen. Die Windgeschwindigkeit wird über die Messung der geschwindigkeitsabhängigen Drehfrequenz eines kleinen Flügelrades berechnet.

Die Messwerte beider Geräte weichen bis zu 20% von einander ab. Das ist durch die leicht unterschiedliche Messposition zu erklären. Es verdeutlicht, dass hier eine kanalspezifische und ortsabhängige Referenzgeschwindigkeit gemessen wird. Eine genauere Beschreibung dieser Abweichung folgt in Kapitel 7.1.4.

4.1.3 Temperaturmessung

Die Temperaturmessung im Aeolotron erfolgt durch mehrere Pt100-Temperaturfühler der Firma Greisinger. Neben mehreren Sensoren im Lüftungskreislauf, die in dieser Arbeit keine Rolle spielen, befindet sich ein Sensor im Wasser und einer im Luftraum. Diese werden ebenfalls mit dem Computer ausgelesen und aufgezeichnet.

4.1.4 Wassergeschwindigkeitsmessung MAVS

Zur Messung der Wassergeschwindigkeit ist im Aeolotron ein akustisches Strömungsmessgerät fest installiert. Es handelt sich dabei um ein MAVS-3 (Modular Acoustic Velocity Sensor) der Firma Nobska, welches durch Laufzeitmessung akustischer Signale mit Hilfe des Dopplereffekts die Wassergeschwindigkeit bestimmt. Es besitzt insgesamt vier Messachsen, mit denen ein dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektor berechnet werden kann. Für eine Messung sind drei Richtungen notwendig, die vierte Richtung dient zur Verbesserung der Messgenauigkeit.⁴

Das Messgerät ist zwischen Segment drei und vier in einer Höhe von ca. 50 cm über dem Boden fest installiert, sodass sich der Messkopf in der Mitte des Kanals befindet. Die Aufnahme kann mit einer maximalen Messrate von 20 Hz erfolgen. Die Messwerte werden über eine COM-Schnittstelle auf einen Computer übertragen, wo sie in Echtzeit angezeigt werden.

Bei eingeschaltetem Wind treten allerdings Komplikationen mit dem Windantrieb auf. Die Gründe hierfür konnten bisher weder verifiziert werden, noch konnte der Effekt behoben werden. Jedoch zeigte sich, dass nur zufällig einzelne Messpunkte verschiedener Messachsen fehlerhafte Werte annehmen. Die restlichen Messwerte erfahren dagegen keinen Einfluss. Diese fehlerhaften Werte können durch ihre starke Abweichung gut erkannt und aussortiert werden. In der nachträglichen Datenverarbeitung wird der Geschwindigkeitsvektor anhand der Messwerte der anderen drei Messachsen bestimmt, falls vorhanden. Bei mehr als einem fehlerhaften Wert wird der Messpunkt verworfen. Diese Nachbearbeitung macht eine Messung der Wassergeschwindigkeit bei eingeschaltetem Wind möglich. Die verwendete Methode zur Detektion der fehlerhaften Messpunkte ist in Kapitel 6.3.1 beschrieben.

Für eine zuverlässige Messung muss regelmäßig eine Nullkalibrierung für jede Messachse durchgeführt werden. Diese wird durch eine Messung ohne Strömung realisiert. Hierfür wird das Wasser im Kanal über einen längeren Zeitraum von mindestens 12 Stunden störungsfrei stehen gelassen. Eine Mittelung über mehrere Minuten ergibt den Offset der einzelnen Messachsen, sowie eine Standardabweichung. Diese Standardabweichung ist im Bereich von 0,25 cm/s und kann als Messungenauigkeit Δu_i angesehen werden. Betrachtet man mehrere Nullkalibrationen über einen langen Zeitraum, weichen die Werte der Offset-Messungen zusätzlich um die Größenordnung ihrer Standardabweichung ab. Da eine tägliche Nullkalibrierung im Aeolotron nicht möglich ist, wird in dieser Arbeit ein systematischer Messfehler $\Delta u_{i,sys} = 0,25$ cm/s angenommen. Dieser Fehler kann innerhalb eines Tages als konstant angenommen werden, schwankt über mehrere Tage jedoch.

⁴Eine ausführlichere Beschreibung des Messprinzips findet sich in Bopp (2011, S. 17) sowie im Datenblatt von Nobska (im Internet abrufbar unter: <http://www.nobska.net>).

4.1.5 Optische Wellenhöhenmessung

Im Aeolotron ist ein optischer Aufbau zur Messung der Wellenhöhe mit laserinduzierter Fluoreszenz fest installiert. Im Wasser befindet sich der fluoreszierende Farbstoff Pyranin, welcher eine starke Absorption für blaues Licht aufweist und grünes Licht emittiert. Dazu wird ein Laserstrahl der Wellenlänge 405 nm verwendet, der senkrecht auf die Wasseroberfläche trifft. Eine Kamera blickt schräg auf die beleuchtete Wasseroberfläche und mit Hilfe von Algorithmen wird die Position des auf die Wasseroberfläche treffenden Laserstrahls im Bild detektiert. Diese Position ist abhängig von der Wasserhöhe und so kann durch eine Kalibration die Wellenhöhe gemessen werden. Das optische System zeichnet sich durch eine sehr hohe Auflösung von ca. 0,5 mm und eine sehr hohe Aufnahme rate von 1000 Hz aus. Die Kalibration und weitere Details zur Messmethode sind in Horn (2013) beschrieben.

Der Laserstrahl wurde im Laufe dieser Arbeit zu einem Lasersheet aufgeweitet, sodass eine zusätzliche Bestimmung der Wasserneigung oder der Wellenzahl möglich ist. Verwendet wurde ein optischer Aufbau bestehend aus zwei sphärischen Linsen und einer Zylinder-Linse dazwischen. Der Vorteil eines solchen Aufbaus liegt darin, dass die Schärfe und die Breite des Sheets unabhängig voneinander einstellbar sind (vgl. Raffel et al. (2007, S. 43ff)). Im Rahmen dieser Arbeit wurde nur die Information der Wellenhöhe in der Mitte des Lasersheets verwendet.

4.2 Windfeldmessung mit Pitotrohr

Für die Durchführung der Windfeldmessungen wurde eine Verschiebeeinheit für zwei Richtungen konstruiert. Im Folgenden soll der Aufbau und die Funktionsweise dieser Konstruktion beschrieben werden.

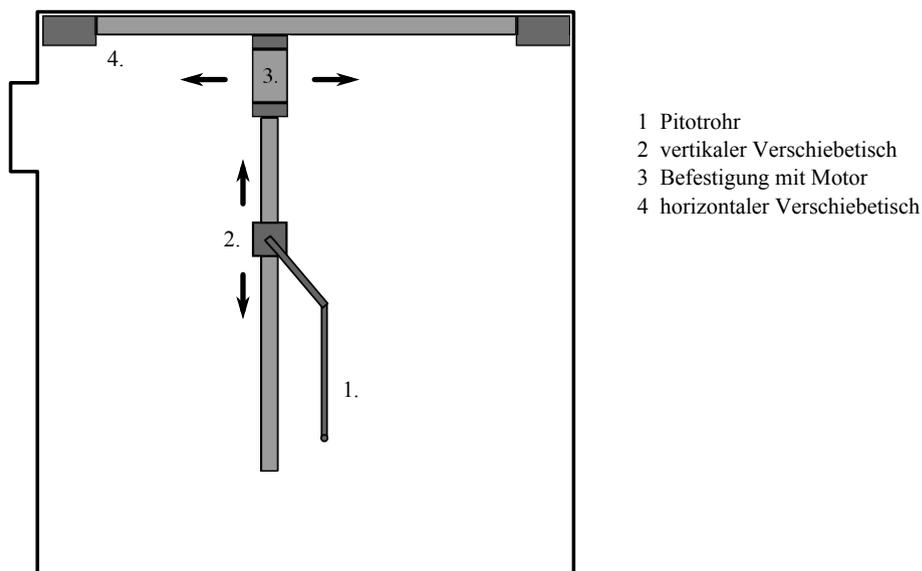


Abbildung 4.3: Skizze der Verschiebeeinheit zur Messung der Windfelder mit einem Pitotrohr im Aeolotron

Der Aufbau besteht im Wesentlichen aus zwei Verschiebetischen, die orthogonal zueinander senkrecht zur Hauptwindrichtung im Wind-Wellen-Kanal eingeklemmt werden

und an denen das Pitotrohr befestigt wird. Abbildung 4.3 zeigt eine Skizze des Aufbaus im Aeolotron.

Die gesamte Konstruktion wurde mit vier Schnellspannern versehen, sodass sie bequem und schnell an der Decke des Kanals eingeklemmt und fixiert werden kann, die Position jedoch variabel ist und die Kanalwände nicht beschädigt werden. Als horizontale Verschiebeeinheit wurde ein 600 mm langer Verschiebetisch mit einer freien Hublänge von 444 mm verwendet. An diesem wurden die oben genannten Schnellspanner über zwei Aluminiumplatten angebracht. Der Antrieb ist mit einem elektrischen Schrittmotor und einer Zahnriemenachse gegeben. An den beweglichen Schlitten wurde eine weitere Verschiebeeinheit mit freier Hublänge von 700 mm vertikal montiert. Hier wurde eine zylinderförmige Konstruktion gewählt um den Strömungswiderstand so gering wie möglich zu halten. Die Verbindung der beiden Verschiebetische wurde mit einer Aluminiumkonstruktion realisiert, in welcher der Motor für den vertikalen Verschiebetisch angebracht ist. Die Ansteuerung der beiden Schrittmotoren über einen PC ermöglicht das freie Verschieben des vertikalen Schlittens innerhalb einer Fläche von 444 mm \times 700 mm. Für die Messung der Windfelder wurde an diesen Schlitten mit einer Verlängerung ein L-förmiges Pitotrohr angebracht. Durch die Verlängerung ist eine genaue Positionierung des Pitotrohres möglich und der Einfluss der Verschiebeeinheit auf die gemessene Windgeschwindigkeit konnte durch den zusätzlichen Abstand reduziert werden. Das Pitotrohr ist durch PVC-Schläuche mit einem Druckdifferenzmessgerät (Diffcap) verbunden, welches hinter der gesamten Konstruktion an die Kanalwand geklebt ist.

4.3 Geschwindigkeitsmessung im Wasser mit Vectrino

Für die Messungen der Wassergeschwindigkeit an verschiedenen Positionen wurde ein Vectrino Plus der Firma Nortek verwendet. Hierbei handelt es sich um ein hochauflösendes akustisches Geschwindigkeitsmessgerät, welches die Dopplerverschiebung von Ultraschallwellen misst, die an im Wasser schwebenden Partikeln reflektiert werden. Für eine erfolgreiche Messung ist also die Zugabe von speziellen Schwebepartikeln nötig. Das Messgerät besitzt einen Sender und vier Empfänger und damit vier Messachsen, wodurch eine Messung des dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektors des Fluids erzielt wird. Der verwendete Vectrino Plus erreicht eine Messfrequenz von 200 Hz und es wird vom Hersteller eine Messgenauigkeit von $\pm 5\%$ vom Messwert und zusätzlich $\pm 0,1$ cm/s angegeben.

Für die Messung eines Geschwindigkeitfeldes im Aeolotron (vgl. dazu Kapitel 5.2) wurde der Vectrino an einem vertikalen Verschiebetisch montiert. So konnte die Höhe automatisch variiert und Höhenprofile gemessen werden. Die radiale Position konnte manuell verstellt werden, was eine Messung der oberen zwei Drittel des Kanalquerschnittes ermöglichte.⁵

⁵Dank an dieser Stelle an Frau Lang vom KIT Karlsruhe für die Bereitstellung der Strömungsmesssonde.

5 Experimente

In diesem Kapitel werden die Experimente und deren Durchführung beschrieben. Diese lassen sich in drei Bereiche gruppieren. Der erste stellt alle systematischen Messungen des Windfeldes im Aeolotron dar. Im zweiten befinden sich alle Experimente zur Bestimmung des Strömungsfeldes im Wasser. Die Experimente zur Bestimmung der Schubspannung mit der Impulsbilanzmethode bilden den dritten Bereich.

5.1 Messung des Windfeldes

Das Windfeld wurde mit Hilfe der in Kapitel 4.2 beschriebenen Verschiebeeinheit systematisch vermessen. Da durch die anfahrbare Fläche von $444 \text{ mm} \times 700 \text{ mm}$ nicht der gesamte Luftraum abgedeckt werden kann, wurde der Querschnitt des Kanals in vier Abschnitten abgescannt. Die Abtastung der einzelnen Punkte eines Abschnittes erfolgte Reihe für Reihe von oben nach unten. Pro Messpunkt wurde die Windgeschwindigkeit mit 50 Hz über 10 Sekunden aufgezeichnet.

5.1.1 Systematische Vermessung der Windverhältnisse ohne Wellen

Die Messung der Windgeschwindigkeit in der Nähe der wellenbewegten Wasseroberfläche gestaltet sich als schwierig. Kommt das Pitotrohr mit dem Wasser in Kontakt, benetzen die Löcher und eine Messung ist nicht mehr möglich. Erst nach einer manuellen Reinigung des Pitotrohres lässt sich die Messung fortsetzen. Um trotzdem Informationen über die Windgeschwindigkeit in Wassernähe zu erhalten, wurde das Wasser mit einer oberflächenaktiven Substanz versetzt. Dadurch konnte die Wellenentwicklung vollständig unterdrückt und die Windgeschwindigkeit bis auf wenige Millimeter über der Wasseroberfläche gemessen werden (vgl. Abschnitt 2.4).

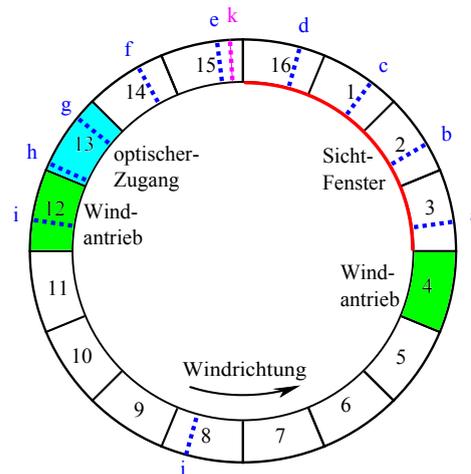


Abbildung 5.1: Skizze des Aeolotron und Positionen der Messungen (blau und violett)

Gemessen wurde insgesamt an zehn Positionen des Wind-Wellen-Kanals bei einer Ansteuerungsfrequenz (im Folgenden durch f bezeichnet) von jeweils 7 Hz und 18 Hz. Die zugehörigen Referenzgeschwindigkeiten betragen ca. 2,2 m/s und 5,7 m/s (vgl. Abbildung 7.16). In Abbildung 5.1 sind diese Positionen blau markiert und mit Kleinbuchstaben

gekennzeichnet. Es wurde der gesamte Raum von einem Windantrieb zum nächsten Windantrieb in Schritten von etwa 2 m vermessen. Angenommen wurde, dass das Windfeld in der zweiten Hälfte auf Grund der Symmetrie des Kanals ähnlich zur ersten ist. Um dies zu überprüfen wurde eine Vergleichsmessung in Segment 8 durchgeführt.

5.1.2 Messung mit Wellen

Zur Untersuchung des Einflusses der Wellen auf das Windfeld wurde eine Messung mit sauberem Wasser und $f = 22$ Hz durchgeführt. Dies entspricht einer Referenzgeschwindigkeit von 6,7 m/s. Die Messungen wurden bis ca. 15 cm über der Wasseroberfläche gemessen.

5.2 Messung der Wassergeschwindigkeiten

In diesem Kapitel werden alle durchgeführten Messreihen der Wassergeschwindigkeiten zur qualitativen Strömungsanalyse sowie zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit beschrieben.

5.2.1 Messung eines Geschwindigkeitsfeldes

Mit der in Kapitel 4.3 beschriebenen Strömungsmesssonde (Vectrino) wurde ein dreidimensionales Geschwindigkeitsfeld der Wasserströmung im Aeolotron gemessen. Segment 13 diente wegen der leichten Zugänglichkeit als Messposition. Das Wasser wurde mit Seedingpartikeln versetzt und eine Wellendämpfung durch Filmbedeckung konnte nicht beobachtet werden. Auf das Skimmen wurde bewusst verzichtet, da sich die Seedingpartikel teilweise an der Oberfläche sammelten. Nach Einschalten des Windes verteilten sich diese durch die Wellenbewegung gleichmäßig im Wasserkörper. Die Windgeschwindigkeit wurde mit einer Ansteuerungsfrequenz von 18 Hz eingestellt. Nach einer Stunde mit eingeschaltetem Wind konnte davon ausgegangen werden, dass sich der Wasserkörper annähernd im Gleichgewicht befindet. Mit einer erwarteten Endgeschwindigkeit von 7 cm/s und einem angenommenen Reibungskoeffizienten von $1,6 \cdot 10^{-4}$ 1/cm (vgl. Bopp, 2011) ergibt sich nach Kapitel 3.2 eine Abweichung von $< 1\%$. Der Verschiebetisch wurde nach Start der Messung dann alle 300 Sekunden um 2,5 cm nach unten verschoben und die Daten des dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektors mit einer Abtastfrequenz von 200 Hz kontinuierlich aufgezeichnet. Die Zeitpunkte des Verschiebens wurden aufgezeichnet, wodurch jeder Messposition der zeitliche Geschwindigkeitsverlauf über 300 Sekunden zugeordnet werden konnte. Der Messbereich reichte so von 5 cm unter der Wasseroberfläche bis in eine Tiefe von 67,5 cm. Nach der Messung eines Geschwindigkeitsprofils wurde der Abstand zur Kanalinnenwand manuell verstellt und eine neue Profilmessung gestartet. Insgesamt konnten so sechs Geschwindigkeitsprofile im Abstand von 10 cm gemessen werden, wobei die äußersten Profile einen Abstand von 5 cm von der Kanalwand hatten.

5.2.2 Messung eines Geschwindigkeitsfeldes ohne Wellen

Die bereits beschriebene Messung des Geschwindigkeitsfeldes wurde unter Zugabe von ca. 60 g TritonX-100 (3,3 mg/l) wiederholt. Durch die große Menge dieser oberflächenaktiven Substanz konnte die Wellenbildung unterdrückt und eine glatte Wasseroberfläche erreicht werden (vgl. Abschnitt 2.4). Die Messdauer für eine Position wurde auf 180 Sekunden reduziert. Alle restlichen Einstellungen sowie die Durchführung entsprechen der Beschreibung im vorigen Abschnitt.

5.2.3 Randgeschwindigkeiten

In Kapitel 7.2.2 wird gezeigt, dass sich eine Veränderung des Strömungsfeldes auf die Reibung an den Wänden und damit auf die Impulsbilanz auswirkt. Um den Effekt zu verifizieren wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem die Vectrino-Sonde direkt neben der MAVS-Sonde nahe der Wand und in gleicher Höhe angebracht wurde und der Geschwindigkeitsverlauf beim Beschleunigen des Wasserkörpers durch den Wind und beim anschließenden Abbremsen durch Abschalten des Windes aufgezeichnet wurde. Um die Geschwindigkeitsmessungen der beiden Messgeräte zu vergleichen, wurde die Sonde auch direkt hinter die MAVS-Sonde platziert und das Experiment wiederholt. Die verwendete Ansteuerungsfrequenz f betrug jeweils 18 Hz. Eine gegenseitige Beeinflussung der beiden akustischen Strömungsmesssonden konnte nicht beobachtet werden. Diese Experimente erlauben somit den Vergleich der Randgeschwindigkeit mit der Bulkgeschwindigkeit in der Mitte des Kanals und deren Verlauf bei unterschiedlichen Randbedingungen. Die Ergebnisse werden in Kapitel 7.2.3 präsentiert.

5.3 Messungen für die Impulsbilanzmethode

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine große Anzahl von Messungen durchgeführt, bei welchen der Geschwindigkeitsverlauf im Wasser bei konstantem Wind bis ins Gleichgewicht aufgezeichnet wurde. Die Experimente lassen sich in insgesamt vier Gruppen einteilen, die in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind:

a)	sauberes Wasser	Anklingen
b)	sauberes Wasser	Abklingen
c)	0,6 g TritonX	Anklingen
d)	3,0 g TritonX	Anklingen

Tabelle 5.1: Übersicht über die Experimente zur Bestimmung von K und u_* .

Gruppe a) stellt Messungen dar, bei welchen die Windgeschwindigkeit von einer niedrigeren Stufe auf eine höhere umgestellt wurde. Im Kanal befand sich sauberes Wasser ohne oberflächenaktive Substanzen. Um dies zu gewährleisten wurde am Anfang eines Messtages die Wasseroberfläche solange geskimmt, bis keine Bereiche mit Dämpfung der Kapillarwellen mehr erkennbar waren. Danach wurde der Wind mit der gewünschten Frequenz f eingestellt. Durch das Einlassen des Wassers und das Skimmen war der Wasserkörper meist schon in Bewegung. Mit Hilfe einer Gegenstromanlage konnte das Wasser

entgegen der Windrichtung beschleunigt werden. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten wurde so der Wasserkörper zum Stillstand gebracht oder bewegte sich entgegen der Windrichtung. Dabei wurde angenommen, dass die beim Umkehren der Hauptdrehrichtung eventuell entstehenden Strömungen nach kurzer Zeit wieder abklingen und keine Rolle mehr spielen, wenn die Anpassung des Geschwindigkeitsverlaufes (vgl. Kapitel 6.3.3) durchgeführt wird. Diese Annahme wird in Abschnitt 7.4.1 diskutiert. Bei höheren Wassergeschwindigkeiten wurde darauf geachtet, dass der Wasserkörper zu Beginn der Messung höchstens 50% der Gleichgewichtsgeschwindigkeit aufweist. Die Wassergeschwindigkeitsmessung erfolgte mit der MAVS-Sonde (vgl. Kapitel 4.1.4) und konnte in Echtzeit eingesehen werden. So konnte sichergestellt werden, dass der Wasserkörper den Gleichgewichtszustand erreichte. Analog zu der Wassergeschwindigkeitsmessung wurde mit den in Kapitel 4.1 beschriebenen Messeinrichtungen die Windgeschwindigkeit, die Temperatur und die Wellenhöhe aufgezeichnet.

In Gruppe b) sind die Messungen mit sauberem Wasser zusammengefasst, bei welchen der Wind von einer höheren auf eine niedrigere Stufe eingeregelt wurde. Hierbei wurde wieder darauf geachtet, dass die Differenz zwischen den einzelnen Gleichgewichtsgeschwindigkeiten ausreichend groß ist. In den übrigen Punkten gleichen die Messungen denen aus Gruppe a). Die verwendeten Ansteuerungsfrequenzen 5, 7, 9, 12, 16, 22 und 29 Hz sind an die in früheren Messungen verwendeten Ansteuerungsfrequenzen angelehnt (vgl. Krall, 2013; Kräuter, 2011).

Gruppe c) und d) stellen Messungen mit Oberflächenfilm dar. Dabei enthielt das Wasser, auf eine Kanalfüllung von 18 m^3 gerechnet, einmal $0,6\text{ g}$ und einmal $3,0\text{ g}$ der löslichen oberflächenaktiven Substanz TritonX-100. Da zwischen den einzelnen Messungen das Wasser in die Aufbewahrungsbehälter im Keller abgelassen und wieder hochgepumpt werden musste, wurde die tatsächlich zugegebene Menge auf die Gesamtmenge von 24 m^3 umgerechnet. Die Ansteuerungsfrequenzen betragen wieder 5, 7, 9, 12, 16, 22 und 29 Hz. Beim stufenweisen Erhöhen wurde jeweils eine Windfrequenz ausgelassen, sodass die nötige Geschwindigkeitsdifferenz für die Impulsbilanzmethode gegeben war. So konnten alle Messungen an zwei Tagen durchgeführt werden. Zusätzlich zur Wassergeschwindigkeit, Windgeschwindigkeit, Temperatur und Wellenhöhe wurde außerdem die Wellenneigungsmessung mit der ISG (Imaging Slope Gauge) durchgeführt. Dazu wurde eine kurze Zeitreihe im Gleichgewicht aufgezeichnet. Diese Daten werden vorraussichtlich in Reith (2014) präsentiert.

6 Datenverarbeitung

Das folgende Kapitel behandelt die Verarbeitung der Daten aus den durchgeführten Messungen. Außerdem wird beschrieben, wie sich die Mittelungszeit auf die Mittelung eines mit Wellen überlagerten Signals auswirkt und wie die in Kapitel 3.2 erläuterte Impulsbilanzmethode auf die Messwerte angewendet wurde.

6.1 Windfelder

Die Messungen der Windfelder an den einzelnen Messpunkten liefern Zeitserien der Windgeschwindigkeit über 10 Sekunden. Durch die Aufnahmezeit von 50 Hz ergeben sich jeweils 500 Messwerte. Aus diesen wurde der Mittelwert und die Standardabweichung gebildet. Für jede Position im Wind-Wellen-Kanal steht somit ein Datensatz der positionsabhängigen mittleren Windgeschwindigkeit sowie ihrer Standardabweichung zur Verfügung.

6.2 Mittelungs-Effekt

Im Folgenden wird der Effekt beschrieben, der bei der Mittelung eines Signals auftritt, welches mit einer sinusförmigen Schwankung überlagert ist. Gegeben sei das zeitabhängige Signal

$$x(t) = \bar{x} + a \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \phi\right). \quad (6.1)$$

Dabei ist a die Amplitude der Sinusschwankung und T deren Periodendauer. \bar{x} beschreibt den globalen Mittelwert des Signals. Die Phasenverschiebung wird durch ϕ beschrieben. Wird von diesem Signal der Mittelwert über den Zeitraum 0 bis t_0 gebildet, erhält man die Abschätzung für die Abweichung vom Mittelwert:

$$\begin{aligned} \Delta\bar{x}_{t_0} &= \left| \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \left(\bar{x} + a \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \phi\right) \right) dt - \bar{x} \right| \\ &= \left| \frac{a}{2\pi} \frac{T}{t_0} \left(\cos(\phi) - \cos\left(\frac{2\pi}{T}t_0 + \phi\right) \right) \right| \\ &\leq \frac{a}{\pi} \frac{T}{t_0}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

6.3 Wassergeschwindigkeiten

Die gemessenen Wassergeschwindigkeiten wurden mit der MAVS-Sonde (vgl. Kapitel 4.1.4) und mit dem VECTRINO (vgl. Kapitel 4.3) aufgenommen. Das jeweilige Vorgehen der Datenverarbeitung wird für beide Messgeräte separat beschrieben.

6.3.1 MAVS

Die Strömungsmesssonde liefert durch die Messung der Geschwindigkeitskomponente entlang vier Messrichtungen einen dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektor. Wie in Abschnitt 4.1.4 erläutert, treten im Aeolotron Komplikationen mit dem Windantrieb auf. Im Folgenden soll zunächst die Detektion und Korrektur der fehlerhaften Messwerte erläutert werden, wodurch eine Messung der Wassergeschwindigkeit bei eingeschaltetem Wind ermöglicht wird. Es folgt eine kurze Beschreibung der Kalibrierung, einer Temperaturkorrektur und der Berechnung des Geschwindigkeitsvektors. Abschließend wird erläutert, wie die in dieser Arbeit verwendeten Größen, die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} und der Korrekturfaktor für den Welleneinfluss α (vgl. Kapitel 3.17) gebildet und deren Fehler abgeschätzt wurden.

Fehlerdetektion

Die MAVS-Sonde gibt für jede Messrichtung ein vorzeichenbehaftetes Datensignal mit 16-Bit und einer Frequenz von ca. 20 Hz aus. Durch Interferenz mit dem Windantrieb treten Werte auf, die deutlich vom Datensignal abweichen. Ein Teil dieser fehlerhaften Messwerte weicht um Größenordnungen vom eigentlichen Signal ab. Diese können einfach durch einen ersten Schwellwert S_1 nach oben und unten aussortiert werden, was den ersten Schritt der Fehlerdetektion darstellt. Für S_1 wird ein Wert von 12 000 gewählt, der diese Abweichung einschließt und dennoch Messungen bei großen Geschwindigkeiten unberührt lässt. Im folgenden Schritt wird das Signal zunächst mit einem Median-Filter der Breite fünf (ca. 0,25 Sekunden) geglättet und die Werte des unbearbeiteten Signals werden selektiert, die stark vom Median abweichen. Der hier verwendete Schwellwert muss abhängig von der Wellenhöhe gewählt werden, da anderenfalls die Spitzen der Wellenbewegung abgeschnitten werden. Um dies zu realisieren, wurde die Standardabweichung der Daten über eine Zeitdauer von einer Minute gebildet. Der Schwellwert setzt sich aus der Summe dieser Standardabweichung und einer Konstanten $S_2 = 70$ zusammen. Diese Fehlerdetektion erfolgt für jede der vier Messachsen separat. Die Tatsache, dass vier linear unabhängige Messrichtungen zur Verfügung stehen, erlaubt es, den fehlerhaften Wert durch die anderen drei zu ersetzen. Sind allerdings mehr als einer der vier Messwerte fehlerbehaftet, muss der gesamte Messpunkt verworfen werden.

Offsetkorrektur

Der nächste Schritt in der Datenverarbeitung besteht darin, die Messwerte jeder Messachse um den jeweils gemessenen Offset zu korrigieren (vgl. Kapitel 4.1.4).

Temperaturkorrektur

Die Bestimmung der Wassergeschwindigkeit erfolgt über die Laufzeitmessung akustischer Signale. Damit ist die Messung abhängig von der Schallgeschwindigkeit c_s im Wasser, welche wiederum temperaturabhängig ist. Im Messgerät wird als Standardeinstellung die Schallgeschwindigkeit $c_s = 1500$ m/s verwendet. Die Messwerte lassen sich mit

$$A' = A \left(\frac{c_s(T)}{1500 \text{ m/s}} \right)^2 \quad (6.3)$$

korrigieren (Handbuch MAVS). Dabei stellt A den ursprünglichen und A' den korrigierten Messwert und $c_s(T)$ die temperaturabhängige Schallgeschwindigkeit dar. Mit der gemessenen Wassertemperatur und einer vom Hersteller gegebenen Parametrisierung für $c_s(T)$ lässt sich die tatsächliche Schallgeschwindigkeit abschätzen. Dies wurde für alle Messpunkte durchgeführt.

Umrechnung in Geschwindigkeiten

Aus den vier Messwerten A B C und D kann nun ein dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektor berechnet werden. Dies erfolgt mit dem Umrechnungsfaktor $\beta = 0,0028033$ cm/s (Herstellerangabe) für die einzelnen Komponenten gemäß:

$$u' = (-A + B + C - D) \cdot \beta \quad (6.4)$$

$$v' = (-A - B - C - D) \cdot \beta / \sqrt{2} \quad (6.5)$$

$$w' = (-A - B + C + D) \cdot \beta. \quad (6.6)$$

Die Strömungsmesssonde ist um einen Winkel von $(37,0 \pm 0,4)^\circ$ gegenüber der Horizontalen gedreht, was eine Transformation des Geschwindigkeitsvektors notwendig macht. Durch eine entsprechende Rotation um die y -Achse lassen sich die Geschwindigkeiten u , v und w berechnen. Dabei ist u die Geschwindigkeitskomponente in tangentialer Richtung, v zeigt in die radiale und w in die vertikale Richtung des Aeolotron.

Mittlung der Geschwindigkeiten

Für die Bildung von Mittelwerten wurde der Datensatz zunächst in Teilstücke von fünf Sekunden unterteilt und für jedes dieser Teilstücke der Mittelwert, die Standardabweichung und der Wellenfaktor α (Gleichung (3.17)) berechnet. Dies wurde nach der oben beschriebenen Fehlerdetektion, den Korrekturen und nach der Transformation in das richtige Koordinatensystem durchgeführt. So wurden die fehlerhaften Messwerte, die nicht ersetzt werden konnten, nicht in die Mittelung einbezogen. Als Resultat ergab sich eine Zeitreihe der mittleren Geschwindigkeit $\bar{u}(t)$, deren Standardabweichung $\sigma_u(t)$ und des Korrekturfaktors $\alpha(t)$. Die Mittelungszeit von fünf Sekunden wurde als Kompromiss zwischen der benötigten zeitlichen Auflösung, der mittleren Geschwindigkeit und dem durch die Wellenbewegung auftretenden Mittelungs-Effekt gewählt (vgl. Abschnitt 6.2). Für sehr große Wellen kann die Amplitude der Wellenbewegung mit der mittleren Geschwindigkeit und die Periodendauer mit zwei Sekunden abgeschätzt werden. Dies ergibt einen maximalen Einfluss auf die Mittelung von ca. 13%. Für kleinere Wellen fällt dieser Effekt geringer aus (vgl. Gleichung (6.2)).

Fehlerbetrachtung

Der Fehler der mittleren Geschwindigkeit $u(t)$ kann in einen statistischen und einen systematischen Messfehler aufgeteilt werden. Der statistische Messfehler $\Delta \bar{u}_{\text{stat}}$ entspricht dem Fehler des Mittelwertes und ergibt sich aus der Standardabweichung σ_u geteilt durch die

Wurzel der Anzahl der Messpunkte. Die Standardabweichung repräsentiert jedoch hauptsächlich die Wellenbewegung, wodurch der wirkliche statistische Fehler überschätzt wird. Der systematische Fehler $\Delta\bar{u}_{\text{sys}}$ kann durch den systematischen Fehler einer Einzelmessung Δu_{sys} abgeschätzt werden, da dieser Einfluss innerhalb des Mittelungsbereiches konstant ist.

Der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit wurde in dieser Arbeit für die Anpassung des Geschwindigkeitsverlaufes und für die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit im Gleichgewicht verwendet. Auf die Fehlerbetrachtung der Anpassung wird in Kapitel 6.3.3 eingegangen. Hier soll die Fehlerbetrachtung der Mittelwerte von \bar{u} und α im Gleichgewicht durchgeführt werden.

Betrachtet man \bar{u} im Gleichgewicht bei eingeschaltetem Wind, so ist eine Streuung um den Mittelwert zu erkennen. Für diese Streuung ist eine Kombination aus dem Mittelungs-Effekt und einer wirklichen physikalischen Schwankung der mittleren Wassergeschwindigkeit verantwortlich. Da das Wellenfeld eine Überlagerung verschiedener Wellenlängen darstellt, ist eine Trennung dieser beiden Einflüsse kaum möglich. Der Fehler der mittleren Wassergeschwindigkeit \bar{u} wird in dieser Arbeit durch die Standardabweichung $\sigma_{\bar{u}}$ abgeschätzt, welche durch die Streuung der Mittelwerte beschrieben ist. Der Einfluss des Rauschens des Messgerätes, welches mit Δu_{stat} abgeschätzt wird, reduziert sich bei der Mittelung stark und ist somit zu vernachlässigen. Neben dieser statistischen Unsicherheiten wirkt sich auch der systematische Fehler des Offsets $\Delta\bar{u}_{\text{sys}}$ auf den Mittelwert aus. Dieser wird wieder durch Δu_{sys} abgeschätzt.

Für den Fehler des Wellenfaktors α gilt eine ähnliche Betrachtung. Während der Mittelungs-Effekt und physikalische Schwankungen durch die Standardabweichung σ_{α} erfasst werden, muss für den Einfluss von Δu_{sys} und Δu_{stat} auf $\bar{\alpha}$ eine Fehlerabschätzung vorgenommen werden. Ersetzt man u durch die Summe aus u und einer Abweichung ψ in der Berechnung von α , ergibt sich für den Fehler:

$$\Delta\alpha = \frac{\overline{(u + \psi) \cdot |u + \psi|}}{\overline{u + \psi}^2} - \frac{\overline{u|u|}}{\bar{u}^2} \leq \frac{\overline{(u + \psi)^2}}{\overline{u + \psi}^2} - \frac{\overline{u|u|}}{\bar{u}^2} = \frac{\bar{u}^2 + 2\overline{u\psi} + \bar{\psi}^2}{\bar{u}^2 + 2\bar{u}\bar{\psi} + \bar{\psi}^2} - \frac{\overline{u|u|}}{\bar{u}^2} \quad (6.7)$$

Zunächst soll der Einfluss des systematischen Fehlers betrachtet werden. Nimmt man an, dass $\bar{\psi} = \Delta u_{\text{sys}}$ gilt, erhält man:

$$\Delta\alpha_{\text{sys}} \leq \frac{\bar{u}^2 + 2\bar{u}\Delta u_{\text{sys}} + \Delta u_{\text{sys}}^2}{\bar{u}^2 + 2\bar{u}\Delta u_{\text{sys}} + \Delta u_{\text{sys}}^2} - \frac{\overline{u|u|}}{\bar{u}^2} \ll \alpha. \quad (6.8)$$

Dieser Term verschwindet für $\alpha \approx 1$, was ruhigem Wasser entspricht. Ein von eins abweichendes α tritt erst bei größeren Windgeschwindigkeiten und damit Wellen auf, wo aber auch die mittlere Wassergeschwindigkeit um mindestens eine Größenordnung über dem systematischen Fehler liegt. Der Einfluss des systematischen Fehlers auf α kann also grundsätzlich vernachlässigt werden.

Anders ist es im Hinblick auf den Einfluss des ungerichteten Rauschens Δu_{stat} der Strömungsmessonde. Das gemittelte Rauschen $\bar{\psi} = \Delta u_{\text{stat}}$ verschwindet und Gleichung (6.7) ergibt sich zu:

$$\Delta\alpha_{\text{Rauschen}} \leq \frac{\bar{u}^2 + \Delta u_{\text{stat}}^2}{\bar{u}^2} - \frac{\overline{u|u|}}{\bar{u}^2} \approx \frac{\Delta u_{\text{stat}}^2}{\bar{u}^2} \quad (6.9)$$

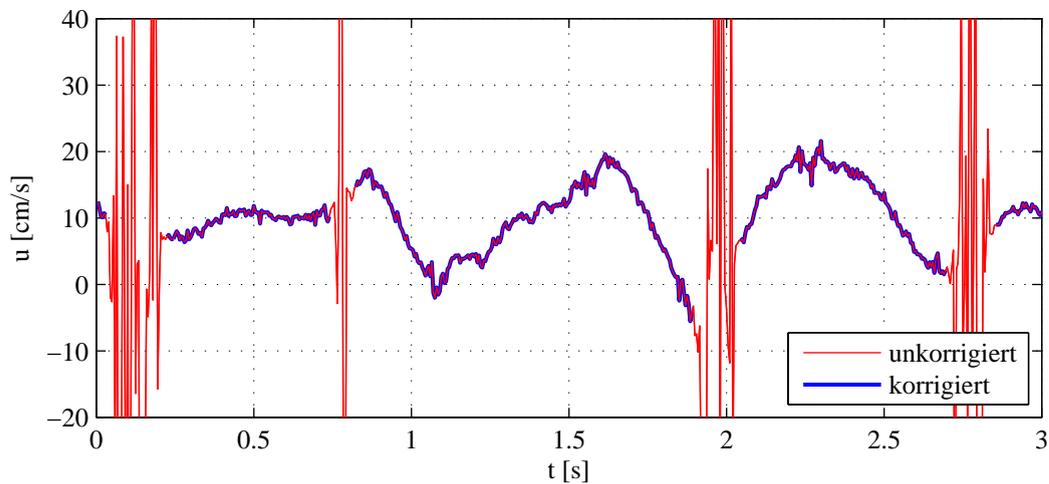


Abbildung 6.1: Auszug aus einer Messung der tangentialen Wassergeschwindigkeit 5 cm unter der wellenbewegten Wasseroberfläche. Es sind die unbearbeiteten und die korrigierten Messwerte dargestellt. Die starken Ausreißer sind auf das Auftauchen der Messkopfes zurückzuführen und wurden maskiert.

Das mittlere Quadrat des Rauschens verschwindet nicht, kann aber für große \bar{u} vernachlässigt werden. Für kleine Wassergeschwindigkeiten ist dies jedoch ein nicht vernachlässigbarer Effekt, der zu überschätzten α -Werten führt und nicht mit der Standardabweichung σ_α erfasst wird.

6.3.2 Auswertung Vectrino

Die Vectrino-Sonde liefert Datenreihen mit einer Frequenz von 200 Hz (vgl. Abschnitt 4.3). Die Erzeugung eines dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektors erfolgt mittels einer Software des Herstellers. Auf Grund einer defekten Messachse lieferte diese fehlerhafte Werte. Die Umrechnung der Geschwindigkeiten entlang der einzelnen Messachsen konnte jedoch ausgesetzt werden, wodurch mit den übrigen drei Messachsen drei linear unabhängige Geschwindigkeitsvektoren zur Verfügung standen. Durch die bekannte Geometrie konnte so eine geeignete Transformation gefunden werden, mit der die Messwerte erfolgreich in das richtige Koordinatensystem überführt wurden.

Eine Ausnahme macht hier allerdings die Messung der Wassergeschwindigkeit mit Wellen. In den oberen Bereichen nahe der Wasseroberfläche reichte die Strömungssonde auf Grund der Wellen zeitweise aus dem Wasser. In diesen Zeitabschnitten ist keine Messung möglich, was durch ein sehr starkes Rauschen im Datensignal wiedergegeben wird. Abbildung 6.1 zeigt einen Ausschnitt der Messung fünf Zentimeter unterhalb der Wasseroberfläche. In rot sind die unbearbeiteten Messwerte der tangentialen Geschwindigkeitskomponente dargestellt. Die Bereiche, in denen keine Messung möglich ist, sind deutlich zu erkennen. Durch den Vergleich des stark geglätteten mit dem unbearbeiteten Signal konnten mit Hilfe von Schwellwerten diese Bereiche detektiert werden. Da eine Interpolation auf Grund der physikalisch an dieser Position nicht auftretenden Geschwindigkeit wenig sinnvoll ist, wurden alle falschen Werte maskiert. In blau ist das durch diese Filterung entstandene Signal dargestellt. Dies wurde für alle drei Geschwindigkeitskomponenten durchgeführt.

Die Daten wurden mit Hilfe der Zeitstempel den einzelnen Positionen zugeordnet

(vgl. Kapitel 5.2.1). Für jede Position wurde anhand dieser Daten der Mittelwert von u , v und w sowie der Wellenfaktor α bestimmt. Der Messfehler kann für die Einzelmessung mit 5% des Messwertes abgeschätzt werden (vgl. Kapitel 4.3). Da aus den Herstellerangaben nicht hervorgeht, ob es sich hierbei um eine statistische Streuung oder eine systematische Abweichung handelt, wird dieser auch für die gebildeten Mittelwerte angenommen.

Durch die Experimente zu den Randgeschwindigkeiten konnte ein Vergleich mit den Messwerten der MAVS-Sonde durchgeführt werden. Dazu wurden die Datenreihen analog zu den MAVS-Werten in fünf Sekunden lange Abschnitte geteilt. Mit Hilfe der Zeitstempel konnten die Signale zeitlich korreliert werden und die Verhältnisse zwischen Randgeschwindigkeit (Vectrino-Sonde) und Mittengeschwindigkeit (MAVS-Sonde) bestimmt werden. Diese Ergebnisse sind in Kapitel 7.2.3 dargestellt.

6.3.3 Bestimmung des Reibungskoeffizienten

Für die Bestimmung der Reibungskonstanten stehen im Wesentlichen zwei Methoden zur Verfügung (vgl. Kapitel 3.2). In der ersten Methode, welche von Nielsen (2004) und Bopp (2011) angewendet wurde, wird der Wasserkörper zunächst in Rotation versetzt und dann die windinduzierte Schubspannung durch Abschalten des Windes auf null reduziert. Die Situation entspricht dem instationären Fall gemäß Gleichung (3.14). Durch Anpassung dieser Gleichung an den Geschwindigkeitsverlauf kann der Reibungskoeffizient K ermittelt werden. Der Nachteil dieser Methode ist zum Einen, dass sich die Strömungsverhältnisse beim Abklingen ohne Wind deutlich von denen bei eingeschaltetem Wind unterscheiden können. An dieser Stelle wird auf das Kapitel 7.2.3 hingewiesen, in welchem das Verhältnis der Randgeschwindigkeiten nach Abschalten des Windes gezeigt wird. Zum Anderen verschwinden die Wellen, falls vorhanden, bei abgeschaltetem Wind relativ schnell, wodurch sich die Reibung an den Wänden deutlich reduzieren kann. Wie schon in Kapitel 3.2.4 beschrieben, kann dieser Einfluss durch den Korrekturfaktor α abgeschätzt werden, welcher für große Wellen Werte bis zu 1,5 annehmen kann (vgl. Abbildung 7.23).

Die zweite Methode weist keinen der genannten Nachteile auf. Hier wird durch Einschalten oder Umschalten des Windes eine instationäre Situation hergestellt, bei der der Geschwindigkeitsverlauf durch Gleichung (3.12) beschrieben werden kann. Befinden sich die Wellen bereits im Gleichgewicht und hat die mittlere Geschwindigkeit die gleiche Größenordnung wie die Endgeschwindigkeit, kann davon ausgegangen werden, dass beim An- bzw. Abklingen des Wasserkörpers die gleichen Reibungskräfte wirken, wie im Gleichgewichtszustand. Über eine Anpassung des Geschwindigkeitsverlaufes kann die Reibungskonstante K bestimmt werden. Als freie Parameter werden die Endgeschwindigkeit u_∞ , die Referenzzeit t_0 und K gesetzt und durch den Fit ermittelt.

In dieser Arbeit wurde die Anpassung des Geschwindigkeitsverlaufes gemäß der zweiten Methode gewählt und mit in Matlab[®] programmierten Skripten realisiert. Für die Anpassung diente der Datensatz von $\bar{u}(t)$ (vgl. Kapitel 6.3.1). Das hat den Vorteil, dass die Wellenbewegung durch die Mittelung minimiert wird und hauptsächlich die mittlere Wassergeschwindigkeit in die Anpassung eingeht. Gewählt wurde eine nichtlineare Regression mit dem Levenberg-Marquardt Algorithmus. Eine Fehlergewichtung durch die Standardabweichung erfolgte nicht, da diese alle in der gleichen Größenordnung sind und so keinen Einfluss auf die Anpassung nehmen. Der Fitbereich wurde so gewählt, dass die

Differenz der mittleren Geschwindigkeiten $\bar{u}(t)$ zu u_∞ nicht über ca. 40% lagen. Dies wurde als Kompromiss zwischen der für die Anpassung nötigen Geschwindigkeitsdifferenz und dem Einfluss der geschwindigkeitsabhängigen Reibung gewählt. Außerdem wurde anhand der gleichzeitigen Wellenhöhendaten (vgl. Kapitel 6.4) darauf geachtet, dass sich die Wellen im Gleichgewicht befanden. Als Resultat der Anpassung ergeben sich Schätzungen für K , t_0 und u_∞ sowie jeweils eine Unsicherheit durch das Vertrauensniveau von 95%.

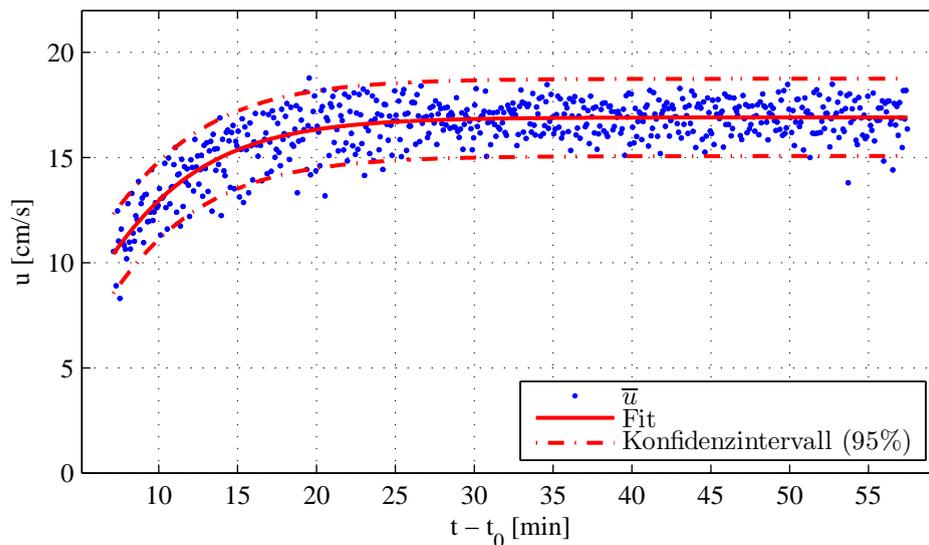


Abbildung 6.2: Anpassung des Geschwindigkeitsverlaufes für das Anklingen bei $f = 29$ Hz mit sauberem Wasser. Dargestellt ist die mittlere Geschwindigkeit mit Standardabweichung und die Anpassungskurve mit Konfidenzintervall.

Abbildung 6.2 zeigt exemplarisch eine Messung beim Anklingen und die zugehörige Anpassung. Die Windgeschwindigkeit betrug ca. 8,5 m/s und es befand sich kein Oberflächenfilm auf dem Wasser. Dargestellt ist die mittlere Wassergeschwindigkeit (blau) gegen die Zeit abzüglich der Referenzzeit t_0 (vgl. Gleichung (3.12)), welche durch die Anpassung bestimmt wurde. Die Standardabweichung ist hier nicht eingezeichnet, da sie in erster Linie die Wellenbewegung darstellt. Die Anpassung erfolgte für die gezeigten Messwerte und ist inklusive der Konfidenzintervalle in rot eingezeichnet. Es ist deutlich erkennbar, dass der Geschwindigkeitsverlauf gut durch die verwendete Funktion aus Gleichung (3.12) beschrieben werden kann. Dies zeigte sich auch für alle übrigen Messungen, welche hier nicht dargestellt werden. Insgesamt wurde die Bestimmung von K durch die Impulsbilanzmethode für alle Messungen, welche in Kapitel 5.3 beschrieben sind, erfolgreich durchgeführt.

Betrachtet man die Unsicherheit der Fitparameter K und u_∞ , so resultieren diese auf der Annahme statistisch verteilter Messwerte. Die Streuung spiegelt die schon erwähnten Mittelungs-Effekte sowie physikalische Schwankungen wider, wodurch diese Unsicherheit als statistischer Fehler betrachtet werden kann. Der Offset stellt zusätzlich einen systematischen Fehler dar, welcher für den ganzen Datensatz als konstant anzunehmen ist. Es ist sinnvoll diese Auswirkung auf die Fitparameter zu betrachten und einen resultierenden

systematischen Fehler zu ermitteln. Während für die Endgeschwindigkeit

$$\Delta u_\infty = \Delta u_{\text{sys}} \quad (6.10)$$

eingesetzt werden kann, muss für K eine Fehlerabschätzung gemacht werden. Hierfür löst man Gleichung (3.12) nach K auf und erhält den Ausdruck:

$$K = \begin{cases} \frac{1}{u_\infty \cdot (t - t_0)} \cdot \tanh^{-1} \left(\frac{\bar{u}(t)}{u_\infty} \right) & \text{für } \bar{u}(t) < u_\infty \\ \frac{1}{u_\infty \cdot (t - t_0)} \cdot \coth^{-1} \left(\frac{\bar{u}(t)}{u_\infty} \right) & \text{für } \bar{u}(t) > u_\infty \end{cases} \quad (6.11)$$

Da sich das Verhältnis von $\bar{u}(t)$ und u_∞ im Fitbereich nur wenig ändert, wird es für die Fehlerfortpflanzung gemäß den Gauß'schen Regeln als konstant angenommen. Es ergibt sich der systematische Fehler

$$\Delta K_{\text{sys}} \approx K \cdot \frac{\Delta u_{\text{sys}}}{u_\infty}. \quad (6.12)$$

6.4 Auswertung der Höhendaten

Im Folgenden wird die Datenverarbeitung und Auswertung der gemessenen Wellenhöhe erläutert. Auf Grund von Fehldetektionen kam es zu Unstetigkeiten im Datensignal, welche es herauszufiltern und zu interpolieren galt. Aus den so korrigierten Daten wurde dann das mittlere Quadrat der Wellenhöhe berechnet.

Fehldetektionen

Die Wasseroberfläche wird detektiert, indem der Helligkeitsverlauf einer Bildspalte von oben nach unten betrachtet wird. Dieser steigt in dem Bereich an, in dem der Laser auf das fluoreszierende Wasser trifft. Mit Hilfe von vier Schwellwerten wird so die Wellenhöhe mit Subpixelgenauigkeit ermittelt. In manchen Situationen kann es allerdings zu einer Fehldetektion kommen. Dies betrifft einzelne Datenpunkte bis hin zu kleinen Bereichen, die eine signifikante Abweichung nach oben oder nach unten darstellen. Der Grund dieser Fehldetektionen soll hier nicht diskutiert werden (vgl. Horn (2013)), stattdessen wird die Methode beschrieben, wie diese Fehldetektionen gefiltert werden können.

Im ersten Schritt werden Werte selektiert, die eine Höhe von 60 cm unterschreiten. In diesen Fällen ist keine Detektion erfolgt und der Wert entspricht dem untersten Pixel. Im zweiten Schritt wird die zweite Ableitung des Signals gebildet. Tritt eine sprunghafte Änderung des Signals auf, so hat das eine sehr hohe zweite Ableitung zur Folge. Durch Selektion mittels eines ersten Schwellwertes von $0,5 \text{ cm/ms}^2$ werden die meisten Ausreißer erkannt. Diese und die Datenpunkte aus dem ersten Schritt werden nun durch einen stückweisen kubisch-hermiteschen Spline interpoliert. Der zweite Schritt wird danach mit einem kleineren Schwellwert von $0,3 \text{ cm/ms}^2$ wiederholt und die erkannten Datenpunkte wieder interpoliert. In einem letzten Schritt wird die ursprüngliche Datenreihe mit dem interpolierten Datensatz verglichen und Punkte mit einer Abweichung über $0,5 \text{ mm}$ wieder verworfen und erneut interpoliert. Dies ist erforderlich, da bei einer Anhäufung von Fehldetektion immer noch starke Abweichungen vom Ursprungssignal auftreten können.

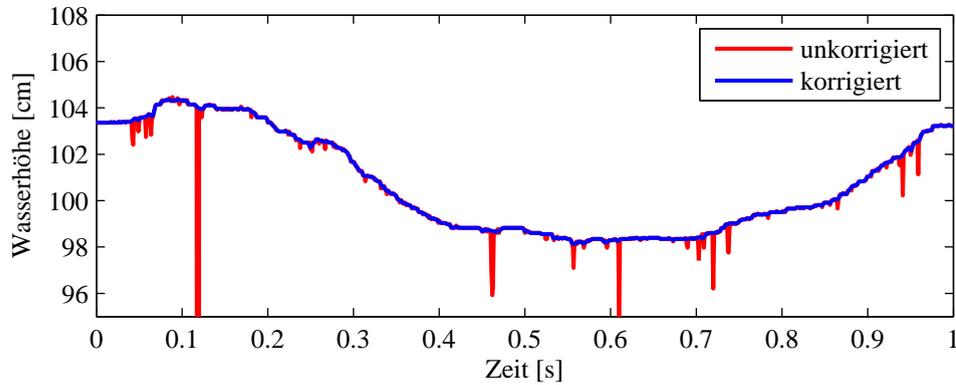


Abbildung 6.3: Exemplarischer Auszug der gemessenen Wellenhöhe in korrigierter und unkorrigierter Form.

In Abbildung 6.3 ist die Wasserhöhe über eine Zeitdauer von einer Sekunde exemplarisch dargestellt. Die rote Kurve beschreibt die unkorrigierten Daten und in blau ist die korrigierte Wasserhöhe dargestellt. Dieses Beispiel illustriert, wie durch das oben beschriebene Verfahren die Ausreißer erfolgreich erkannt und interpoliert wurden. Die Methode wurde durch manuelle Inspektion der Daten überprüft und validiert.

Mittlere Quadratische Wellenhöhe

Mit den in Kapitel 5.3 beschriebenen Experimenten für die Schubspannungsbestimmung stehen auch Zeitserien der Wellenhöhe zur Verfügung. Zunächst wurden alle Datenpunkte um das stark geglättete globale Mittel korrigiert, sodass sie der Wellenauslenkung $\eta(t)$ entsprachen. Danach erfolgte eine Unterteilung in Abschnitte mit einer Länge von 30 Sekunden. Da im Rahmen dieser Arbeit der zeitliche Verlauf nicht untersucht wurde, konnten so Mittelungs-Effekte stark reduziert werden (vgl. Kapitel 6.2). Für jeden dieser Abschnitte wurde dann die mittlere quadratische Auslenkung $\overline{\eta^2}$ berechnet. Die aus der Messgenauigkeit resultierende Streuung $\Delta\eta_{\text{stat}} \approx 0,05 \text{ cm}$ ist statistisch verteilt. Für $\overline{\eta^2}$ ergibt sich dadurch ein Einfluss, der mit

$$\overline{\Delta\eta_{\text{stat}}^2} = \overline{(\eta + \Delta\eta_{\text{stat}})^2} - \overline{\eta^2} = \overline{(\Delta\eta_{\text{stat}})^2} \approx 0,0025 \text{ cm}^2 \quad (6.13)$$

abgeschätzt werden kann.

7 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Arbeit präsentiert. Zunächst erfolgt die Charakterisierung des Windfeldes im Aeolotron. Danach wird anhand der Geschwindigkeitsmessungen das Strömungsverhalten im Wasser und die Einflüsse auf die Wandreibung untersucht. Im nächsten Abschnitt folgen die Ergebnisse der Wellenhöhenmessungen und eine Betrachtung des Welleneinflusses auf den Reibungskoeffizienten. Die Ergebnisse der systematischen Messung zur Impulsbilanzmethode werden im letzten Abschnitt vorgestellt.

7.1 Windverhältnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der systematischen Vermessung des Windfeldes im Aeolotron präsentiert. Die räumliche Verteilung der Schubspannungsgeschwindigkeit wird qualitativ gezeigt und das Verhältnis von Ansteuerungsfrequenz des Windantriebes zu den Referenzgeschwindigkeiten wird dargestellt.

7.1.1 Windfeld ohne Wellen

Abbildung 7.1 stellt die Messung in Segment 8 (Position j in Abbildung 5.1) bei den zwei Ansteuerungsfrequenzen $f = 7$ (links) und $f = 18$ Hz (rechts) in Form eines Konturplots dar. Die Windgeschwindigkeit, orthogonal zum Kanalquerschnitt, ist durch die farbige Kontur abgebildet. Zwischen den eng beieinander liegenden Messpunkten (vgl. Abschnitt 5.1.1) wurde eine lineare Interpolation gewählt. Die Ränder der Plots beschreiben die Kanalwände, welche in Abbildung 4.3 dargestellt sind. Der Abstand zur Kanalinnenwand ist durch y gekennzeichnet, während die Höhe über dem Wasserspiegel durch z gegeben ist. In den weißen Bereichen liegen keine Messungen vor. Der obere Bereich des Kanals wurde nicht vermessen, da dort die Verschiebeeinheit angebracht war. Die Konturplots der übrigen neun Positionen sind durch die Abbildungen 7.2 bis 7.10 dargestellt.

In Abbildung 7.1 ist deutlich zu erkennen, dass die Verteilung der Windgeschwindigkeit von der in einem linearen Kanal erwarteten abweicht. An der äußeren Wand treten wesentlich größere Geschwindigkeiten auf als an der inneren Wand, was in einem linearen Kanal nicht der Fall ist. Außerdem lassen sich weitere Unregelmäßigkeiten erkennen, die in einer einfachen Rohr- oder Kanalströmung nicht zu erwarten sind (vgl. Schlichting und Gersten, 2006, S. 241ff). So befindet sich etwa 50 cm von der Innenwand in einer Höhe von ca. 35 cm ein Bereich mit höherer Windgeschwindigkeit. Anzumerken ist an dieser Stelle, dass es sich bei Abbildung 7.1 nur um eine bestimmte Position im Wind-Wellenkanal handelt und sich die Windfelder in den anderen Segmenten stark unterscheiden. Betrachtet man den Verlauf der Windfelder mit der Distanz zum Windantrieb in Abbildung 7.2 bis 7.10, so lässt sich der Bereich dieser erhöhten Geschwindigkeit in die gesamte Strömung einordnen. An Position a , welche sich direkt hinter dem Windantrieb befindet, ist der durch diesen erzeugte Schub deutlich an der Kanaloberseite zu erkennen. Das gesamte obere Viertel des Luftraumes weist Geschwindigkeiten auf, die wesentlich höher sind als im unteren Bereich. Mit zunehmendem Abstand zum Ventilator wandert der Bereich mit der größten Geschwindigkeit an der äußeren Kanalwand herunter bis zur Wasseroberfläche, wo er sich weiter ausbreitet und langsam an Geschwindigkeit verliert.

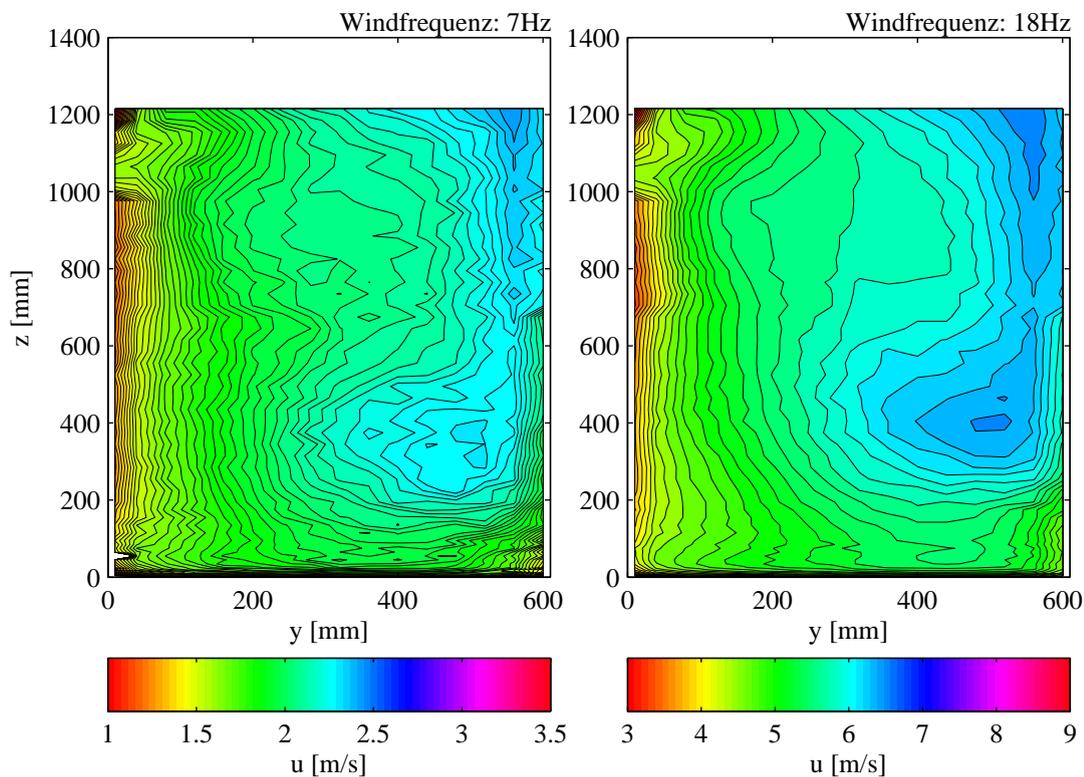


Abbildung 7.1: Windfeld in Segment 8 (Position j in Abbildung 5.1) bei $f = 7$ Hz (links) und $f = 18$ Hz (rechts). Die farbige Kontur gibt die Windgeschwindigkeit in tangentialer Richtung an. Die y -Achse stellt den Abstand zur Kanalinnenwand und die z -Achse die Höhe über dem Wasserspiegel dar. Zu erkennen sind Bereiche mit höherer Geschwindigkeit sowie das Abfallen der Geschwindigkeit zur Wand hin. An der linken oberen Wand lässt sich der Einfluss einer Ausbuchtung erkennen.

Dieser Luftstrom hat also spiralförmige Gestalt und schraubt sich im Uhrzeigersinn von oben hinter dem Windantrieb bis unter den nächsten Windantrieb. An der inneren Wand lässt sich die Ausbildung der Wandgrenzschicht deutlich erkennen. Bis auf einen kleinen Bereich in einer Höhe von etwa 1100 mm nimmt die Geschwindigkeit zur Wand hin ab. In diesem Bereich befindet sich eine Ausbuchtung in der Kanalwand, was das Aussetzen der Grenzschicht erklärt (vgl. Abbildung 4.3). Das Geschwindigkeitsfeld in Segment 8 entspricht dem auf der gegenüberliegenden Seite, deswegen kann von einem ähnlichen Strömungsverhalten in beiden Hälften ausgegangen werden.

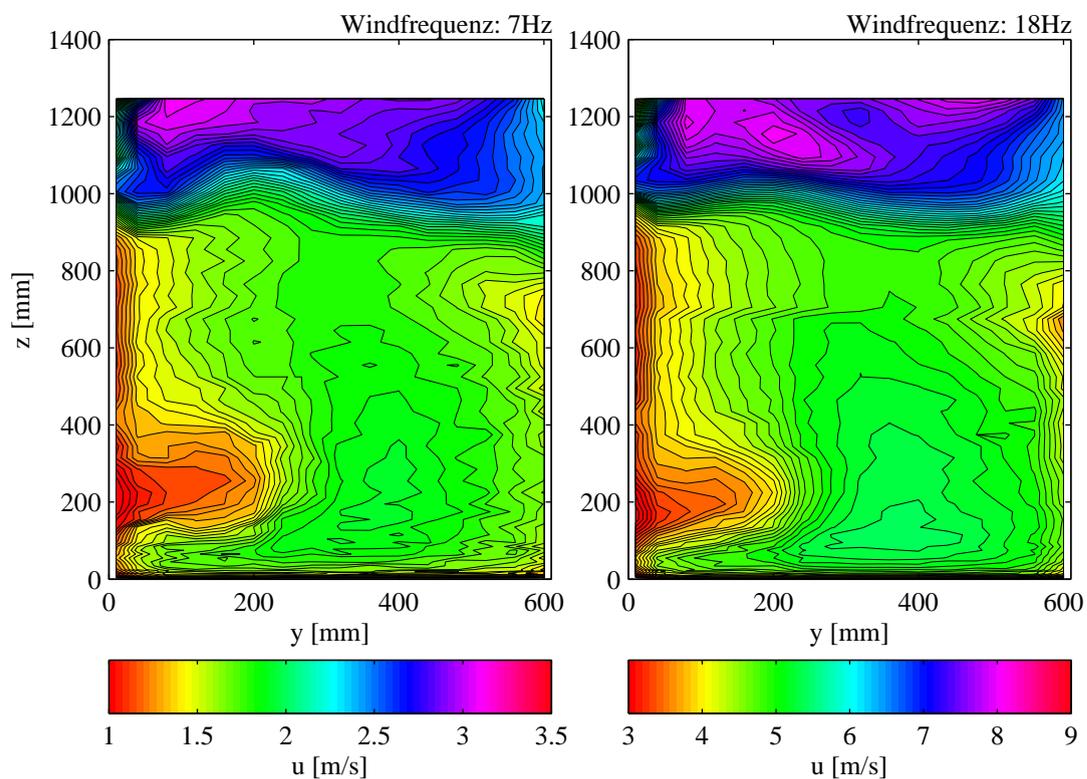


Abbildung 7.2: Windfeld an Position a direkt hinter dem ersten Windantrieb. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 1,8 m.

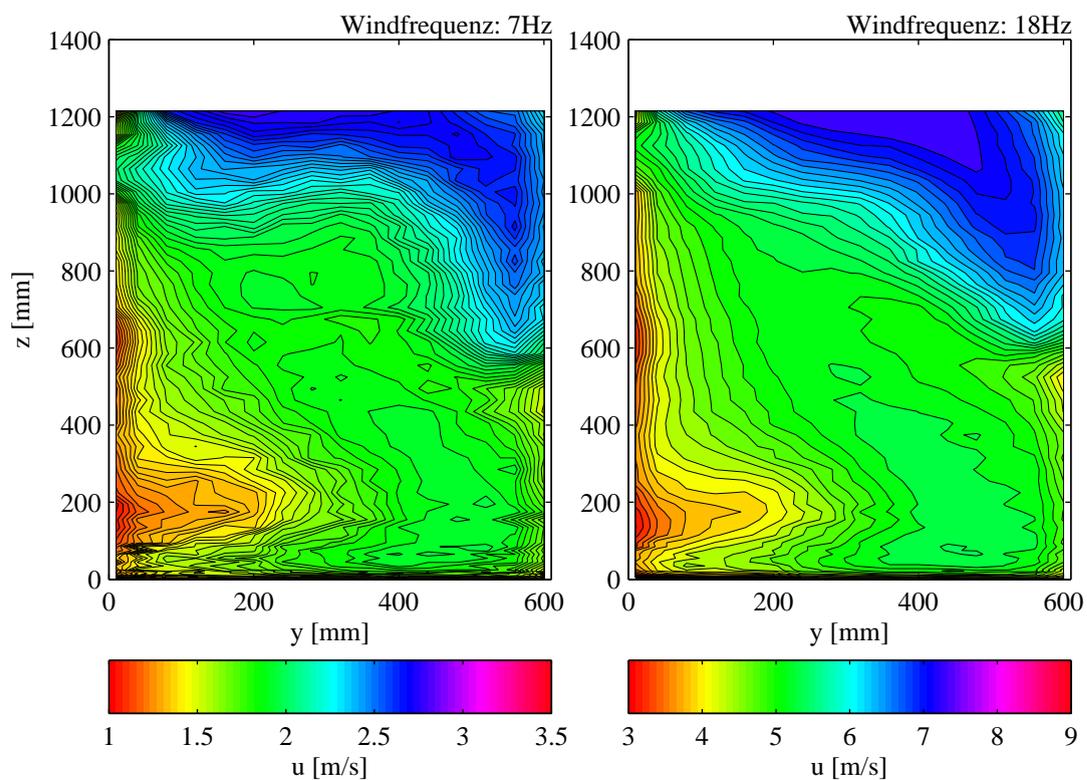


Abbildung 7.3: Windfeld an Position b. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 3,5 m.

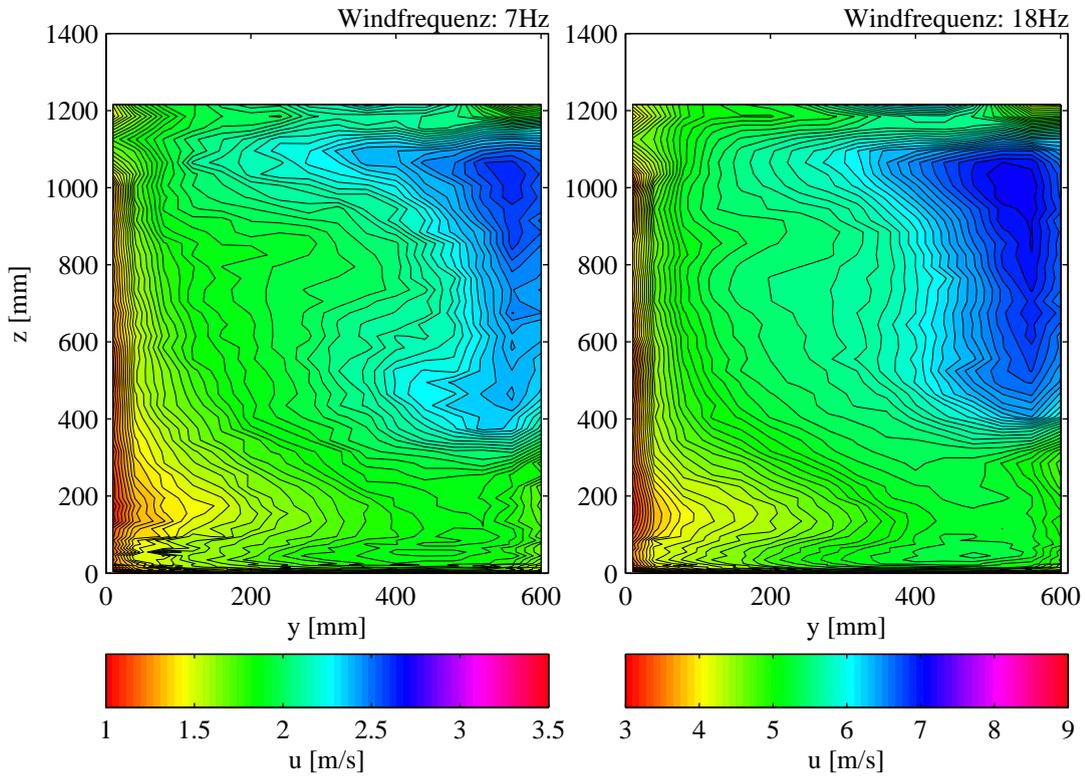


Abbildung 7.4: Windfeld an Position c. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 5 m.

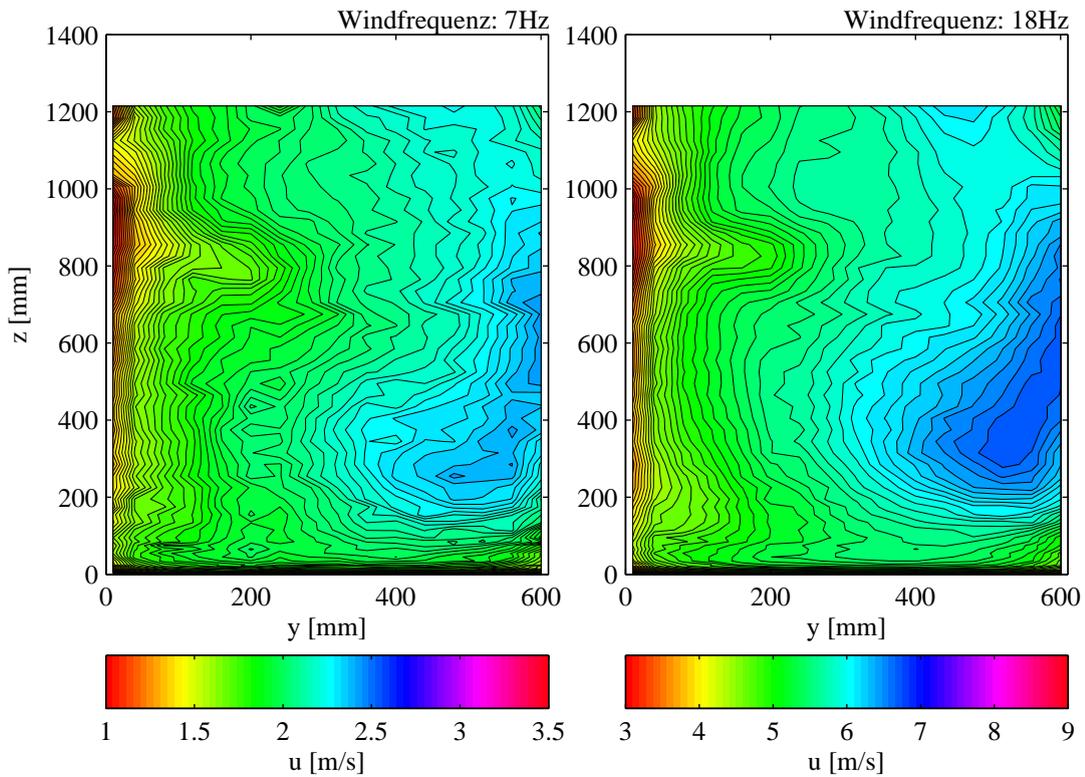


Abbildung 7.5: Windfeld an Position d. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 6,8 m.

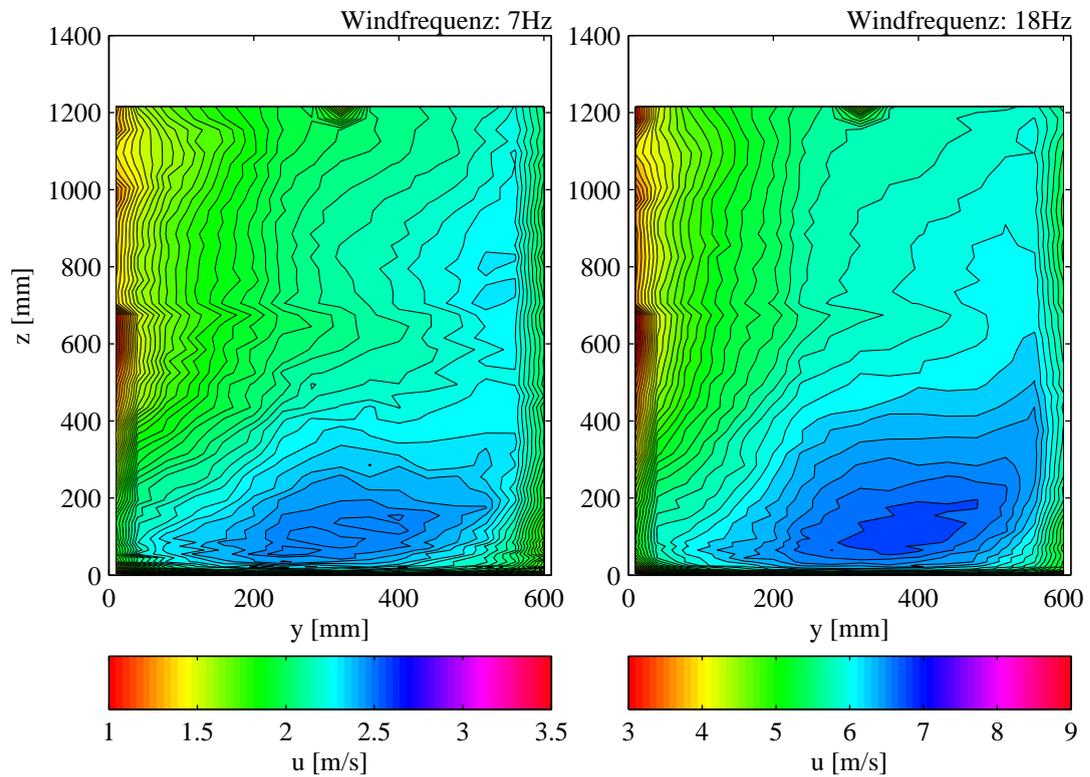


Abbildung 7.6: Windfeld an Position e. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 8,5 m.

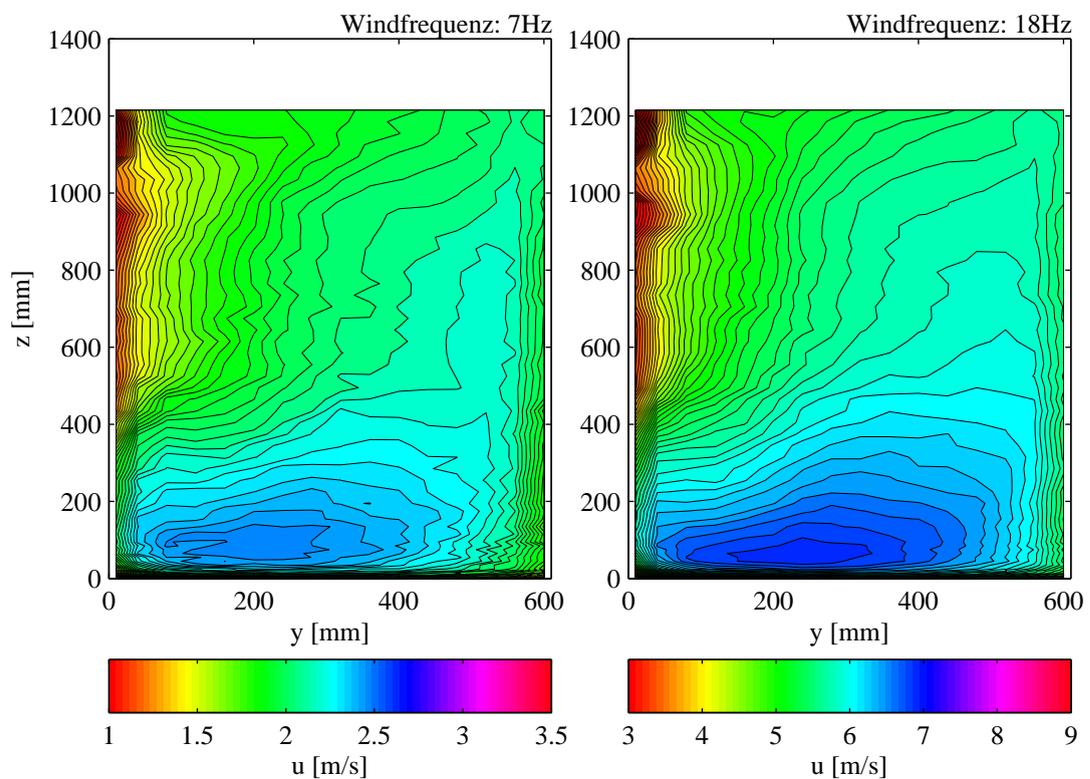


Abbildung 7.7: Windfeld an Position f, direkt vor dem optischen Zugang. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 10,1 m.

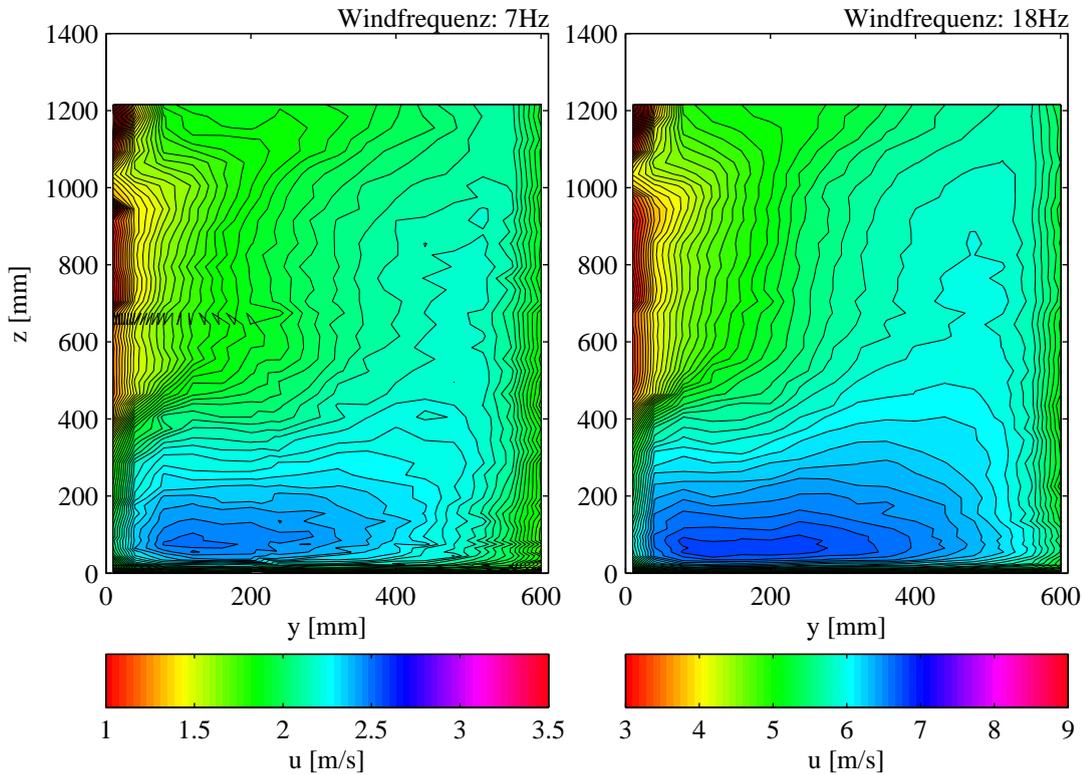


Abbildung 7.8: Windfeld an Position g im Bereich des optischen Zugangs. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 12 m.

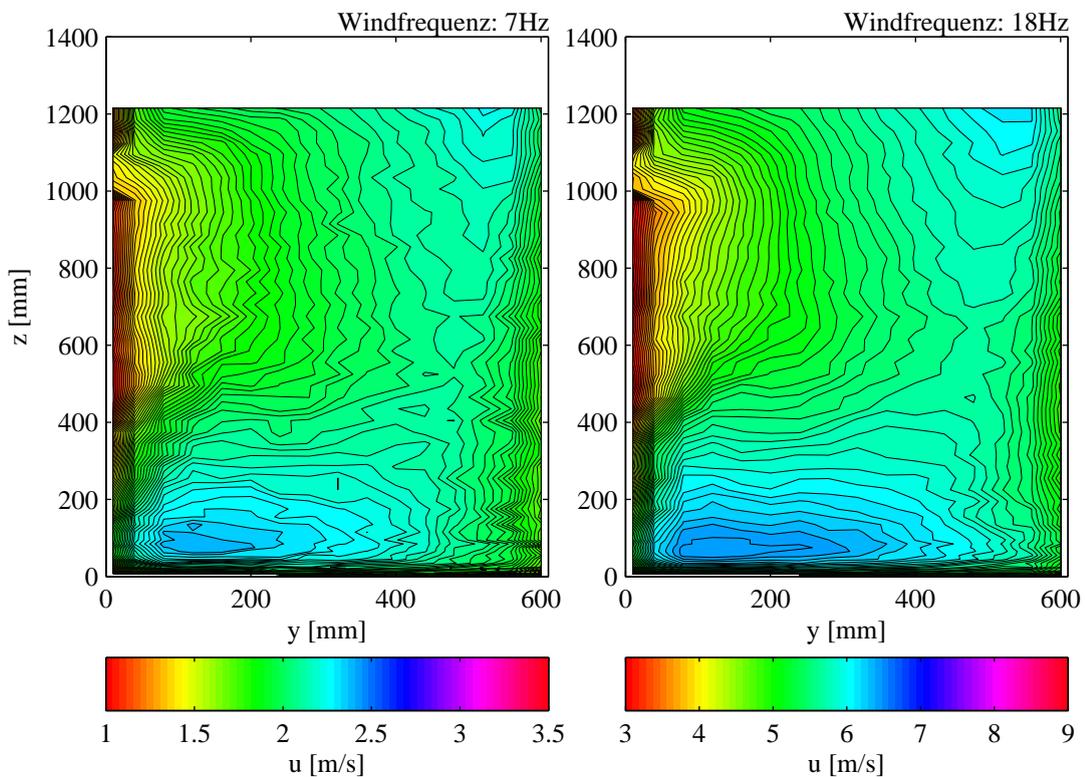


Abbildung 7.9: Windfeld an Position h, direkt hinter dem optischen Zugang. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 13 m.

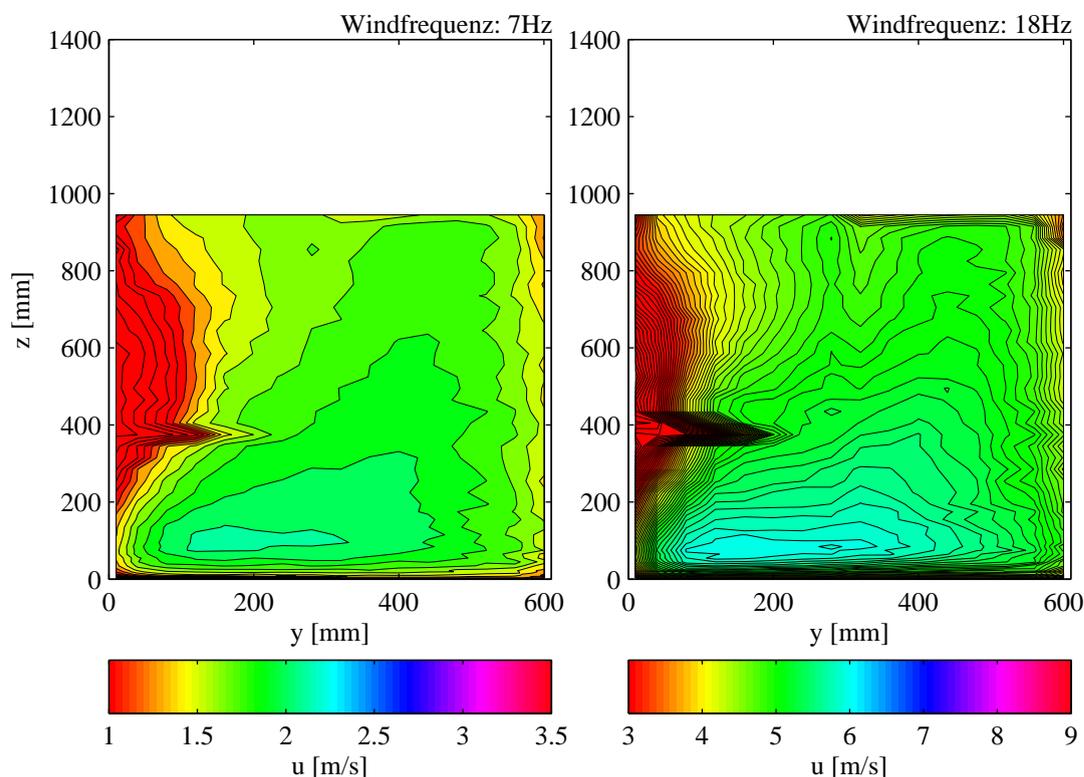


Abbildung 7.10: Windfeld an Position i, direkt unter dem zweiten Windantrieb. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 14 m. Die Bereiche geringerer Geschwindigkeiten bei einer Höhe von ca. 400 mm sind auf den Einfluss eines Kanaleinbaus zurückzuführen.

Die Abbildungen 7.1 bis 7.10 zeigen die Windgeschwindigkeit senkrecht zum Querschnitt. Durch den großen Datensatz sind auch Querschnitte horizontal und vertikal tangential zum Wind-Wellen-Kanal möglich. Abbildung 7.11 zeigt drei vertikale Schnitte bei $f = 18$ Hz. Die Darstellung ist analog zu den vorigen Konturplots, wobei x hier den Abstand zum Windantrieb beschreibt und z wieder die Höhe über dem Wasserspiegel ist. Zwischen den einzelnen Messwerten erfolgte eine lineare Interpolation und die Messpositionen sind durch schwarz gestrichelte Linien dargestellt. Gezeigt ist ein Querschnitt nahe der inneren Wand, einer in der Kanalmitte und einer nahe der äußeren Wand. Auch hier lässt sich die beschriebene spiralförmige Strömung deutlich erkennen. Der Bereich maximaler Geschwindigkeit befindet sich zunächst oben im Kanal, wandert dann an der äußeren Wand nach unten und breitet sich dann nahe der Wasseroberfläche bis hin zur Innenwand aus.

Das Strömungsverhalten kann durch die ringförmige Geometrie und den Schub des Windantriebes erklärt werden. Wird der Luftstrom hinter dem Axialventilator oben an der äußeren Wand abgelenkt, entsteht durch die Zentrifugalkraft ein erhöhter Druck in der oberen äußeren Kante. Während der dadurch entstehende horizontale Druckgradient im Gleichgewicht mit der Zentrifugalkraft steht, bewirkt der vertikale Gradient eine Strömungskomponente nach unten. Die erhöhte Strömung wird also nach unten verlagert und gestreckt, bis sie die Wasseroberfläche erreicht. Dort erfährt sie den Einfluss der Grenzschicht und es kommt zu einer Sekundärströmung (vgl. Kapitel 2.5). Nahe der Wasseroberfläche tritt somit eine Strömungskomponente zur inneren Wand auf, an welcher die Luft dann wieder nach oben strömt. Die schraubenförmige Strömung im Heidelberger Aeolo-

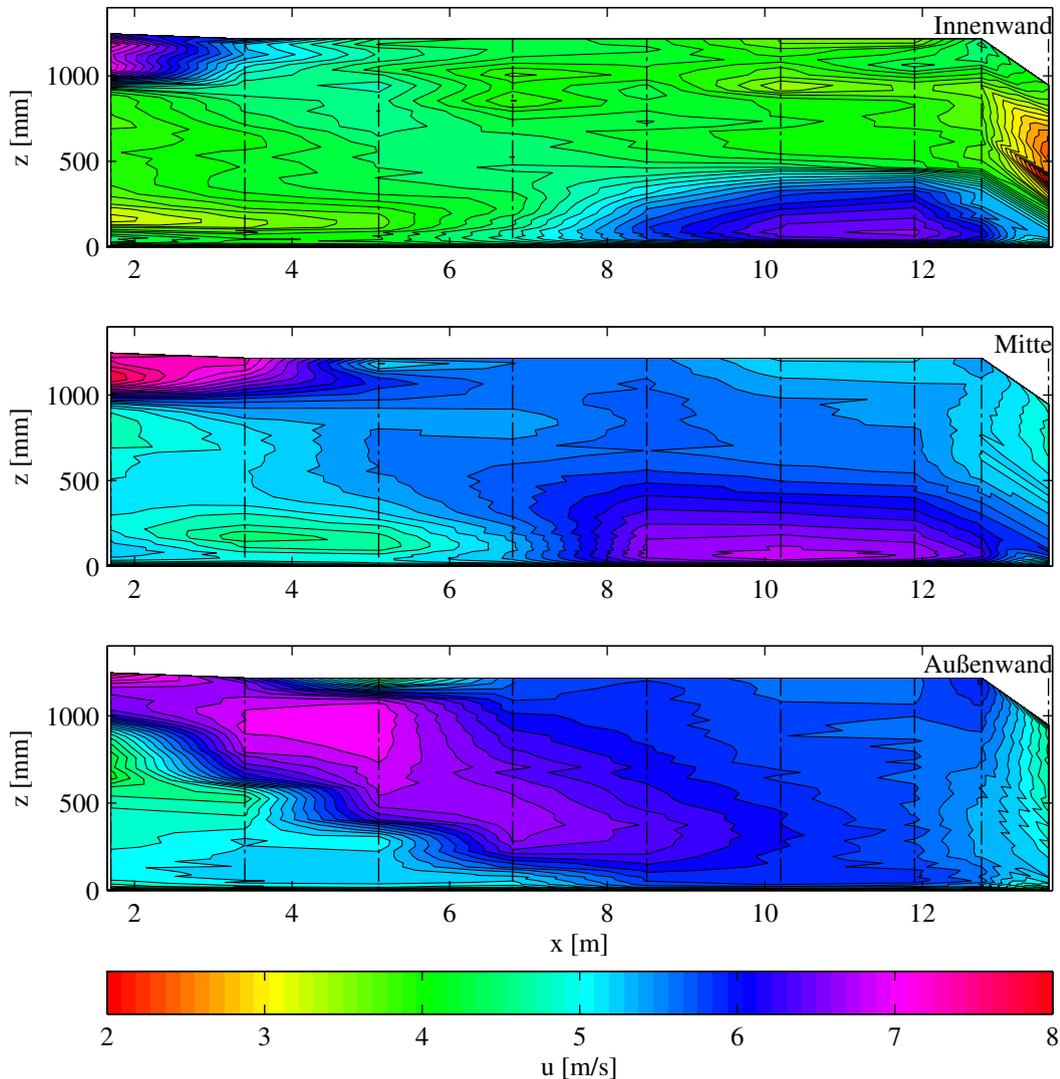


Abbildung 7.11: Windgeschwindigkeit von Querschnitten mit konstantem Abstand zur Kanalinnenwand bei 18 Hz Windfrequenz. Die Geschwindigkeit ist durch die farbige Kontur dargestellt, x beschreibt die Distanz zum ersten Windantrieb und z die Höhe über dem Wasserspiegel. Dargestellt sind Querschnitte nahe der inneren Wand, in der Mitte des Kanals und nahe der äußeren Wand. Der durch den Windantrieb verursachte Bereich erhöhter Geschwindigkeiten wandert vom oberen mittleren Bereich an der äußeren Wand entlang zur Wasseroberfläche, wo er sich auf die ganze Kanalbreite ausbreitet. Eine insgesamt reduzierte Geschwindigkeit unter der Turbine bei ca. 14 m ist zu beobachten.

tron unterscheidet sich deutlich von dem theoretischen Windfeld in einem ringförmigen Kanal ohne Windantrieb. In einem solchen sind zwei separate Walzen übereinander zu erwarten (vgl. Abbildung 2.3). An Decke und Boden bewirken die Grenzschichten Strömungskomponenten zur Innenwand, wodurch in Strömungsrichtung betrachtet oben eine Sekundärströmung gegen den Uhrzeigersinn und unten mit dem Uhrzeigersinn entsteht. Hier konnte dieser obere Teil nicht nachgewiesen werden. Es überwiegt der untere Teil und reicht bis ins obere Viertel hinein, was durch den Einfluss des Windantriebes zu erklären ist. Hier ist anzumerken, dass keine Windgeschwindigkeiten quer zur Hauptströmungsrichtung gemessen wurden und die Rückschlüsse in Bezug auf die Sekundärströmung aus Kontinuitätsüberlegungen resultieren. Eine wenn auch kleine, zweite Sekundärströmung

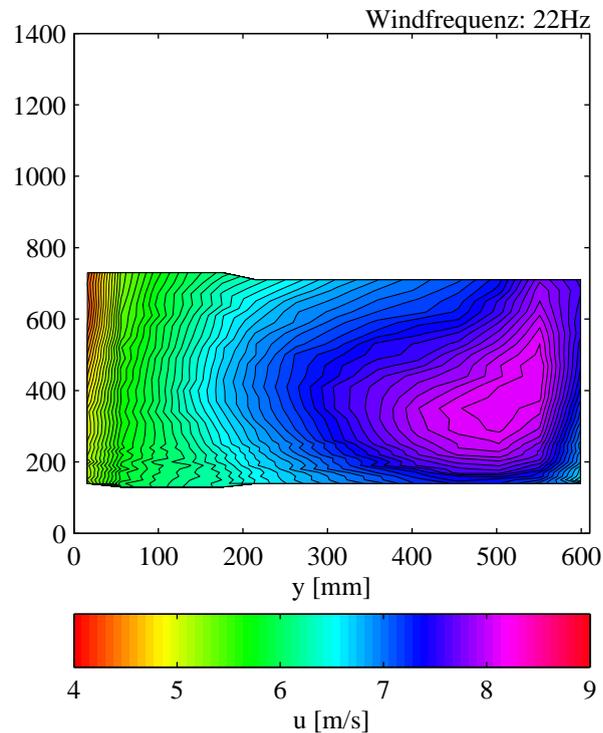


Abbildung 7.12: Windfeld an Position k ohne Oberflächenfilm mit Wellen. Der Abstand zum Windantrieb beträgt ca. 8,5 m. Das Windfeld ist vergleichbar mit der Messung ohne Wellen an Position e.

im oberen Teil, entfernt von den Windantrieben, ist nicht auszuschließen.

7.1.2 Windfeld mit Wellen

Abbildung 7.12 zeigt einen Ausschnitt des Windfeldes mit Wellen (vgl. Abschnitt 5.1.2). Die Messung wurde bei $f = 22$ Hz und ohne Oberflächenfilm durchgeführt. Die Wellenhöhe betrug ca. 15 cm, weshalb der untere Bereich nicht vermessen werden konnte. Die Messposition stimmt in etwa mit dem in Abbildung 7.6 gezeigten Windfeldausschnitt in Position e ohne Wellen überein (vgl. Abbildung 5.1). Die Strömung der beiden Messungen weist eine ähnliche Struktur auf. Diese Messung zeigt, dass das Windfeld unter Wellenbildung seine Struktur beibehält.

7.1.3 Windprofile und Schubspannung

Eine Methode zur Bestimmung der windinduzierten Schubspannung in Wind-Wellen-Kanälen besteht darin, dass an das Geschwindigkeitsprofil im logarithmischen Bereich der Verlauf gemäß Gleichung (2.24) angepasst wird. Als Resultat erhält man die Schubspannungsgeschwindigkeit und einen Rauigkeitsparameter. Diese Methode kann allerdings nur angewendet werden, wenn die gemessenen Profile eine Form wie in Abbildung 2.1 aufweisen, d.h. wenn ein logarithmischer Bereich vorhanden ist. Bei größeren Windgeschwindigkeiten wird die Messung des logarithmischen Bereichs durch Wellen erschwert, weshalb eine solche Anpassung oft nicht möglich ist. Friedl (2013) und Troitskaya et al. (2012) verwenden eine erweiterte Methode, mittels der bei ähnlichen Profilen Rückschlüs-

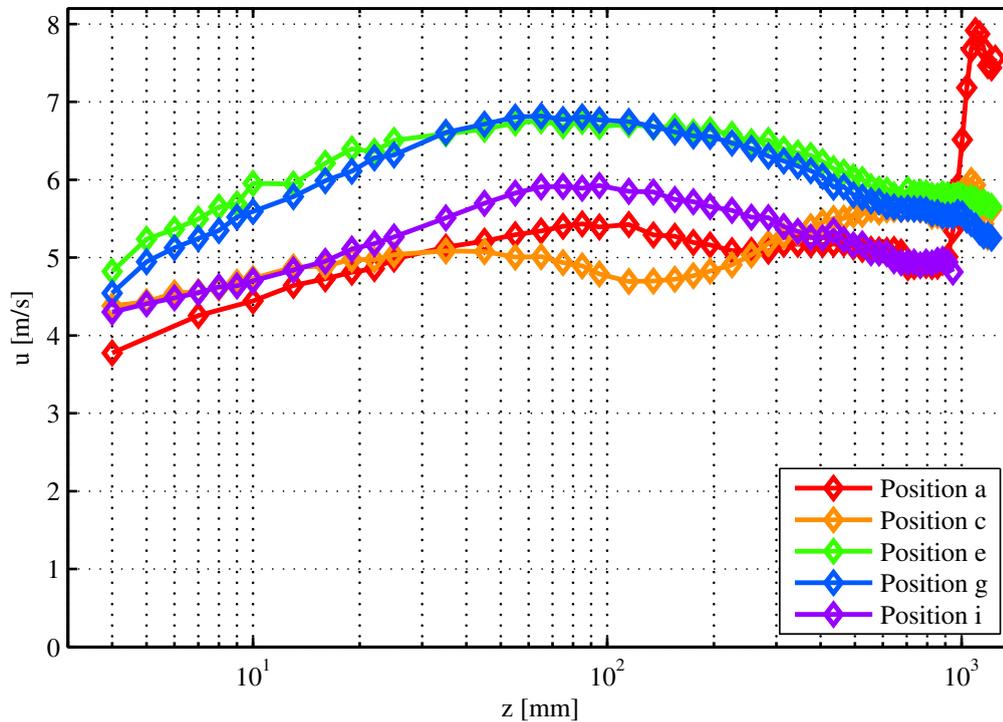


Abbildung 7.13: Windgeschwindigkeit in der Mitte des Kanals abhängig von der Höhe z für verschiedene Positionen im Aeolotron. Die Windprofile unterscheiden sich von denen in linearen Wind-Wellen-Kanälen. Außerdem lässt sich in Anbetracht der Messgenauigkeit kein logarithmischer Bereich verifizieren.

se vom Wake-Bereich (vgl. Abbildung 2.1) auf die Schubspannungsgeschwindigkeit gemacht werden können.

In Abbildung 7.13 sind Geschwindigkeitsprofile von mehreren Positionen im Aeolotron logarithmisch über der Höhe z aufgetragen. Die dargestellten Geschwindigkeiten wurden in der Mitte des Kanals bei $f = 18$ Hz gemessen und sind für die einzelnen Positionen in verschiedenen Farben dargestellt (vgl. Abbildung 5.1). Durch den Vergleich der Form der Geschwindigkeitsprofile untereinander werden zum Teil deutliche Unterschiede sichtbar. Außerdem lassen sich die in Abbildung 2.1 eingezeichneten Bereiche nicht eindeutig zuordnen. Die abweichende Form der Profile ist auf den Einfluss des Windantriebes und die ringförmige Geometrie zurückzuführen. Eine Beschreibung des Windprofils über der Wasseroberfläche wie in Kapitel 2.2 über die äußeren Schichten der Grenzschicht ist hier also nicht möglich, weshalb auch die Bestimmung der Schubspannung über das Windprofil nicht anwendbar ist.

Um trotzdem einen Eindruck von der Verteilung der Schubspannung im Aeolotron zu erhalten, kann die Windgeschwindigkeit nahe der Wasseroberfläche in festen Höhen betrachtet werden. Auch wenn keine quantitative Aussage möglich ist, kann damit die qualitative Verteilung der Schubspannung abgeschätzt werden. Abbildung 7.14 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung der Höhen 7, 10, 22 und 45 mm. In x -Richtung ist die Entfernung zum ersten Windantrieb und in y -Richtung der Abstand zur Kanalinnenwand dargestellt. In den weißen Bereichen stehen keine Messdaten zur Verfügung. Der Standard-Messbereich, in dem sich der optische Zugang befindet, ist mit einem roten Rechteck markiert. Es lässt sich eine erhöhte Geschwindigkeit in den Bereichen erkennen, in denen

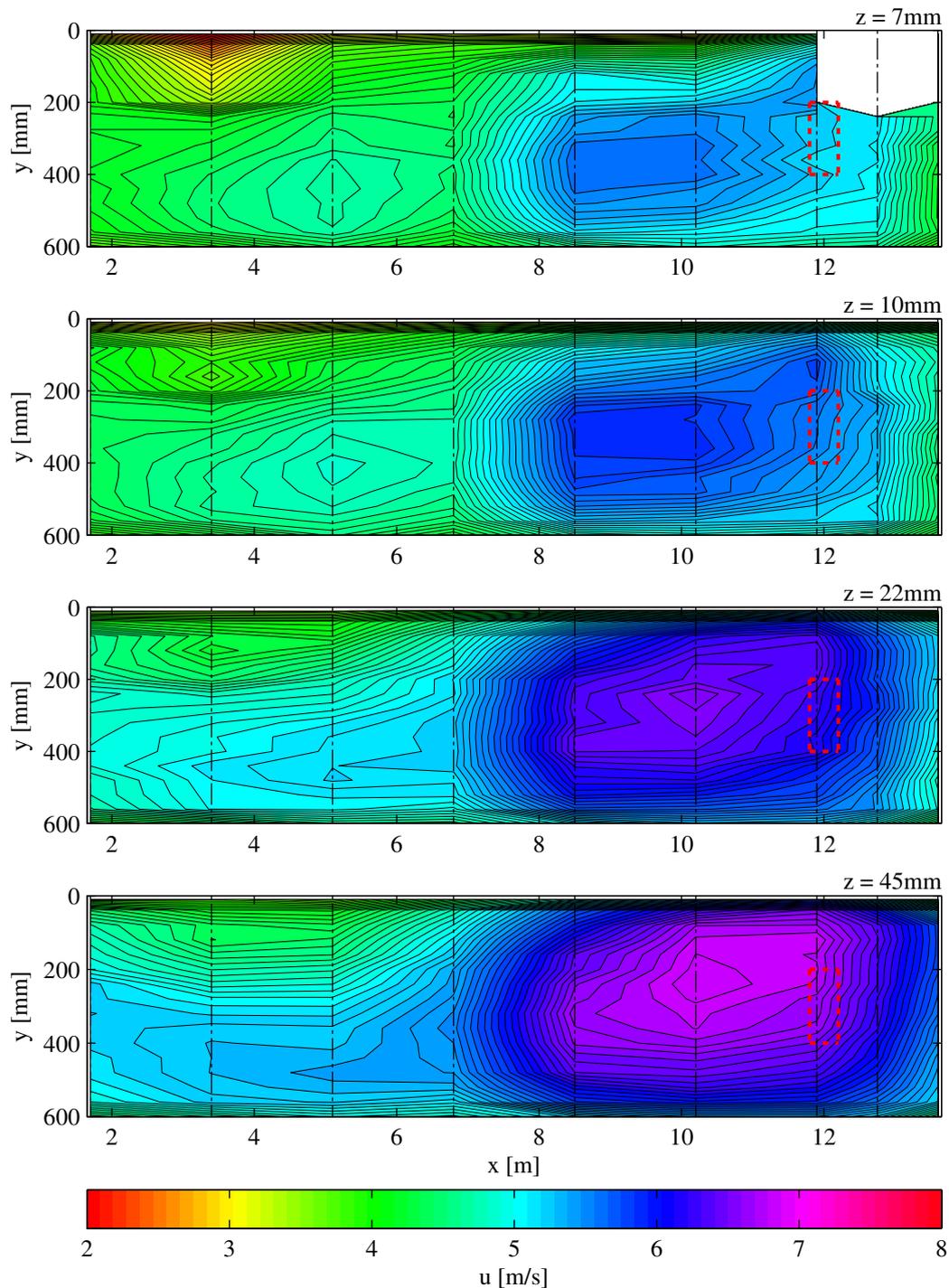


Abbildung 7.14: Verteilung der Windgeschwindigkeit in x -Richtung in festen Höhen über der Wasseroberfläche bei der Windfrequenz von 18 Hz. Die x -Achse stellt den Abstand zum ersten Windantrieb und die y -Achse den Abstand zur inneren Kanalwand dar. Das rote Rechteck entspricht der Position des optischen Zugangs (vgl. Abbildung 5.1). Die Windgeschwindigkeit in den vier Metern vor dem optischen Zugang ist erhöht.

der schnellere Luftstrom die Wasseroberfläche erreicht. Es ist anzunehmen, dass dort auch die Schubspannungsgeschwindigkeit erhöht ist. Direkt hinter dem Windantrieb befinden sich hingegen Bereiche an der inneren Wand mit reduzierter Geschwindigkeit. Außerdem

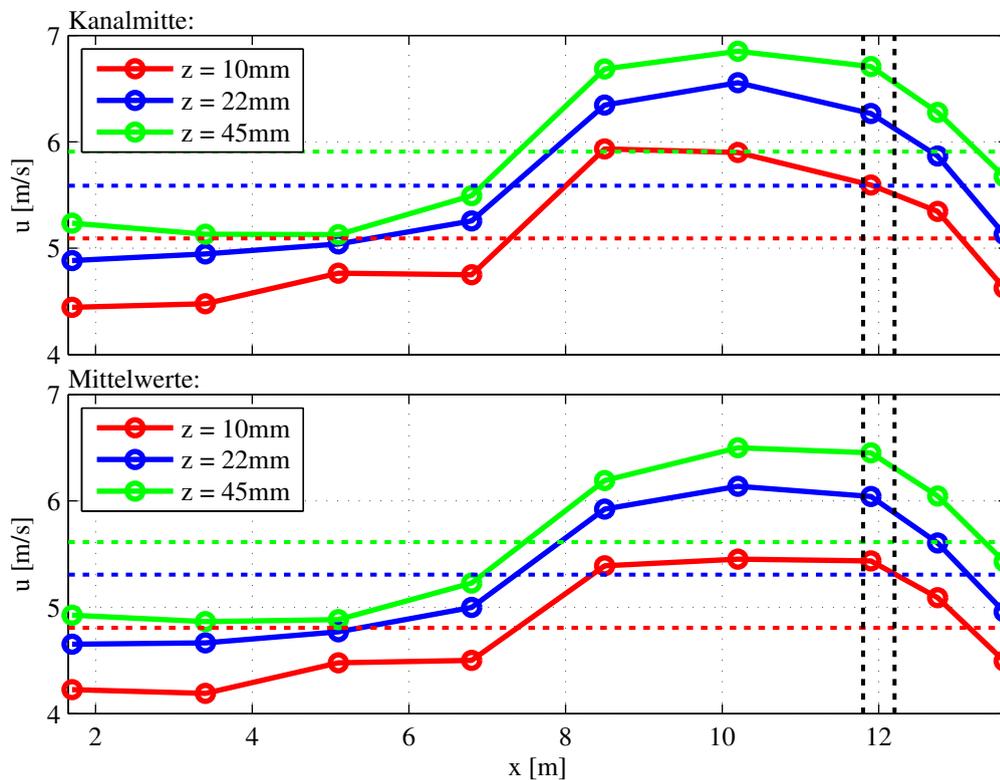


Abbildung 7.15: Verteilung der Windgeschwindigkeit in x -Richtung in festen Höhen über der Wasseroberfläche bei der Windfrequenz von 18 Hz. Die x -Achse stellt den Abstand zum ersten Windantrieb dar. Farblich gestrichelt sind die Mittelwerte der gezeigten Messwerte eingezeichnet. Die schwarzen gestrichelten Linien markieren den Bereich des optischen Zugangs. Die Messwerte in diesem Bereich liegen signifikant über den Mittelwerten.

ist die Geschwindigkeit sehr nahe der Wände ebenfalls verringert. Dies lässt sich durch die Einwirkung der Wandgrenzschicht erklären.

Abbildung 7.15 verdeutlicht die lokalen Unterschiede der Windgeschwindigkeit in Nähe der Wasseroberfläche in Form eines Plots. In der oberen Darstellung ist der Verlauf der Geschwindigkeiten der Höhen 10, 22 und 45 mm in der Kanalmitte mit x eingezeichnet. Die gestrichelte Linie ist der Mittelwert der eingezeichneten Geschwindigkeiten. In der unteren Darstellung wurde die Geschwindigkeit der festen Höhen über die gesamte Breite $y = 60\text{cm}$ des Kanals gemittelt und abhängig von x eingezeichnet. Die gestrichelte Linie ist hier der über alle Messwerte dieser Höhe gemittelte Wert. Die Position des optischen Zugangs ist mit schwarz gestrichelten Linien gekennzeichnet.

Aus den Abbildungen 7.14 und 7.15 wird ersichtlich, dass die Windgeschwindigkeit im Standard-Messbereich um ca. 20% erhöht ist, wenn man sie in verschiedenen Höhen mit dem Mittelwert vergleicht. Es kann angenommen werden, dass die lokale Schubspannungsgeschwindigkeit an dieser Stelle um die gleiche Größenordnung gegenüber der globalen Schubspannungsgeschwindigkeit erhöht ist. Eine genaue Aussage kann hier auf Grund der Messgenauigkeit und der Form der Windprofile nicht gemacht werden. Insgesamt kann man schließen, dass die windinduzierte Schubspannungsgeschwindigkeit im Aeolotron räumlich um ca. 20% schwankt. Dieser Effekt muss bei allen lokalen Messungen im Aeolotron beachtet werden.

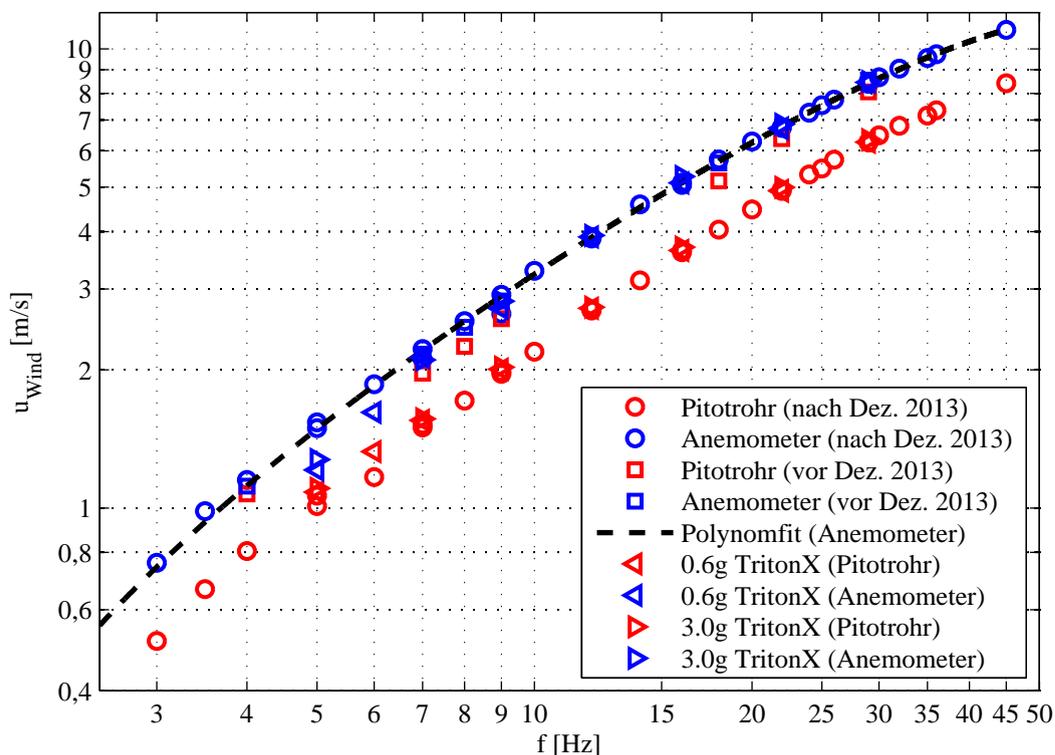


Abbildung 7.16: Referenzgeschwindigkeiten abhängig von der Ansteuerungsfrequenz f gemessen mit dem Pitotrohr und mit dem Anemometer. Die Messwerte des Pitotrohres vor Dez. 2013 weisen eine starke Abweichung auf. Dies ist auf den Einfluss eines Kanaleinbaus zurückzuführen. In schwarz ist eine Parabel-förmige Anpassung an die Messungen mit sauberem Wasser eingezeichnet. Starke Abweichungen einiger Messwerte zu dieser Kurve können durch Probleme mit dem Messgerät erklärt werden.

7.1.4 Referenzgeschwindigkeiten

Zu den Experimenten zur Impulsbilanzmethode, die in Kapitel 5.3 beschrieben sind, wurde die Windgeschwindigkeit an den Referenzpunkten aufgezeichnet (vgl. Abschnitt 4.1.2). Abbildung 7.16 zeigt die Mittelwerte der Windgeschwindigkeiten abhängig von der eingestellten Ansteuerungsfrequenz f im Gleichgewichtszustand. Die blauen Punkte entsprechen den Mittelwerten, die mit dem Flügelradanemometer gemessen wurden. Die roten Punkte wurden mit dem Pitotrohr gemessen. Die Einzelmessungen streuen zwischen 1% und 5% um den Mittelwert. Die dadurch entstehende statistische Unsicherheit des Mittelwertes ist auf Grund der sehr großen Anzahl der Messwerte verschwindend gering und liegt deutlich unter der Messgenauigkeit. In Abbildung 7.16 wird zwischen Messungen unterschieden, die vor und nach dem Dezember 2013 gemacht wurden. Anfang Dezember wurde die Position eines luftseitigen Kanaleinbaus⁶ geändert, welcher das Windfeld direkt vor dem Pitotrohr beeinflusst. Wie deutlich zu erkennen ist, sind die Messwerte des Pitotrohres vor dem Umbau höher als danach, während die Messwerte des Anemometers nicht abweichen. Da das Windfeld nahe der Wasseroberfläche als unverändert angenommen werden kann, stellt dies kein Problem dar, sofern dieser Effekt bei Vergleichen der Referenzgeschwindigkeiten berücksichtigt wird.

⁶Bei dem Kanaleinbau handelt es sich um ein Klemmelement, welches für die luftseitige UV-Spektroskopie benötigt wird.

Die durch das Flügelradanemometer bestimmte Geschwindigkeit wird bei Experimenten im Aeolotron stets als Referenzgeschwindigkeit angegeben. In dieser Arbeit ist deshalb auch diese gemeint, wenn von der Referenzgeschwindigkeit die Rede ist. Die Messung des Pitotrohres wurde lediglich zur Kontrolle verwendet.

Die schwarz gestrichelte Linie stellt eine quadratische Anpassung an die Messwerte des Pitotrohres bei sauberem Wasser dar. Die Messwerte können offensichtlich gut mit einem solchen quadratischen Verlauf beschrieben werden. Gleichung (7.1) zeigt das Ergebnis dieser Anpassung.

$$u_{\text{wind}} = p_1 f^2 + p_2 f + p_3 \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} p_1 &= (-0,00317 \pm 0,00019) \frac{\text{m}}{\text{s Hz}^2} \\ p_2 &= (0,39665 \pm 0,00811) \frac{\text{m}}{\text{s Hz}} \\ p_3 &= (-0,42050 \pm 0,07252) \frac{\text{m}}{\text{s}} \end{aligned} \quad (7.1)$$

Mit dieser Parametrisierung kann Experimenten die Referenzgeschwindigkeit zugeordnet werden, bei denen die Windmessungen Fehler aufweisen oder nicht durchgeführt wurden. Anzumerken ist an dieser Stelle, dass bei geöffneten Luken oder eingeschalteter Kanallüftung die Windverhältnisse abweichen können. Das Gleiche gilt für Messungen mit starken Oberflächenfilmen, auch wenn bei den Messungen mit 3,0 g TritonX keine signifikante Änderungen erkennbar sind. Die abweichenden mit dem Anemometer gemessenen Werte sind auf Probleme mit dem Messinstrument zurückzuführen, was durch die Messungen mit dem Pitotrohr untermauert wird.

7.2 Wassergeschwindigkeit

Im Folgenden werden die Ergebnisse aller qualitativen Strömungsmessungen im Wasser gezeigt.

7.2.1 3D Wassergeschwindigkeitsfelder

In diesem Abschnitt werden die gemessenen dreidimensionalen Geschwindigkeitsfelder im Wasser gezeigt. Diese wurden mit der akustischen VECTRINO-Sonde gemessen, die an einem Verschiebetisch befestigt war (vgl. Kapitel 4.3). Gezeigt sind hier die Ergebnisse der in Kapitel 5.2.1 und 5.2.2 beschriebenen Experimente mit und ohne Wellen bei einer Ansteuerungsfrequenz von $f = 18 \text{ Hz}$ ($u_{\text{wind}} \approx 5,7 \text{ m/s}$).

In Abbildung 7.17 ist das mit sauberem Wasser gemessene Strömungsfeld dargestellt. Die farbigen Konturen entsprechen der gemessenen tangential zum Kanal gerichteten Wassergeschwindigkeit. Zwischen den einzelnen Messpunkten erfolgte eine lineare Interpolation. Die orthogonal dazu gerichteten Strömungskomponenten sind mit schwarzen Pfeilen dargestellt. Die Länge der Pfeile entspricht dem Weg, der bei der entsprechenden Geschwindigkeit in zehn Sekunden zurückgelegt wird. Die Randkoordinaten sind analog zu den in Kapitel 7.1 gezeigten Strömungsfeldern in der Luft gewählt. Dabei entspricht z der Tiefe zur Wasseroberfläche bei ruhigem Wasser und y dem Abstand zur Kanalinnenwand.

Die Messwerte oberhalb von $z = -100 \text{ mm}$ müssen kritisch betrachtet werden. Hier tauchte das Messgerät auf Grund der Wellenbewegung zeitweise aus dem Wasser, was eine Messung in diesen Bereichen unmöglich macht. Die fehlerhaften Werte wurden herausgeschnitten, wodurch die dargestellten Messwerte nur den oberen Teil der Wellen

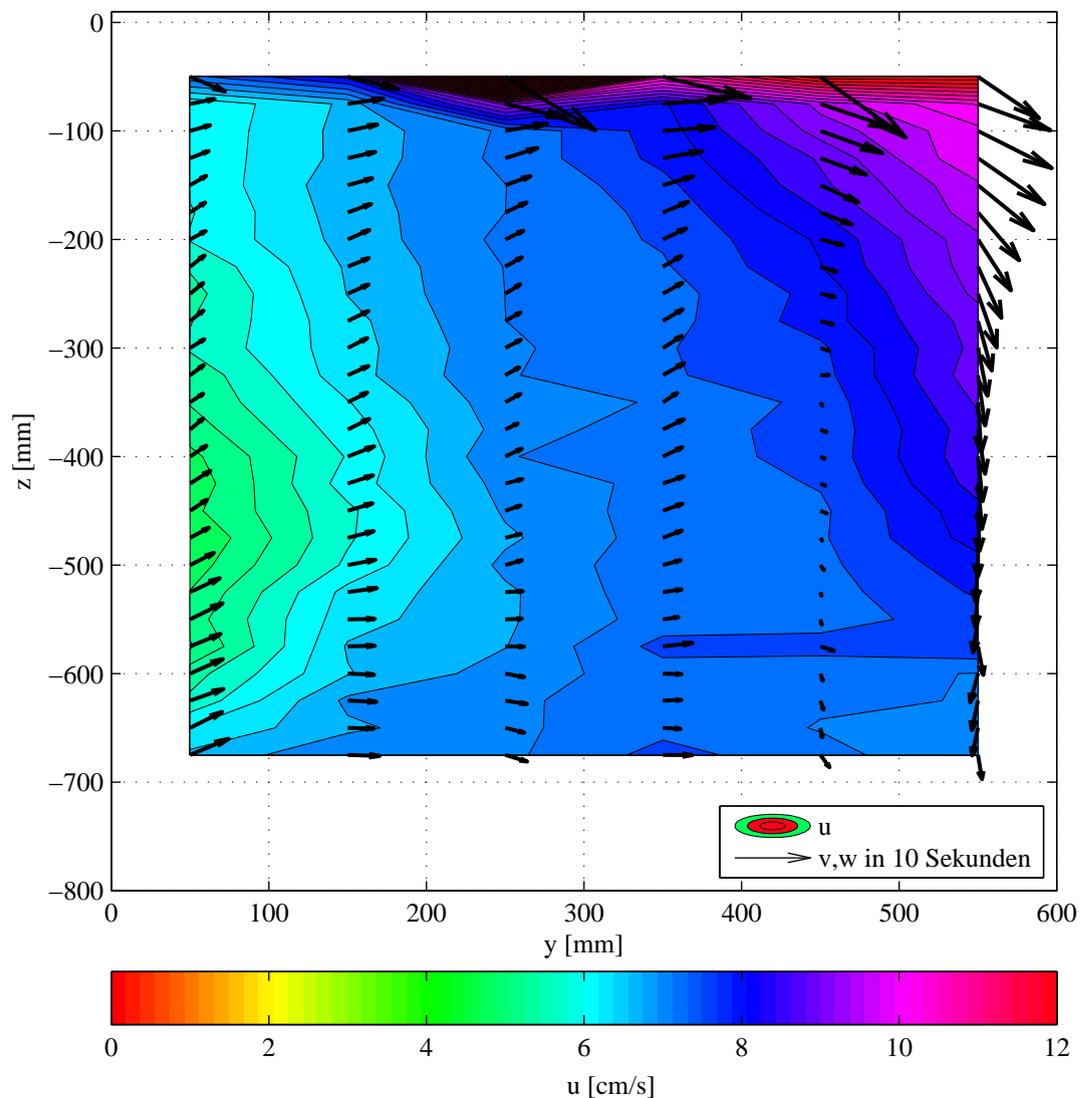


Abbildung 7.17: Dreidimensionales wasserseitiges Geschwindigkeitsfeld ohne Oberflächenfilm bei $f = 18$ Hz. Die Messwerte oberhalb einer Tiefe von -100 mm sind durch das Auftauchen des Messkopfes verfälscht. Die tangentielle Wassergeschwindigkeit variiert stark und es lässt sich eine ausgeprägte Sekundärströmung erkennen.

verkörpern (vgl. Abschnitt 6.3.2). Außerdem ist zu bemerken, dass einzelne Messwerte durch starke Schwingungen der Vectrino-Sonde möglicherweise verfälscht wurden. Diese Schwingungen traten durch die Wellenbewegung auf und konnten nur bedingt eliminiert werden.

Betrachtet man die tangentielle Wassergeschwindigkeit unterhalb einer Tiefe von $z = -100$ mm, so fallen starke räumliche Unterschiede auf. Während in der oberen Ecke an der äußeren Kanalwand Geschwindigkeiten von ca. 10 cm/s auftreten, beträgt die Geschwindigkeit an der Kanalinnenwand in einer Tiefe von -500 mm nur ca. 5 cm/s. Eine Betrachtung des Geschwindigkeitsprofils zur Wasseroberfläche hin wäre nur mit Kenntnis der momentanen Wellenhöhe sinnvoll. Da diese jedoch nicht zur Verfügung steht, wird an dieser Stelle davon abgesehen.

Die zur tangentialen Richtung orthogonale Geschwindigkeitskomponente zeigt, dass sich das Wasser ähnlich einer Walze im Uhrzeigersinn dreht. Während von der inneren Kanalwand bis über die Mitte eine nahezu gleichmäßige Strömung nach oben-außen erkennbar ist, ist die Geschwindigkeitskomponente an der Außenwand nach unten gerichtet. Diese Sekundärströmung kann durch die zirkuläre Geometrie des Wind-Wellen-Kanals erklärt werden. Durch die windinduzierte Schubspannung treten erhöhte tangentielle Geschwindigkeiten nahe der Oberfläche auf. Die dadurch erhöhten Zentrifugalkräfte drücken dieses Wasser an die Außenwand, wodurch ein Druckgradient entsteht. Am Kanalboden entsteht ein weiterer Druckgradient, der durch die Wandgrenzschicht am Boden erklärt werden kann (vgl. Kapitel 2.5) und eine Strömung zur Kanalinnenwand verursacht. Das Resultat dieser durch die Zentrifugalkraft auftretenden Druckgradienten ist eine Sekundärströmung, die auf Grund der Kontinuität und der Viskosität des Wassers den ganzen Kanal einnimmt. Der untere Teil der Wasserströmung im Aeolotron wurde nicht vermessen. Eine nach innen gerichtete Strömung kann aber anhand der im Wasser schwebenden Partikel mit dem Auge beobachtet werden.

Abbildung 7.18 zeigt das Strömungsfeld unter Zugabe von ca. 60 g (3,3 mg/l) TritonX-100, einer oberflächenaktiven Substanz, die Wellen unterdrückt (vgl. Kapitel 5.2.2). Die Darstellung und der Bereich der Farbskala ist analog zu Abbildung 7.17, wodurch ein direkter Vergleich der beiden Experimente möglich ist. Im Gegensatz zur Geschwindigkeitsverteilung mit Welleneinwirkung, lässt sich hier keine bzw. nur eine geringe Abhängigkeit von der Tiefe erkennen. Die tangentialen Geschwindigkeiten sind signifikant kleiner als bei sauberem Wasser, was den Einfluss der Wellen auf die windinduzierte Schubspannung verdeutlicht. Die zur tangentialen Richtung orthogonalen Geschwindigkeitskomponenten sind hingegen in der gleichen Größenordnung. Auch hier ist eine Sekundärströmung zu erkennen, bei welcher das Wasser nahe der äußeren Wand nach unten strömt.

Der Vergleich zwischen den beiden Experimenten verdeutlicht, dass die Wellen einen erheblichen Einfluss auf das Strömungsfeld bewirken. Es bleibt weiterhin offen, wie sich dieses bei kleineren Windgeschwindigkeiten mit geringerem Welleneinfluss oder größeren Windgeschwindigkeiten mit entsprechend großen Wellen verändert.

Ilmberger (1980) untersuchte bereits das Strömungsfeld in einem, wenn auch viel kleineren, ringförmigen Wind-Wellen-Kanal. Die dort gemessene Sekundärströmung unterscheidet sich nur in der Position des Umschlagpunktes zwischen Strömung nach außen und nach innen. Während in dem kleinen Wind-Wellen-Kanal (Innendurchmesser von 40 cm mit einer Wasserrinne von $10 \times 10 \text{ cm}^2$) dieser Umschlagpunkt in einer Tiefe von ca. $1/3$ der Wasserhöhe verzeichnet wurde, ist er im Aeolotron unterhalb einer Tiefe von $2/3$ zu vermuten.

7.2.2 Einfluss auf die Impulsbilanz

Das Strömungsfeld im Wasser hat direkten Einfluss auf die Reibung an den Wänden des Kanals. Die gesamte Reibungskraft kann annähernd durch das Integral der Schubspannung entlang der Wände beschrieben werden (vgl. Gleichung (3.15)). Damit ist die lokale Reibung proportional zum Geschwindigkeitsquadrat an der jeweiligen Position im Kanal. Es muss geklärt werden, inwieweit sich verschiedene Geschwindigkeitsverteilungen auf die Gesamtreibung auswirken. Um einen qualitativen Eindruck darüber zu erhalten, wird in diesem Abschnitt die Verteilung des mittleren Geschwindigkeitsquadrates entlang der

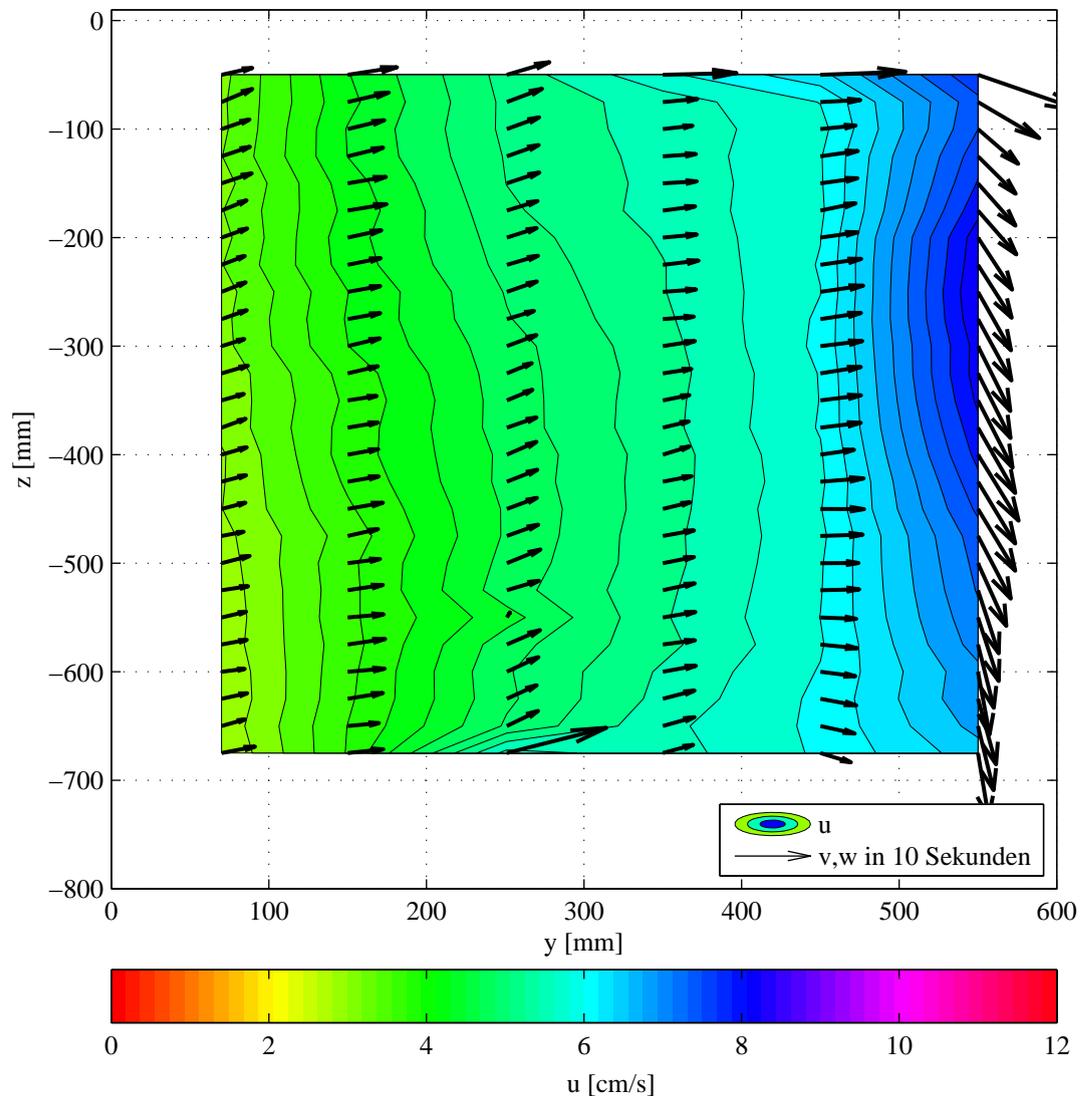


Abbildung 7.18: Dreidimensionales Geschwindigkeitsfeld im Wasser unter Zugabe von ca. 60 g TritonX bei $f = 18$ Hz. Das Geschwindigkeitsfeld weist geringere vertikale Abweichungen auf im Vergleich zu der Messung mit Wellen in Abbildung 7.17.

Kanalwände anhand der mit der Vectrino-Sonde gemessenen Geschwindigkeitsfelder dargestellt und diskutiert.

Abbildung 7.19 zeigt die Verteilung nahe der Kanalwände von $\overline{u|u|}$ abhängig von der Wassertiefe z . Durch das Produkt aus Geschwindigkeit und deren Betrag, was dem gerichteten Geschwindigkeitsquadrat entspricht, wird die Netto-Beschleunigung bei eventuellem Rückströmen während einer Welle berücksichtigt. Die linke Abbildung zeigt die Messwerte für sauberes Wasser, während rechts das Experiment mit TritonX dargestellt ist. Als rote Kreise sind die Ergebnisse entlang der Innenwand und durch blaue Kreise die Ergebnisse entlang der Außenwand eingezeichnet. Der Bereich, in dem das Messgerät teilweise aus dem Wasser ragte, ist hier nicht dargestellt. Die rot und blau gestrichelten Linien stellen das Quadrat der gemittelten Geschwindigkeit \overline{u}^2 entlang der Wände dar. Dadurch kann zwischen dem Einfluss der Wellenbewegung und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit unterschieden werden. Es ist deutlich zu erkennen, dass dies für sauberes

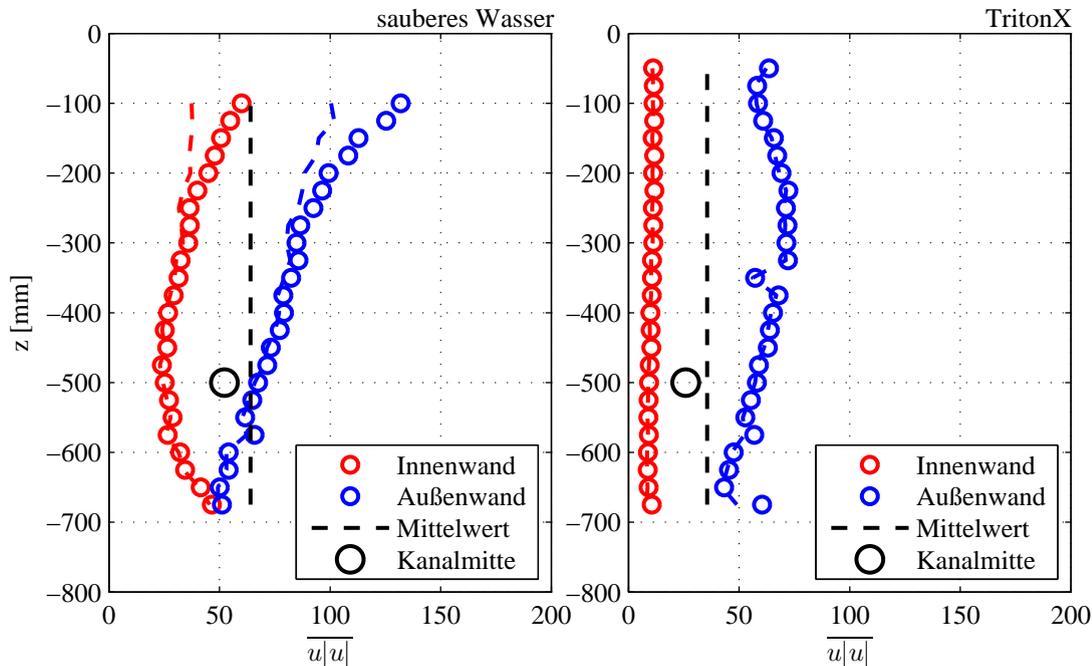


Abbildung 7.19: Mittlere quadratische Geschwindigkeit an den Kanalrändern abhängig von der Tiefe, gemessen bei $f = 18$ Hz.

Wasser in den oberen Regionen durchaus von Bedeutung ist. Eine weiterführende Diskussion findet sich in Kapitel 7.3.2.

Die Verteilung von $|u|$ zeigt, dass die Reibung entlang der Außenwand in beiden Experimenten wesentlich größer ist als an der Innenwand. Außerdem lassen sich die Bereiche erhöhter Geschwindigkeiten gut erkennen. Mit Hilfe der schwarz gestrichelten Linie ist der Mittelwert von $|u|$ entlang beider Kanalwände für die jeweiligen Experimente eingezeichnet. Der schwarze Kreis stellt den Wert in der Kanalmitte dar. Dafür wurde über einen quadratischen Bereich von ca. 10×10 cm gemittelt, in dem auch die MAVS-Strömungssonde angebracht ist. Es kann davon ausgegangen werden, dass sich das Geschwindigkeitsfeld in tangentialer Richtung wenig ändert. Es zeigt sich, dass der Mittelwert entlang der Wände deutlich über dem Wert in der Mitte des Kanals liegt.

Als nächstes soll beantwortet werden, welchen Einfluss die erhöhte Reibung auf die Ergebnisse der Impulsbilanz hat. Betrachtet man den Reibungskoeffizienten in Gleichung (3.16), wird klar, dass die genannten Effekte sich auf diesen auswirken. Bei der Messung mittels der Impulsbilanzmethode fließen diese jedoch in das gemessene $K(\Omega)$ mit ein, sofern das Strömungsfeld im Bereich der Bestimmung des Reibungskoeffizienten durch die Anpassung des zeitlichen Geschwindigkeitsverlaufes und im Gleichgewichtsbereich gleich bzw. ähnlich ist. Inwiefern diese Annahme erfüllt ist, wird in Kapitel 7.2.3 gezeigt.

An dieser Stelle soll auf ein anderes Problem eingegangen werden. Die Messung des Geschwindigkeitsverlaufes durch die MAVS-Sonde repräsentiert nur den Wert in der Mitte des Wind-Wellen-Kanals. In der Impulsbilanzmethode (vgl. Kapitel 3.2) wird aber die über den Querschnitt gemittelte Geschwindigkeit in tangentialer Richtung verwendet. Weicht diese von der durch die MAVS-Sonde bestimmten Geschwindigkeit ab, so hat das Auswirkungen auf die Bestimmung der windinduzierten Schubspannung. Um diesen Einfluss abzuschätzen, wird in der DGL der Impulsbilanz (Gleichung (3.5)) die mittlere

Geschwindigkeit u durch $\phi \cdot u_m$ ersetzt. Der Faktor ϕ beschreibt damit das Verhältnis von u zur Geschwindigkeit in der Kanalmitte u_m . Durch ϕ geteilt ergibt sich:

$$\frac{du_m}{dt} = \frac{A}{\phi V_w} u_{*w}^2 - \phi K(\Omega) u_m^2. \quad (7.2)$$

Der experimentell bestimmte Reibungskoeffizient entspricht dann $\phi K(\Omega)$ und kann durch $K'(\Omega)$ ersetzt werden. Die Schubspannungsgeschwindigkeit wird durch die Lösung im Gleichgewicht bestimmt und ergibt sich somit abhängig von der gemessenen Gleichgewichtsgeschwindigkeit $u_{m,\infty}$ und dem bestimmten $K'(\Omega)$ zu:

$$u_{*w} = \sqrt{\phi^{-1}} \sqrt{K'(\Omega) \cdot \frac{V_w}{A}} \cdot u_{m,\infty} \quad (7.3)$$

Eine Abweichung der gemessenen Geschwindigkeit von der mittleren Wassergeschwindigkeit geht somit nur durch die Wurzel aus ϕ^{-1} ein. Dieser Einfluss kann anhand der gemessenen Geschwindigkeitsfelder abgeschätzt werden. Dazu wurde der Mittelwert aller gemessenen Geschwindigkeiten bestimmt und durch die oben beschriebene Mittengeschwindigkeit geteilt. Tabelle 7.1 zeigt die Ergebnisse der Geschwindigkeiten sowie das bestimmte ϕ :

	u [cm/s]	u_m [cm/s]	ϕ
sauberes Wasser:	7,24	7,22	1,002
TritonX:	5,25	5,09	1,032

Tabelle 7.1: Vergleich der mittleren Geschwindigkeit u mit der Mittengeschwindigkeit u_m durch das Verhältnis ϕ .

Die Fehler der bestimmten Mittelwerte können auf unter 5 % abgeschätzt werden (vgl. Abschnitt 6.3.2), womit sich keine signifikante Abweichung für ϕ von eins ergibt. Auch wenn der untere Teil des Aeolotrons in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt wird, kann davon ausgegangen werden, dass die in der Impulsbilanz gemachte Annahme durch die Verwendung der durch die MAVS-Sonde gemessenen Geschwindigkeiten erfüllt ist. Mögliche Einflüsse auf die Schubspannungsgeschwindigkeit werden durch den in Gleichung (7.3) dargestellten Zusammenhang verkleinert und können im Aeolotron vernachlässigt werden.

7.2.3 Randgeschwindigkeiten

Wie im vorigen Kapitel 7.2.2 diskutiert wurde, beeinflusst das Geschwindigkeitsfeld die Reibung an den Wänden. Dies stellt für die Impulsbilanzmethode kein Problem dar, sofern die Form des Geschwindigkeitsfeldes nur von der mittleren Geschwindigkeit abhängt. Mit den in Kapitel 5.2.3 beschriebenen Experimenten, bei denen der Verlauf der Randgeschwindigkeiten gemessen wurde, kann ein Vergleich des Geschwindigkeitsverlaufes der Randgeschwindigkeiten zur Geschwindigkeit in der Mitte erfolgen. Aus diesem Vergleich können dann Rückschlüsse auf das gesamte Strömungsfeld gezogen werden.

In Abbildung 7.20 c und 7.20 d sind die Geschwindigkeitsverläufe der Randgeschwindigkeiten (blau) und der Mittengeschwindigkeit (rot) dargestellt. Die Abbildung c entspricht der Außenwand und Abbildung d der Innenwand. Bei den Experimenten wurde

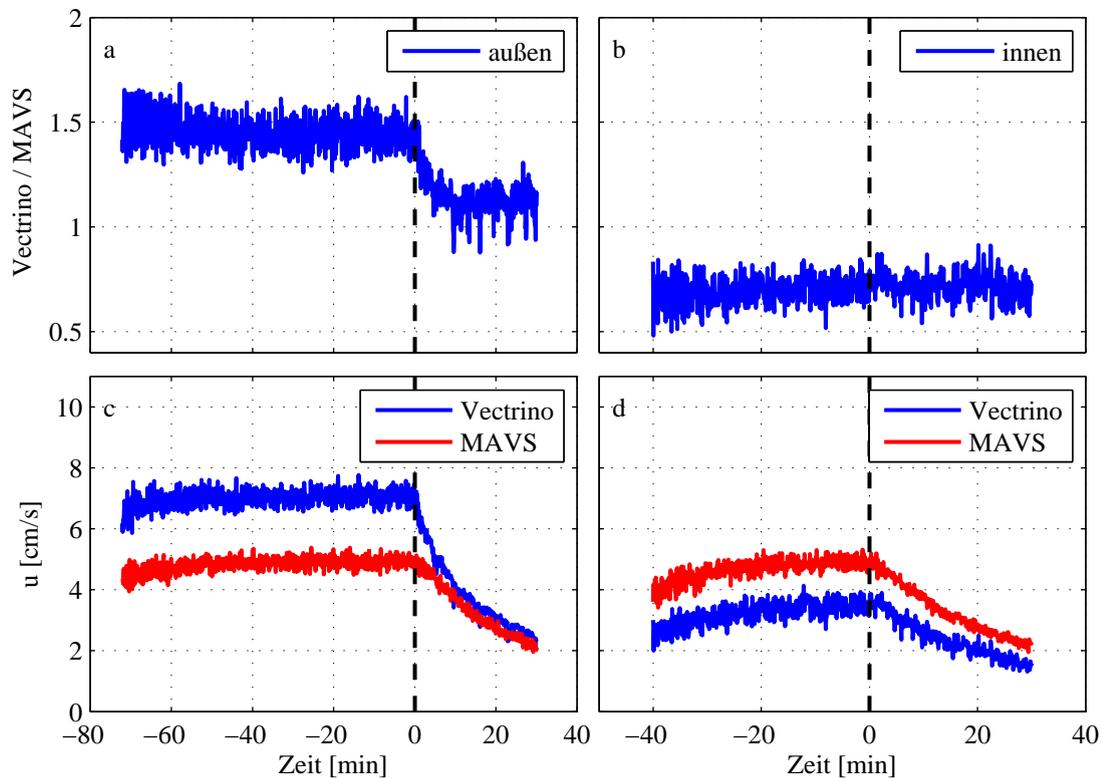


Abbildung 7.20: a und b (oben): Verhältnis der Randgeschwindigkeit (gemessen mit Vectrino) zur Mittengeschwindigkeit (gemessen mit MAVS). c und d (unten): Geschwindigkeitsverlauf der Randgeschwindigkeiten und der Mittengeschwindigkeit. Das Verhältnis ändert sich nach dem Abschalten des Windes, was eine Veränderung des Strömungsfeldes zeigt.

der Wasserkörper mit einer Ansteuerungsfrequenz von 18 Hz ins Gleichgewicht gebracht und dann der Wind ausgeschaltet. Auf der horizontalen Achse ist die Zeit aufgetragen, bezogen auf das Abschalten des Windes, was durch eine schwarze gestrichelte Linie zusätzlich markiert ist. Wie auch in Kapitel 7.2.1 beschrieben, liegt die Geschwindigkeit am äußeren Rand deutlich über der Mittengeschwindigkeit, während diese größer ist als die Geschwindigkeit am Innenrand. Ohne Wind nähert sich die Geschwindigkeit außen innerhalb weniger Minuten der Mittengeschwindigkeit an, was für die Innengeschwindigkeit nicht beobachtet werden konnte. Dieses Verhalten wird durch die in Abbildung 7.20 a und 7.20 b gezeigten Verhältnisse verdeutlicht. Hier wurden die Randgeschwindigkeiten durch die Mittengeschwindigkeiten geteilt.

Zu Beginn des gezeigten Bereichs war der Wasserkörper jeweils noch nicht ganz im Gleichgewicht. Eine Veränderung der Verhältnisse lässt sich hier nicht erkennen. Allerdings kann auf Grund der geringen Abweichung zur Gleichgewichtsgeschwindigkeit keine allgemeine Aussage zu dem Anklingverhalten gemacht werden. Eine weitere Messung war auf Grund der zeitlich begrenzten Verfügbarkeit der Vectrino-Sonde nicht möglich.

Es ist zu betonen, dass sich das Geschwindigkeitsfeld nach Abschalten des Windes deutlich verändert. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass sich dann auch die Reibung an den Wänden ändert, was eine Veränderung des Reibungskoeffizienten zur Folge hat. Bestimmt man den Reibungskoeffizienten durch den Geschwindigkeitsverlauf nach Abschalten des Windes (Gleichung (3.14)), muss dieser nicht dem Reibungskoeffizienten

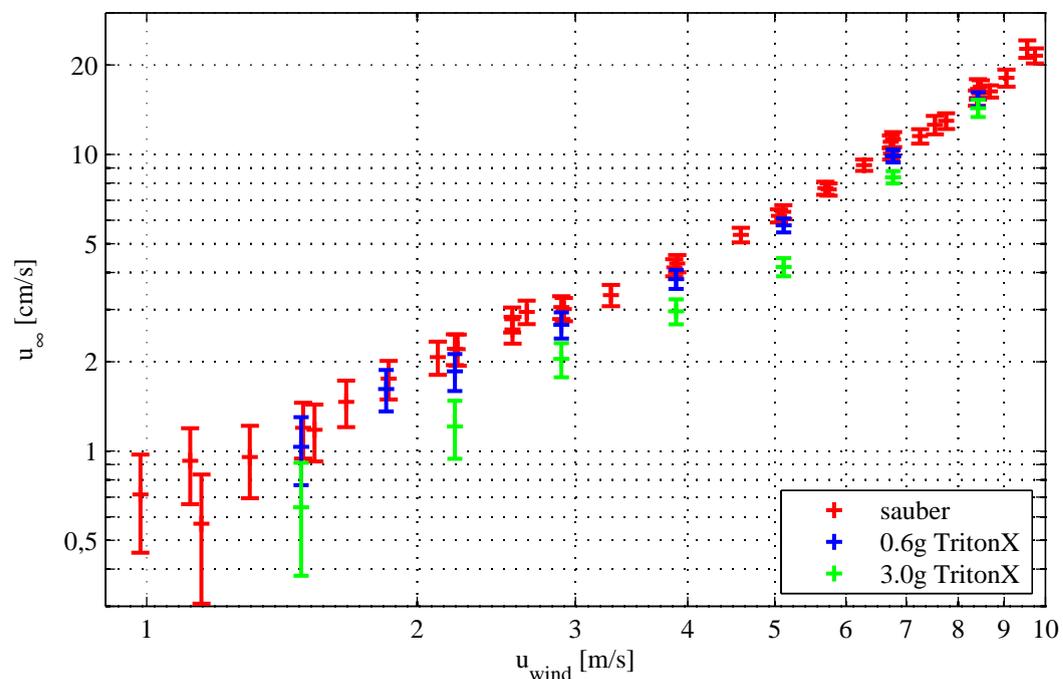


Abbildung 7.21: Mittlere Wassergeschwindigkeit im Gleichgewicht abhängig von der eingestellten Windgeschwindigkeit für Experimente mit sauberem Wasser sowie für Experimente mit Oberflächenfilm.

bei eingeschaltetem Wind entsprechen. Diese Messung zeigt somit, dass die Bestimmung des Reibungskoeffizienten mit Hilfe des Geschwindigkeitsverlaufes nach Abschalten des Windes (Spindown) als kritisch einzustufen ist.

7.2.4 Gleichgewichtsgeschwindigkeit

Die Bestimmung der Wassergeschwindigkeit im Gleichgewicht war auf Grund der Störung der MAVS-Sonde durch den Windantrieb bisher nicht möglich.⁷ In Bopp (2011) wurden die Gleichgewichtsgeschwindigkeiten anhand des Geschwindigkeitsverlaufes kurz nach Abschalten des Windes geschätzt. Dies birgt eine große Fehleranfälligkeit. Außerdem wurde in Kapitel 7.2.3 gezeigt, dass sich die Strömung direkt nach Abschalten des Windes stark ändert. Damit ändert sich auch die Reibung entlang der Kanalwände wodurch die nach dem Abschalten gemessene Reibungskonstante nicht der Reibungskonstante im Gleichgewicht entspricht.

Durch die in Kapitel 6.3.1 beschriebene Methode um diese Störung herauszufiltern, konnte die Gleichgewichtsgeschwindigkeit direkt gemessen werden. Dazu wurde die mittlere Wassergeschwindigkeit \bar{u} in tangentialer Richtung über jeweils fünf Sekunden ermittelt und von Messreihen einer Mindestlänge von 15 Minuten deren Mittelwert bestimmt. Dies wurde für die in Kapitel 5.3 beschriebenen Experimente in dem Bereich durchgeführt, in dem keine Änderung der mittleren Wassergeschwindigkeit mehr erkennbar war. Die Ergebnisse dieser Messreihe sind in Abbildung 7.21 dargestellt. In rot ist u_∞ bei sauberem Wasser, in blau mit 0,6 g (0,033 mg/l) und grün mit 3,0 g (0,167 mg/l) TritonX einge-

⁷Die Messungen von Nielsen (2004) wurden vor dem Umbau des Windantriebes durchgeführt, als diese Komplikationen noch nicht auftraten.

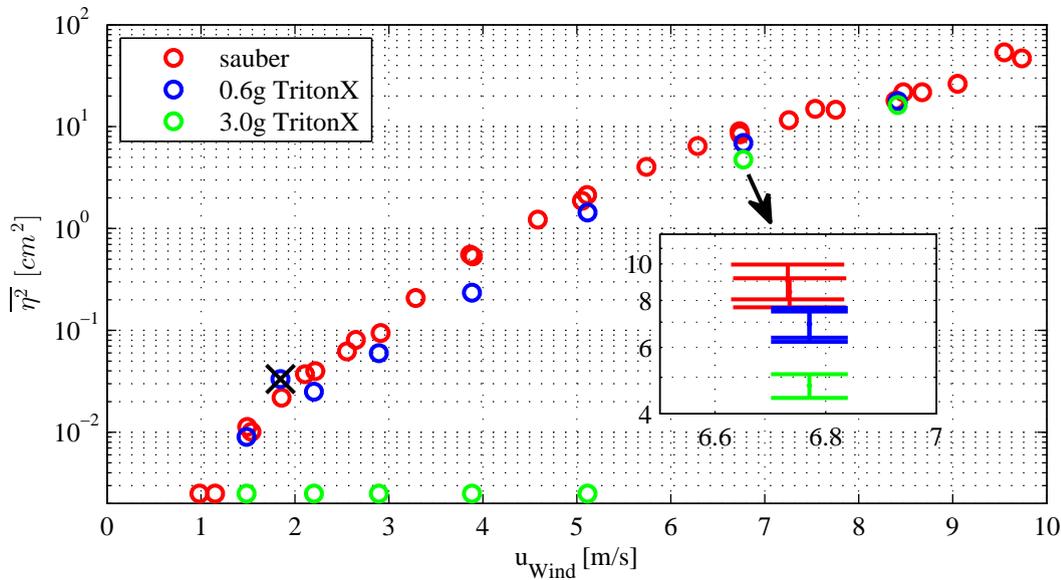


Abbildung 7.22: Mittlere quadratische Auslenkung der Wasseroberfläche abhängig von der Windgeschwindigkeit. Der mit dem schwarzen X gekennzeichnete Messwert ist als fehlerhaft einzustufen. Es lässt sich die Dämpfung der Wellen durch die unterschiedlichen Oberflächenkonzentrationen deutlich erkennen.

zeichnet. Die Fehlerbalken entsprechen einer Kombination aus der Standardabweichung der Mittelwerte $\sigma_{\bar{u}}$ und dem systematischen Fehler Δu_{sys} . Dadurch repräsentieren die Fehlerbalken sowohl die Schwankungen der mittleren Wassergeschwindigkeit, als auch die durch den schwankenden Offset verursachten Abweichungen, welche gerade für niedrige Geschwindigkeiten an Einfluss gewinnen.

Der Verlauf der Wassergeschwindigkeit zeigt einen gleichmäßigen Anstieg mit der Windgeschwindigkeit. Es ist außerdem deutlich zu erkennen, dass der Oberflächenfilm für geringe Windgeschwindigkeiten niedrigere Gleichgewichtsgeschwindigkeiten bewirkt. Für hohe Windgeschwindigkeiten gleichen sich diese den Ergebnissen bei sauberem Wasser an. Eine genaue Beschreibung und Erklärung dieser Effekte erfolgt in Kapitel 7.4.2.

7.3 Wellen

Befinden sich oberflächenaktive Substanzen im Wasser, kann die Wellenbildung unterdrückt werden, wodurch sich das Wellenfeld deutlich vom sauberen Fall unterscheidet. Dies hat wiederum eine Reduktion der Schubspannung zur Folge. Um diesen Effekt zu verifizieren, wurde die mittlere quadratische Auslenkung der Wasseroberfläche $\overline{\eta^2}$ betrachtet. Diese ist nach Gleichung (2.39) proportional zur Energie des Wellenfeldes und soll im Folgenden zum Vergleich der Schubspannung bei den unterschiedlichen Bedingungen herangezogen werden. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die gemessenen mittleren quadratischen Wellenhöhen gezeigt. Im zweiten Abschnitt wird die Auswirkung der Wellen auf die Wandreibung anhand des Wellenfaktors α (Gleichung (3.17)) diskutiert.

7.3.1 Mittlere quadratische Wellenhöhe

Abbildung 7.22 zeigt das Verhalten von $\overline{\eta^2}$ abhängig von der Windgeschwindigkeit bei den durchgeführten Experimenten (vgl. Kapitel 5.3). Dargestellt ist der Mittelwert von mindestens 30 Werten, bei denen jeweils über 30 Sekunden die mittlere quadratische Auslenkung bestimmt wurde. Als statistischer Fehler kann hier die Standardabweichung dieses Mittelwertes angegeben werden, welche die Schwankung dieses Wertes beschreibt (vgl. Kapitel 6.4). Diese Standardabweichung liegt für alle Messwerte im Bereich von 10%, was in der vergrößerten Darstellung für $f = 22$ Hz durch Einzeichnen von Fehlerbalken verdeutlicht ist. Messwerte unterhalb der Messgrenze von $0,0025 \text{ cm}^2$, die vor allem durch die Quantisierung gegeben ist, wurden durch diesen Wert ersetzt. Der mit einem schwarzen Kreuz gekennzeichnete Punkt weicht auf Grund von Problemen mit dem Messgerät vom erwarteten Wert ab. Dieser Wert ist als unglaubwürdig anzusehen.

Die Ergebnisse für sauberes Wasser sind in rot und die Ergebnisse für die TritonX-Konzentrationen von $0,6 \text{ g}$ ($0,033 \text{ mg/l}$) und $3,0 \text{ g}$ ($0,167 \text{ mg/l}$) sind in blau und grün eingezeichnet. Ein stetiger Anstieg von $\overline{\eta^2}$ mit der Windgeschwindigkeit ist für sauberes Wasser deutlich zu erkennen. Während die Werte für die niedrigere TritonX-Konzentration nur leicht unter denen mit sauberem Wasser liegen, weisen die Messungen mit stärkerem Oberflächenfilm für niedrige Windgeschwindigkeiten keine Wellen auf. Erst bei einer Windgeschwindigkeit von ca. $6,8 \text{ m/s}$ nähert sich $\overline{\eta^2}$ sprunghaft den Werten für sauberes Wasser an.

7.3.2 Einfluss der Wellen auf die Impulsbilanz

Neben dem direkten Einfluss der Wellen auf die windinduzierte Schubspannung, tritt bei der Impulsbilanzmethode ein weiterer Effekt auf. Die Reibungskraft an den Wänden des Kanals ist proportional zum Quadrat der freien Strömungsgeschwindigkeit. Ist diese durch eine Wellenbewegung überlagert, erhöht sich die mittlere Reibung bei gleicher mittlerer Strömungsgeschwindigkeit. In Kapitel 3.2.4 wird der Wellenfaktor $\alpha = \overline{u(\vec{x})|u(\vec{x})|} / \overline{u(\vec{x})}^2$ eingeführt, der diesen Unterschied beschreibt.

Im Rahmen der Messungen für die Impulsbilanzmethode (vgl. Kapitel 5.3) wurde α mit Geschwindigkeitsdaten für Zeitabschnitte von fünf Sekunden berechnet. Der Mittelwert über mindestens 300 Werte im Gleichgewichtsbereich bei sauberem Wasser ist in Abbildung 7.23 gegen die Windgeschwindigkeit dargestellt. Die roten Fehlerbalken stellen die Standardabweichung dieser Mittelwerte dar. Damit werden zum einen wirkliche Schwankungen als auch die Streuung durch Mittelungs-Effekte der Wellenbewegung dargestellt (vgl. Kapitel 6.3.1). Mit den blauen Fehlerbalken wird der Einfluss des Rauschens der MAVS-Sonde nach Gleichung (6.9) verdeutlicht. Dieses Rauschen bewirkt vor allem bei kleinen Wassergeschwindigkeiten eine zusätzliche Erhöhung.

Während α für kleine Windgeschwindigkeiten ungefähr den Wert eins hat, ist ein deutliches Anwachsen ab einer Windgeschwindigkeit von ca. 6 m/s zu erkennen. Dabei werden Werte bis zu $1,5$ erreicht, was den großen Einfluss der Wellen auf die Wandreibung verdeutlicht. In Abbildung 7.24 ist α gegen $\overline{\eta^2}$ eingezeichnet. Dargestellt sind die Ergebnisse für sauberes Wasser sowie die für die Oberflächenfilme. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der Mittelwerte. Der Zusammenhang zwischen dem Wellenfaktor und den Wellen wird hier besonders deutlich.

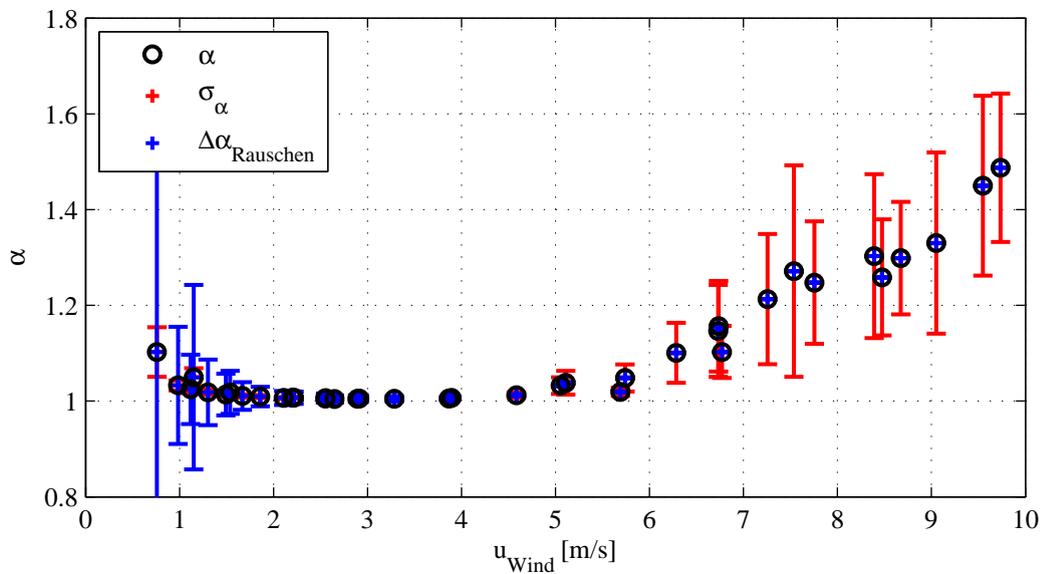


Abbildung 7.23: Einfluss der Wellenbewegung auf die Wandreibung dargestellt mit dem Wellenfaktor α abhängig von der Windgeschwindigkeit

Diese Werte wurden in der Mitte des Kanals etwa 50 cm unter der Wasseroberfläche gemessen. Es soll geklärt werden, inwieweit dieser Wert dem gesamten Einfluss auf die Wände entspricht. Die Wellenbewegung im Wind-Wellen-Kanal folgt näherungsweise den Lösungen der Wellengleichung für Schwerewellen (vgl. Kapitel 2.3). Somit ist eine Tiefenverteilung der Wellenbewegung abhängig von der Wellenzahl k und der Amplitude a zu erwarten. Durch die mit der Vectrino-Sonde gemessenen Tiefenprofile mit sauberem Wasser (vgl. Kapitel 5.2.1), kann dieses Verhalten exemplarisch für eine Bedingung betrachtet werden. In Abbildung 7.19 wurde bereits verdeutlicht, dass die Wellenbewegung in den Bereichen nahe der Wasseroberfläche die Wandreibung erhöht. Daher wurde für jede Messposition des Experiments das jeweilige α bestimmt. Abbildung 7.25 zeigt die so entstandenen Tiefenprofile von α nahe der inneren Kanalwand (rot) und der äußeren (grün), sowie in der Mitte des Kanals (blau). Die Messwerte, bei denen die Vectrino-Sonde teilweise aus dem Wasser ragte, sind hier nicht dargestellt. Der Wellenfaktor nimmt sehr schnell mit der Wassertiefe z ab, sodass ab einer Tiefe von -500 mm der Welleneinfluss vernachlässigt werden kann. Außerdem ist α an der Innenwand deutlich höher als an der Außenwand. Dieser Effekt kann durch die mittlere Wassergeschwindigkeit erklärt werden, welche an der Außenwand höher ist. Bei gleicher Amplitude der Wellenbewegung fällt der Wellenfaktor kleiner aus, je höher die mittlere Wassergeschwindigkeit ist.

Für die Messung kann abgeschätzt werden, wie groß der Einfluss der Wellen auf die gesamte Wandreibung ist. Nimmt man an, dass unterhalb des gemessenen Bereichs α gleich eins zu setzen ist und oberhalb $\alpha = \alpha(-100 \text{ mm})$ gilt, kann der Mittelwert entlang der Kanalwände und entlang des Bodens bestimmt werden. In Tabelle 7.2 ist dieser Mittelwert und der Wert für α in der Kanalmitte dargestellt. Es zeigt sich eine Abweichung um ca. 5%. Wie sich diese Abweichung für Wellen mit anderen Wellenzahlen verändert, kann prinzipiell über die Lösungen der Wellengleichung (vgl. Gleichung (2.35)) und der Dispersionsrelation (vgl. Gleichung (2.38)) abgeschätzt werden.

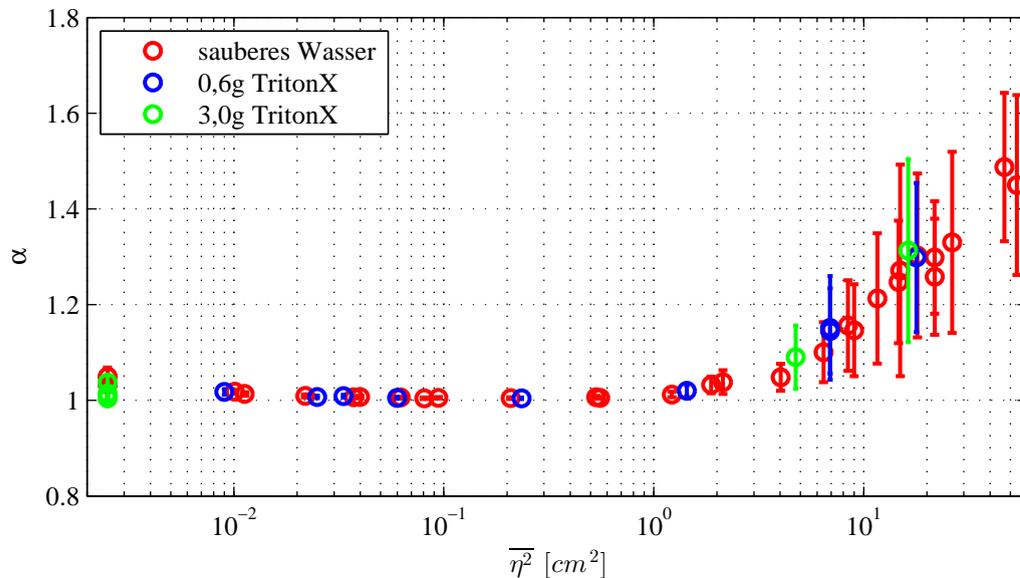


Abbildung 7.24: Einfluss der Wellenbewegung auf die Wandreibung, dargestellt mit dem Wellenfaktor α , abhängig von der mittleren quadratischen Wellenhöhe.

	Mittelwert:	Kanalmitte:
α :	1,073	1,020

Tabelle 7.2: Vergleich von α entlang der Kanalwände mit der Kanalmitte.

7.4 Schubspannung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse für die windinduzierte Schubspannung präsentiert, welche mit der in Kapitel 3.2 beschriebenen Impulsbilanzmethode gemessen wurden. Zunächst werden die bestimmten Reibungskoeffizienten gezeigt und ein Vorschlag für eine Parametrisierung durch die Wassergeschwindigkeit und die Wellenbewegung gegeben. Aus den gemessenen Gleichgewichtsgeschwindigkeiten kann dann die windinduzierte Schubspannung berechnet werden, welche mittels der Schubspannungsgeschwindigkeit dargestellt wird.

7.4.1 Reibungskoeffizient

Durch die in Kapitel 6.3.3 beschriebene Anpassung an den zeitlichen Verlauf der Wassergeschwindigkeit wurde die Reibungskonstante $K(\Omega)$ für sauberes Wasser und für zwei Oberflächenfilm-Konzentrationen bestimmt. Die Experimente sind in vier Gruppen unterteilt, die in Kapitel 5.3 erläutert sind. Abbildung 7.26 zeigt diese Ergebnisse abhängig von der jeweils bestimmten Gleichgewichtsgeschwindigkeit u_∞ . Die rot eingezeichneten Werte entsprechen den Experimenten, bei denen der Wasserkörper beschleunigt wurde. Die Experimente, bei denen durch Verringern der Windgeschwindigkeit der Wasserkörper bis ins Gleichgewicht abgebremst wurde, sind orange dargestellt. Experimente, die mit den TritonX-Konzentrationen von 0,6 g und 3,0 g durchgeführt wurden, entsprechen den blauen und den grünen Punkten. Die eingezeichneten Fehlerbalken stellen die Wurzel der quadratischen Summe des Anpassungsfehlers und des systematischen Fehlers dar

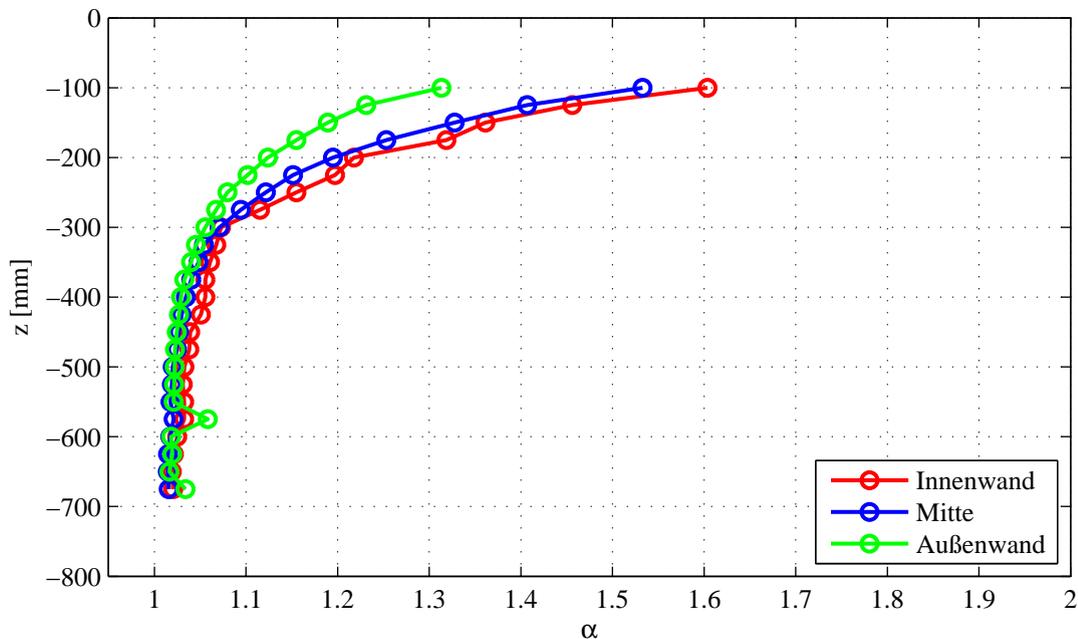


Abbildung 7.25: Wellenfaktor α abhängig von der Tiefe, gemessen bei $f = 18$ Hz. Der Wellenfaktor fällt stark mit der Tiefe ab.

(vgl. Gleichung (6.12)).

Es sind keine Unterschiede zwischen den vier Gruppen der Experimente zu erkennen. Der Reibungskoeffizient nimmt mit der Wassergeschwindigkeit deutlich ab. Während die Werte im Bereich größerer Geschwindigkeiten wenig streuen, weisen sie bei kleinen Geschwindigkeiten starke Abweichungen auf. Diese werden auch durch die relativ großen Fehlerbalken nicht abgedeckt. Dieses Verhalten bei sehr kleinen Geschwindigkeiten kann durch mögliche Abweichungen des Strömungsfeldes erklärt werden. Bei kleinen Strömungen sind die Reibungskräfte sehr gering, wodurch bereits bestehende Strömungen sehr langsam abklingen. Nimmt man an, dass diese Strömungen bis ins Anklingen des Anpassungsbereichs hineinreichen, könnten sie die Wandreibung beeinflussen. In diesem Fall würde der durch das Anklingen bestimmte Reibungskoeffizient vom Anfangszustand der Strömung abhängen.

Ein weiterer Punkt, der an dieser Stelle diskutiert wird, ist das Strömungsregime bei diesen geringen Geschwindigkeiten. Wie in Abschnitt 3.2.4 diskutiert, lässt sich die Wasserströmung im Aeolotron mit einer Rohrströmung vergleichen. Die Reynoldszahl des hydraulischen Durchmessers d_h für Strömungsgeschwindigkeiten $0,5 \leq u \leq 1$ cm/s ist im Bereich zwischen 4600 und 9200 (vgl. Abschnitt 2.2.3). Das liegt nahe dem Umschlagbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung. Wie dieser Umschlag stattfindet und welchen Einfluss er auf die Wandreibung hat, muss an dieser Stelle offen bleiben, da die verwendeten Messgeräte für diesbezügliche Betrachtungen unbrauchbar sind. Abhilfe könnten hier Messungen der Wassergeschwindigkeit durch Particle-Imaging-Velocimetry schaffen. Dadurch mögliche Turbulenzanalysen könnten einen solchen Umschlagpunkt verifizieren.

Abschließend soll an dieser Stelle noch darauf hingewiesen werden, dass diese geringen Wassergeschwindigkeiten sich in der gleichen Größenordnung befinden wie die Messgenauigkeit der verwendeten MAVS-Sonde. Die Messwerte sind also ohnehin als

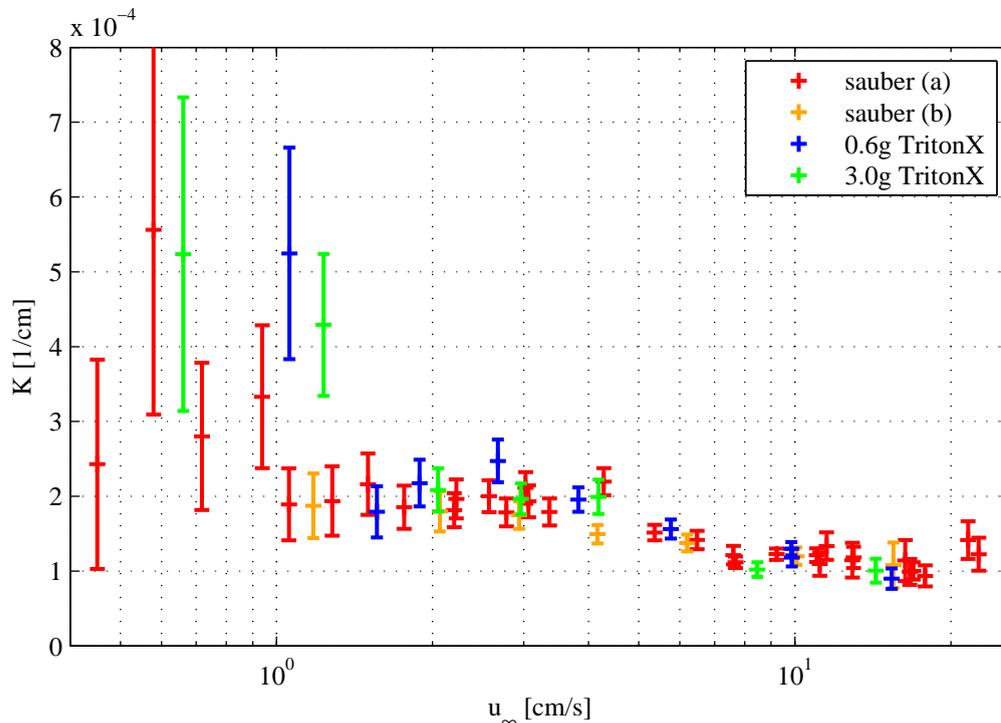


Abbildung 7.26: Reibungskoeffizient abhängig von der Gleichgewichtsgeschwindigkeit. Die Ergebnisse wurden durch die Anpassung an den zeitlichen Geschwindigkeitsverlauf bestimmt. Die Werte für geringere Gleichgewichtsgeschwindigkeiten sind deutlich reduziert. Die großen Fehlerbalken bei kleinen Geschwindigkeiten sind auf die Messgenauigkeit der Geschwindigkeitsmesssonde zurückzuführen.

kritisch einzustufen.

Die Ergebnisse für den Reibungskoeffizienten bei größeren Geschwindigkeiten weisen dagegen diese Probleme nicht auf. Die Strömung befindet sich im voll turbulenten Bereich und die möglicherweise zu Anfang bestehenden Strömungen sind gegenüber der Hauptströmung vernachlässigbar klein. Die Messergebnisse zeigen auch den durch den geschwindigkeitsabhängigen Reibungsbeiwert erwarteten Verlauf. Mit steigender Geschwindigkeit reduziert sich $K(\Omega)$. Für große Windgeschwindigkeiten und somit große Wassergeschwindigkeiten treten Wellen auf. Diese erhöhen die Wandreibung durch die um den Mittelwert oszillierende Wasserbewegung, welche quadratisch in die Reibung eingeht. Durch den in dieser Arbeit eingeführten Wellenfaktor α (vgl. Gleichung (3.17)) kann dieser Effekt beschrieben werden. Auch wenn das in der Mitte des Kanals gemessene α nur bedingt den Gesamteinfluss beschreibt (vgl. Kapitel 7.3.2), soll dieser dazu verwendet werden, den Verlauf des Reibungskoeffizienten zu erklären. Die Werte von K wurden durch α geteilt. Der so korrigierte Reibungskoeffizient K_α ist in Abbildung 7.27 durch die roten Punkte eingezeichnet. Die dargestellten Fehlerbalken entsprechen der gemäß der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung gebildeten Summe aus Anpassungsfehler, systematischem Fehler und dem Fehler von α . In blau sind zum Vergleich die ursprünglichen Ergebnisse eingezeichnet.

Motiviert durch die Blasius-Gleichung (2.31) wurde an diese korrigierten Werte eine Funktion der Form

$$K_\alpha = a \cdot u_\infty^b \quad (7.4)$$

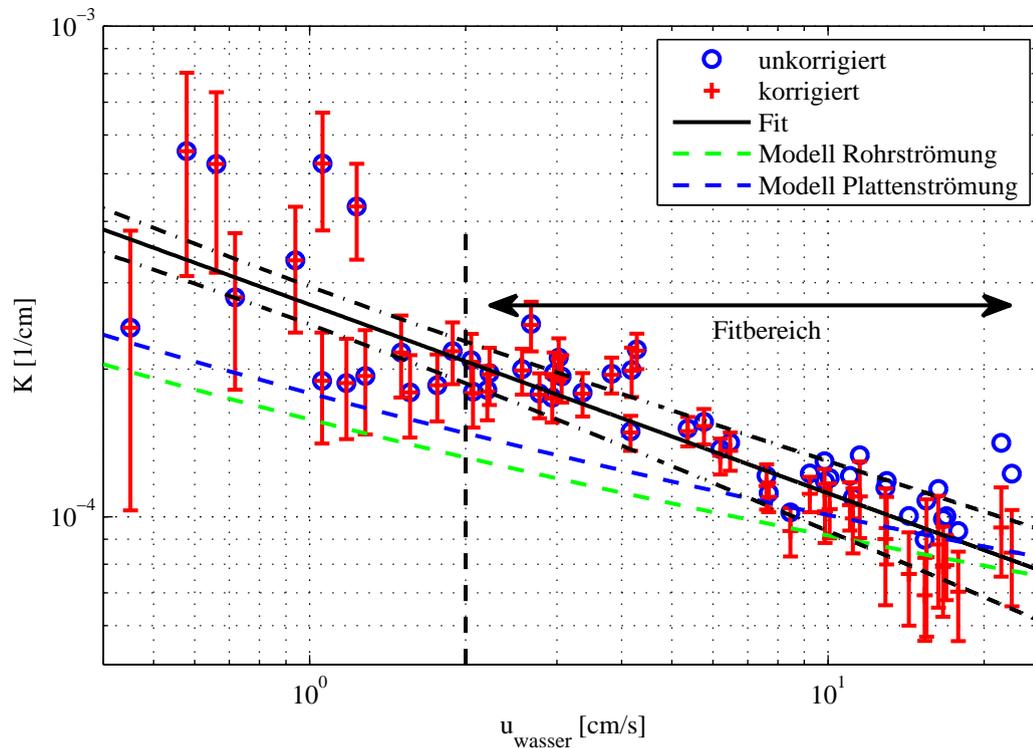


Abbildung 7.27: Korrigierte Reibungskoeffizienten mit Anpassung durch eine exponentielle Funktion und theoretische Modelle für Rohrströmung bzw. Plattenströmung unter Annahme eines homogenen Strömungsfeldes. Im Bereich größerer Geschwindigkeiten stimmen die Modelle mit der Anpassungskurve im Rahmen der Fehler überein. Die Abweichung für mittlere Geschwindigkeiten lässt sich durch das inhomogene Strömungsfeld erklären.

angepasst. Der Fitbereich wurde ab einer Geschwindigkeit größer als 2 cm/s gewählt. Die auch für niedrigere u extrapolierte Anpassungskurve sowie der verwendete Fitbereich sind in Abbildung 7.27 schwarz dargestellt. Dabei stellen die gestrichelten Umrandungen der Anpassungskurve die durch die Fitgenauigkeit resultierenden Fehlergrenzen mit einem Vertrauensniveau von 95% dar. Die Anpassung liefert das folgende Ergebnis:

$$K_{\alpha} = (2,71 \pm 0,24) 10^{-4} \frac{1}{\text{cm}} \cdot \left(u_{\infty} \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right)^{(-0,385 \pm 0,059)}. \quad (7.5)$$

Vergleicht man dies mit dem theoretischen Modell, das durch die Blasius-Gleichung aufgestellt wurde (Gleichung (3.20)), so liegt der Exponent in der gleichen Größenordnung. Setzt man noch die geometrischen Größen des Aeolotron ein (vgl. Kapitel 3.2.5), erhält man:

$$K_{\text{Blasius}} = 1,6153 10^{-4} \frac{1}{\text{cm}} \cdot \left(u_{\infty} \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right)^{-0,25}. \quad (7.6)$$

Alternativ können auch die impliziten Formeln für turbulente Rohrströmung (Gleichung (2.32)) und für turbulente Strömung zwischen zwei parallelen Platten (Gleichung (2.32)) verwendet werden um $K(\Omega)$ zu bestimmen. Diese sind in Abbildung 7.27 in grün und in blau eingezeichnet und unterscheiden sich nicht wesentlich von den mit der Blasius-Gleichung bestimmten Reibungskoeffizienten. Während für Wassergeschwindigkeiten größer 10 cm/s die korrigierten Werte für $K(\Omega)$ im Rahmen der Fehler mit den theoretischen Modellen übereinstimmen, ist der theoretische Reibungskoeffizient für kleinere Geschwindigkeiten kleiner als die gemessenen Werte. Dies lässt sich anhand der erhöhten Reibung

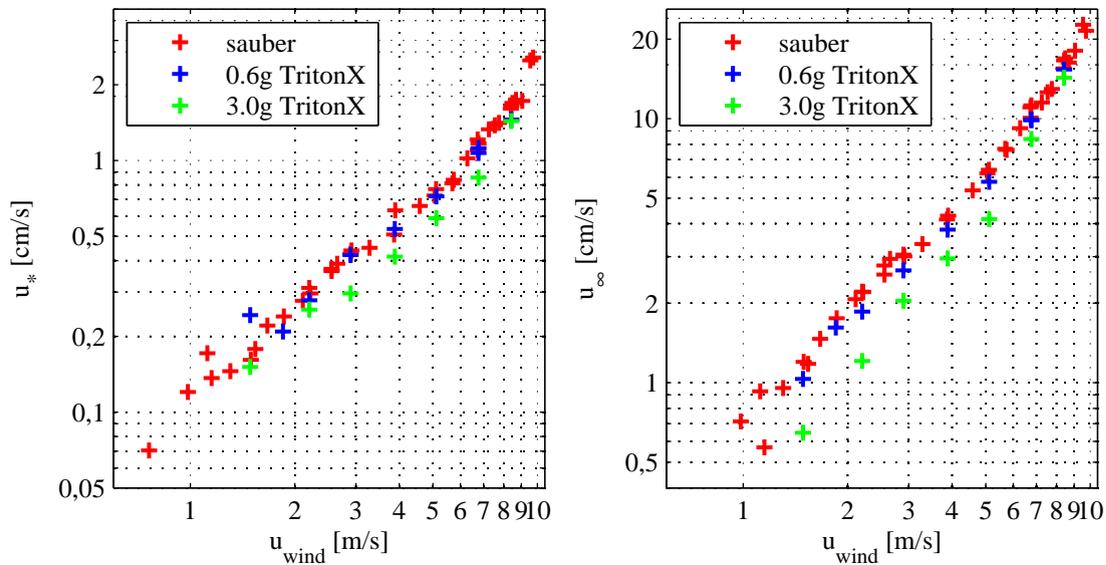


Abbildung 7.28: Gegenüberstellung der durch die Anpassung bestimmten Schubspannung und der mittleren Gleichgewichtsgeschwindigkeit abhängig von der Windgeschwindigkeit.

durch die Geschwindigkeitsverteilung erklären (vgl. Kapitel 7.2.2). Die Reibung wird durch die deutlich größeren Geschwindigkeiten an der Kanalaußenwand verstärkt, was im theoretischen Modell nicht berücksichtigt wird. Hier wurde eine über den Querschnitt des Kanals konstante Strömungsgeschwindigkeit angenommen, wodurch die Reibung unterschätzt wird. Es lässt sich vermuten, dass dieser Effekt durch starke Wellenbewegung verkleinert wird. Für eine genauere Untersuchung sind weitere Messungen der Strömungsverhältnisse von Randgeschwindigkeiten und Mittengeschwindigkeit bei unterschiedlichen Bedingungen notwendig.

7.4.2 Schubspannungsgeschwindigkeit

Mit dem in Kapitel 7.4.1 präsentierten Reibungskoeffizienten lässt sich über die Gleichgewichtsgeschwindigkeit u_∞ die Schubspannungsgeschwindigkeit bestimmen. Dafür wird die stationäre Lösung der Impulsbilanz aus Gleichung (3.7) verwendet. In diesem Abschnitt wird diskutiert, in welcher Form die bestimmten Reibungskoeffizienten verwendet werden. Die Schubspannungsgeschwindigkeit wird abhängig von der Windgeschwindigkeit an den Referenzpositionen präsentiert.

Verwendet man für jede Messung die Werte von $K(\Omega)$ und u_∞ , die durch die Anpassung bestimmt wurden, um die Schubspannung zu bestimmen, so geht die Streuung von $K(\Omega)$ mit in u_* ein. Es soll beantwortet werden, ob die Wandreibung im Gleichgewicht an den jeweiligen Messtagen wirklich schwankte. Nimmt man an, dass dies der Fall ist, so müsste es sich auch in Form einer entsprechenden Schwankung der gemittelten Gleichgewichtsgeschwindigkeiten widerspiegeln. In Abbildung 7.28 sind auf der linken Seite die Schubspannungsgeschwindigkeiten dargestellt. Diese wurden durch die Werte für u_∞ und $K(\Omega)$ berechnet, welche durch die jeweilige Anpassung gewonnen wurden. Auf der rechten Seite sind die gemessenen Gleichgewichtsgeschwindigkeiten abhängig vom Wind eingezeichnet. Die Bedingungen mit sauberem Wasser, 0,6 g und 3,0 g TritonX sind

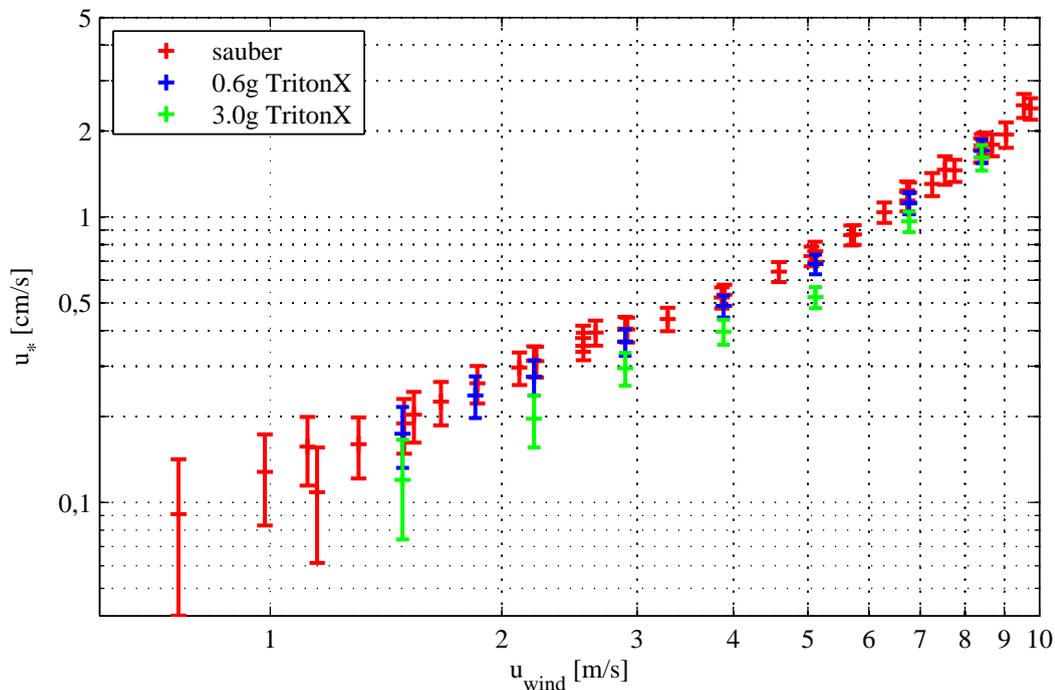


Abbildung 7.29: Windinduzierte Schubspannungsgeschwindigkeit abhängig von der Windgeschwindigkeit an den Referenzpunkten.

durch die Farben Rot, Blau und Grün gekennzeichnet. Der Verlauf der Schubspannungsgeschwindigkeit weist gewisse Unregelmäßigkeiten auf, die bei den Gleichgewichtsgeschwindigkeiten weniger stark ausgeprägt sind. Diese Gegenüberstellung lässt vermuten, dass die Streuung von $K(\Omega)$ auf Abweichungen während des An- bzw. Abklingens zurückzuführen ist und dass es keine solche Streuung im Gleichgewichtsbereich gibt.

Es wird an dieser Stelle angenommen, dass der Reibungskoeffizient im Aeolotron einen kontinuierlichen Verlauf mit der Wassergeschwindigkeit aufweist und lediglich die Wellenbewegung diesen Verlauf beeinflusst. Die Abhängigkeit von der Wassergeschwindigkeit kann durch die in Kapitel 7.4.1 gezeigte Anpassung beschrieben werden. Für den Welleneinfluss steht der Wellenfaktor α zur Verfügung. Eine mögliche Parametrisierung des Reibungskoeffizienten wird durch

$$K(\Omega) = K_\alpha(u_\infty) \cdot \alpha \quad (7.7)$$

gegeben. Für $K_\alpha(u_\infty)$ wird u_∞ in die durch die Anpassung erhaltene Funktion (Gleichung (7.5)) eingesetzt. Mit dieser Parametrisierung kann auch ohne eine Anpassung des Geschwindigkeitsverlaufes beim An- bzw. Abklingen die Schubspannungsgeschwindigkeit bestimmt werden, indem die im Gleichgewicht bemessenen Werte für u_∞ und α verwendet werden. Erreicht der Wasserkörper während eines Experiments nicht den Gleichgewichtszustand, kann mit Hilfe der Anpassung (vgl. Kapitel 6.3.3) die Gleichgewichtsgeschwindigkeit geschätzt werden. Für die Bestimmung von α muss dabei beachtet werden, dass sich das Wellenfeld im Gleichgewicht befindet und dass die Wassergeschwindigkeit annähernd der Gleichgewichtsgeschwindigkeit entspricht, da sonst α überschätzt wird (vgl. Kapitel 7.3.2).

Abbildung 7.29 zeigt die Ergebnisse der Schubspannungsgeschwindigkeit der Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Es wurde die Gleichgewichts-

f [Hz]	u_{Wind} [m/s]	α	K [10^{-4} cm^{-1}]	$\overline{\eta^2}$ [cm^2]	u_∞ [cm/s]	$u_{s,w}$ [cm/s]
3,0	$0,76 \pm 0,02$	$1,10 \pm 0,41$	$2,43 \pm 0,38$	–	$0,39 \pm 0,10$	$0,09 \pm 0,03$
3,5	$0,98 \pm 0,01$	$1,03 \pm 0,12$	$2,80 \pm 0,14$	$< 2,50 \cdot 10^{-3}$	$0,71 \pm 0,10$	$0,13 \pm 0,02$
4,0	$1,13 \pm 0,01$	$1,04 \pm 0,09$	$4,45 \pm 0,33$	$< 2,50 \cdot 10^{-3}$	$0,75 \pm 0,07$	$0,13 \pm 0,02$
4,5	–	$1,02 \pm 0,07$	$1,89 \pm 0,18$	–	$0,96 \pm 0,10$	$0,17 \pm 0,02$
5,0	$1,52 \pm 0,02$	$1,02 \pm 0,03$	$1,90 \pm 0,16$	$(1,07 \pm 0,01) \cdot 10^{-2}$	$1,19 \pm 0,07$	$0,20 \pm 0,01$
5,5	–	$1,01 \pm 0,03$	$2,16 \pm 0,20$	–	$1,47 \pm 0,10$	$0,23 \pm 0,02$
6,0	$1,86 \pm 0,02$	$1,01 \pm 0,02$	$1,85 \pm 0,12$	$(2,19 \pm 0,22) \cdot 10^{-2}$	$1,75 \pm 0,10$	$0,26 \pm 0,02$
7,0	$2,16 \pm 0,01$	$1,01 \pm 0,01$	$1,86 \pm 0,07$	$(3,85 \pm 0,20) \cdot 10^{-2}$	$2,16 \pm 0,06$	$0,31 \pm 0,01$
8,0	$2,51 \pm 0,02$	$1,01 \pm 0,01$	$1,89 \pm 0,06$	$(6,23 \pm 0,35) \cdot 10^{-2}$	$2,67 \pm 0,07$	$0,37 \pm 0,02$
9,0	$2,79 \pm 0,02$	$1,01 \pm 0,00$	$1,93 \pm 0,07$	$(8,74 \pm 0,44) \cdot 10^{-2}$	$3,00 \pm 0,06$	$0,40 \pm 0,02$
10,0	$3,29 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,01$	$1,79 \pm 0,12$	$(2,08 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$3,35 \pm 0,10$	$0,44 \pm 0,03$
12,0	$3,88 \pm 0,03$	$1,01 \pm 0,00$	$1,84 \pm 0,07$	$(5,43 \pm 0,36) \cdot 10^{-1}$	$4,22 \pm 0,07$	$0,53 \pm 0,02$
14,0	$4,58 \pm 0,05$	$1,01 \pm 0,01$	$1,51 \pm 0,08$	$(1,22 \pm 0,08) \cdot 10^0$	$5,35 \pm 0,10$	$0,64 \pm 0,04$
16,0	$5,08 \pm 0,04$	$1,02 \pm 0,01$	$1,39 \pm 0,07$	$(2,01 \pm 0,09) \cdot 10^0$	$6,30 \pm 0,07$	$0,74 \pm 0,04$
18,0	$5,69 \pm 0,04$	$1,03 \pm 0,01$	$1,17 \pm 0,07$	$(4,02 \pm 0,08) \cdot 10^0$	$7,66 \pm 0,07$	$0,87 \pm 0,05$
20,0	$6,29 \pm 0,09$	$1,10 \pm 0,06$	$1,23 \pm 0,07$	$(6,44 \pm 0,53) \cdot 10^0$	$9,21 \pm 0,10$	$1,04 \pm 0,08$
22,0	$6,72 \pm 0,05$	$1,08 \pm 0,05$	$1,17 \pm 0,07$	$(8,71 \pm 0,49) \cdot 10^0$	$10,78 \pm 0,06$	$1,19 \pm 0,05$
24,0	$7,26 \pm 0,12$	$1,21 \pm 0,14$	$1,33 \pm 0,18$	$(1,16 \pm 0,10) \cdot 10^1$	$11,52 \pm 0,11$	$1,30 \pm 0,09$
25,0	$7,54 \pm 0,14$	$1,27 \pm 0,22$	$1,15 \pm 0,23$	$(1,49 \pm 0,15) \cdot 10^1$	$12,58 \pm 0,15$	$1,46 \pm 0,10$
26,0	$7,75 \pm 0,14$	$1,25 \pm 0,13$	$1,18 \pm 0,14$	$(1,47 \pm 0,12) \cdot 10^1$	$12,97 \pm 0,11$	$1,46 \pm 0,10$
29,0	$8,47 \pm 0,09$	$1,18 \pm 0,08$	$1,02 \pm 0,11$	$(1,99 \pm 0,09) \cdot 10^1$	$16,35 \pm 0,07$	$1,77 \pm 0,10$
32,0	$9,05 \pm 0,21$	$1,33 \pm 0,19$	$0,94 \pm 0,14$	$(2,64 \pm 0,17) \cdot 10^1$	$18,10 \pm 0,14$	$1,94 \pm 0,14$
36,0	$9,74 \pm 0,25$	$1,49 \pm 0,16$	$1,41 \pm 0,25$	$(4,68 \pm 0,21) \cdot 10^1$	$21,52 \pm 0,13$	$2,40 \pm 0,16$

Tabelle 7.3: Zusammenfassung der Messwerte für sauberes Wasser. Gezeigt sind die Mittelwerte aller Messungen der jeweiligen Ansteuerungsfrequenzen. Die Fehler wurden gemäß Gauß'scher Fehlerfortpflanzung bestimmt.

geschwindigkeit und der Wellenfaktor in die Parametrisierung für den Reibungskoeffizienten eingesetzt und damit die Schubspannung ermittelt. Diese ist abhängig von der Windgeschwindigkeit an den Referenzpunkten (vgl. Kapitel 4.1.2) dargestellt. Die Farben entsprechen den einzelnen Experimenten bei sauberem Wasser und unter Zugabe von 0,6 g und 3,0 g TritonX. Die eingezeichneten Fehlerbalken zeigen den Fehler, der aus den verwendeten Größen α , u_∞ und $K_\alpha(u_\infty)$ resultiert. Dieser wurde gemäß der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung berechnet.

Es zeigt sich ein kontinuierliches Ansteigen der Schubspannungsgeschwindigkeit mit der Windgeschwindigkeit für sauberes Wasser. Die Ergebnisse für die Messung mit der niedrigeren Konzentration des Oberflächenfilms liegen geringfügig darunter. Dies passt recht gut zu den in Abbildung 7.22 gezeigten mittleren quadratischen Wellenhöhen. Durch die Wellenunterdrückung (vgl. Kapitel 2.4) verringert sich die Schubspannung an der Wasseroberfläche. Dieser Effekt ist für die höhere TritonX-Konzentration noch deutlicher zu erkennen. Hier wurden die Wellen für die Windgeschwindigkeiten unter ca. 6 m/s vollständig unterdrückt, wodurch die deutlich reduzierten Schubspannungsgeschwindigkeiten in Abbildung 7.29 erklärt werden. Für höhere Windgeschwindigkeiten reißt der Oberflächenfilm auf und es entstehen Wellen. Diese bewirken ein Annähern der Schubspannung an die Werte für sauberes Wasser.

In Tabelle 7.3 ist ein Überblick über die Messergebnisse für sauberes Wasser gegeben. Für die einzelnen Ansteuerungsfrequenzen f wurden die Mittelwerte aller Experi-

mente für die Windgeschwindigkeit an den Referenzpunkten u_{Wind} , den Wellenfaktor α , den Reibungskoeffizienten $K(\Omega)$, die mittlere quadratische Wellenhöhe $\overline{\eta^2}$, die Wassergeschwindigkeit im Gleichgewicht u_∞ und die wasserseitige Schubspannungsgeschwindigkeit $u_{*,w}$ berechnet. Die angegebene Fehler beschreibt den Fehler dieses Mittelwertes gemäß Gauß'scher Fehlerfortpflanzung. Dies hat zur Folge, dass die Werte für Ansteuerungsgeschwindigkeiten mit einer größeren Anzahl an Experimenten verhältnismäßig kleinere Fehler aufweisen. Für die Berechnung der dargestellten Schubspannungsgeschwindigkeiten wurde die Parametrisierung für den Reibungskoeffizienten gemäß Gleichung (7.5) und (7.7) verwendet. Die Tabellen 7.4 und 7.5 geben den entsprechenden Überblick über die Ergebnisse der Messungen mit den zwei Konzentrationen der Oberflächenaktiven Substanz TritonX.

f [Hz]	u_{Wind} [m/s]	α	K [10^{-4} cm^{-1}]	$\overline{\eta^2}$ [cm^2]	u_∞ [cm/s]	$u_{*,w}$ [cm/s]
5,0	–	$1,02 \pm 0,01$	$5,25 \pm 0,68$	$(9,01 \pm 1,12) \cdot 10^{-3}$	$1,03 \pm 0,10$	$0,17 \pm 0,02$
6,0	–	$1,01 \pm 0,00$	$1,79 \pm 0,19$	–	$1,62 \pm 0,10$	$0,24 \pm 0,02$
7,0	–	$1,01 \pm 0,00$	$2,18 \pm 0,12$	$(2,50 \pm 0,29) \cdot 10^{-2}$	$1,86 \pm 0,10$	$0,28 \pm 0,02$
9,0	$2,72 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,00$	$2,47 \pm 0,17$	$(5,99 \pm 0,51) \cdot 10^{-2}$	$2,67 \pm 0,10$	$0,36 \pm 0,02$
12,0	$3,89 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,00$	$1,96 \pm 0,10$	$(2,34 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$3,80 \pm 0,10$	$0,49 \pm 0,03$
16,0	$5,11 \pm 0,06$	$1,02 \pm 0,01$	$1,56 \pm 0,11$	$(1,44 \pm 0,10) \cdot 10^0$	$5,77 \pm 0,10$	$0,68 \pm 0,05$
22,0	$6,71 \pm 0,07$	$1,15 \pm 0,07$	$1,24 \pm 0,70$	$(6,92 \pm 0,45) \cdot 10^0$	$9,88 \pm 0,07$	$1,12 \pm 0,06$
29,0	$8,45 \pm 0,16$	$1,30 \pm 0,16$	$0,90 \pm 0,14$	$(1,78 \pm 0,16) \cdot 10^1$	$15,36 \pm 0,11$	$1,70 \pm 0,12$

Tabelle 7.4: Zusammenfassung der Messergebnisse mit 0,6 g (0,033 mg/l) TritonX-100. Gezeigt sind die Mittelwerte aller Messungen der jeweiligen Ansteuerungsfrequenzen. Die Fehler wurden gemäß Gauß'scher Fehlerfortpflanzung bestimmt.

f [Hz]	u_{Wind} [m/s]	α	K [10^{-4} cm^{-1}]	$\overline{\eta^2}$ [cm^2]	u_∞ [cm/s]	$u_{*,w}$ [cm/s]
5,0	–	$1,04 \pm 0,02$	$5,24 \pm 0,68$	$< 2,50 \cdot 10^{-3}$	$0,65 \pm 0,10$	$0,12 \pm 0,02$
7,0	–	$1,01 \pm 0,01$	$4,29 \pm 0,38$	$< 2,50 \cdot 10^{-3}$	$1,21 \pm 0,10$	$0,20 \pm 0,02$
9,0	$2,82 \pm 0,03$	$1,01 \pm 0,00$	$2,08 \pm 0,14$	$< 2,50 \cdot 10^{-3}$	$2,04 \pm 0,10$	$0,30 \pm 0,02$
12,0	$3,92 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,00$	$1,96 \pm 0,12$	$< 2,50 \cdot 10^{-3}$	$2,96 \pm 0,10$	$0,40 \pm 0,03$
16,0	$5,27 \pm 0,05$	$1,00 \pm 0,00$	$1,99 \pm 0,20$	$< 2,50 \cdot 10^{-3}$	$4,17 \pm 0,10$	$0,52 \pm 0,03$
22,0	$6,85 \pm 0,09$	$1,09 \pm 0,07$	$1,02 \pm 0,09$	$(4,75 \pm 0,34) \cdot 10^0$	$8,38 \pm 0,10$	$0,94 \pm 0,07$
29,0	$8,49 \pm 0,17$	$1,31 \pm 0,19$	$1,00 \pm 0,16$	$(1,63 \pm 0,17) \cdot 10^1$	$14,31 \pm 0,12$	$1,62 \pm 0,11$

Tabelle 7.5: Zusammenfassung der Messergebnisse mit 3,0 g (0,167 mg/l) TritonX-100. Gezeigt sind die Mittelwerte aller Messungen der jeweiligen Ansteuerungsfrequenzen. Die Fehler wurden gemäß Gauß'scher Fehlerfortpflanzung bestimmt.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im folgenden Kapitel werden die in dieser Arbeit verwendeten Methoden zusammengefasst sowie die Ergebnisse diskutiert. Da die Untersuchung der Strömungsverhältnisse im Aeolotron nicht vollständig abgeschlossen ist, wird abschließend ein Forschungsausblick gegeben und Optimierungsmöglichkeiten bezüglich der Messmethoden erläutert.

8.1 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung und Charakterisierung der luft- und wasserseitigen Strömungsverhältnisse im Heidelberger Aeolotron, einem ringförmigen Wind-Wellen-Kanal (vgl. Kapitel 4.1). Durch die ringförmige Geometrie ist es möglich, den Impulstransport aus der Luft ins Wasser mittels einer in dieser Studie erweiterten Impulsbilanzmethode zu messen (vgl. Kapitel 3.2). Die Strömungen in der Luft und im Wasser, die von denen eines linearen Kanals stark abweichen, wurden durch Geschwindigkeitsmessungen mit einem Pitotrohr (vgl. Kapitel 4.2) bzw. mit einer akustischen Strömungsmesssonde (vgl. Kapitel 4.3) untersucht und charakterisiert. Zusätzlich wurden mittels eines optischen Systems aus Laser und Kamera die Wellenhöhen bestimmt (vgl. Kapitel 4.1.5).

Zunächst wurde die Windgeschwindigkeit in tangentialer Richtung erstmalig im gesamten Luftraum vermessen (vgl. Kapitel 5.1). Dafür wurde das Pitotrohr an einer im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Verschiebeeinheit befestigt. Die Resultate sind insgesamt zehn Querschnitte des Geschwindigkeitsfeldes orthogonal zur tangentialen Richtung bei jeweils zwei verschiedenen Referenzwindgeschwindigkeiten (vgl. Kapitel 7.1.1). Dadurch konnte ein spiralförmiger Luftstrom nachgewiesen werden, der durch den Windantrieb erzeugt wird. Direkt hinter den Axialventilatoren treten Bereiche mit stark erhöhten Geschwindigkeiten auf. Diese bewegen sich an der äußeren Kanalwand nach unten zur Wasseroberfläche, wo sie sich dann zur Kanalinnenwand verlagern und allmählich auflösen. Die durch den Windantrieb und die Kanalgeometrie verursachte Sekundärströmung bewirkt lokale Unterschiede der windinduzierten Schubspannung an der Wasseroberfläche.

Durch die Geschwindigkeitsverteilung direkt über der Wasseroberfläche konnten diese Abweichungen auf ca. 20% abgeschätzt werden (vgl. Kapitel 7.1.3). Dies sollte bei allen im Aeolotron durchgeführten lokalen und globalen Messungen beachtet werden. Die Form der gemessenen Windprofile kann nicht durch die vereinfachte Beschreibung einer Wandgrenzschicht (vgl. Kapitel 2.2) beschrieben werden, wodurch eine direkte Bestimmung der lokalen Schubspannungsgeschwindigkeit mit der hier verwendeten Messmethode nicht möglich ist. Anzumerken ist an dieser Stelle, dass die gemessenen Windfelder unter Zugabe eines Oberflächenfilms gemessen wurden. Es lässt sich jedoch annehmen, dass sich das Windfeld mit Wellen nur geringfügig von dem ohne Wellen unterscheidet, was eine Messung mit Wellen an einer Position bestätigte (vgl. Kapitel 7.1.2).

Ein weiterer Teil dieser Arbeit stellt die Untersuchung des Geschwindigkeitsfeldes im Wasser mit einer dreidimensionalen Strömungsmesssonde dar. Dazu wurde zum einen ein Geschwindigkeitsfeld quer zur Hauptströmungsrichtung mit und ohne Wellen gemessen (vgl. Kapitel 5.2.1 und 5.2.2). Die Resultate sind dreidimensionale Wassergeschwindigkeiten in einem Querschnitt der oberen zwei Drittel des Wasserkörpers (vgl. Kapitel

7.2.1). Die Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in tangentialer Richtung zeigt erhöhte Geschwindigkeiten an der Außenwand auf. Auch im Wasser konnte eine ausgeprägte Sekundärströmung nachgewiesen werden, welche durch die ringförmige Geometrie erklärbar ist. In einem weiteren Experiment wurde der Verlauf der Randgeschwindigkeiten nach Abschalten des Windes gemessen (vgl. Kapitel 5.2.3). Über das Verhältnis von Geschwindigkeit in der Mitte und Randgeschwindigkeit konnte gezeigt werden, dass sich das Strömungsfeld mit der Windgeschwindigkeit ändert (vgl. Kapitel 7.2.3).

Desweiteren wurde im Rahmen dieser Arbeit die windinduzierte Schubspannung mit Hilfe der Impulsbilanzmethode bestimmt. Dabei wurde an frühere Arbeiten (Bopp (2011) und Nielsen (2004)) angeknüpft, bei denen die Impulsbilanzmethode bereits im Aeolotron angewendet wurde. Die Annahmen für die Impulsbilanz konnten in dieser Arbeit allgemeiner formuliert werden und es werden Lösungen für den instationären Fall präsentiert (vgl. Kapitel 3.2).

Für die Bestimmung der kanalspezifischen Wasserreibung, die in die Impulsbilanz eingeht, wurde eine Reihe von systematischen Experimenten durchgeführt, wodurch der volle Bereich der einstellbaren Windgeschwindigkeiten abgedeckt werden konnte. Zusätzlich wurde der Einfluss von zwei verschiedenen Konzentrationen der oberflächenaktiven Substanz TritonX untersucht. Für jedes dieser Experimente wurde der Wasserkörper durch den Wind beschleunigt oder abgebremst (vgl. Kapitel 5.3) und anhand des zeitlichen Geschwindigkeitsverlaufes nahe dem Gleichgewichtszustand wurde ein Reibungskoeffizient bestimmt (vgl. Kapitel 6.3.3). Dafür wurde die Lösung für den instationären Fall verwendet. Es konnte gezeigt werden, dass der Reibungskoeffizient von der Wassergeschwindigkeit im Gleichgewicht und von der Wellenbewegung abhängt (vgl. Kapitel 7.4.1). Für sehr geringe Wassergeschwindigkeiten traten große Streuungen auf. Dies ist zum einen auf die begrenzte Messgenauigkeit der verwendeten Strömungsmesssonde zurückzuführen (vgl. Kapitel 6.3.1). Zum anderen könnten aber auch anfänglich bestehende Strömungen oder das Umschlagen von laminarer zu turbulenter Strömung für diese Abweichungen verantwortlich sein.

Anhand dieser Experimente wurde der Reibungskoeffizient für das Heidelberger Aeolotron parametrisiert (vgl. Kapitel 7.4.1). Als Parameter wurde die Wassergeschwindigkeit im Gleichgewicht, sowie ein in dieser Arbeit eingeführter Wellenfaktor (Gleichung (3.17)) verwendet. Die experimentell bestimmte Wandreibung ist höher als die durch ein theoretisches Modell erwartete (vgl. Kapitel 3.2.4). Diese Differenz konnte mit Hilfe der gemessenen Strömungsfelder durch die erhöhte äußere Randgeschwindigkeit erklärt werden. Mit der bestimmten Wandreibung des Wassers und der Wassergeschwindigkeit im Gleichgewicht ließ sich über die Impulsbilanz die Schubspannungsgeschwindigkeit ermitteln. So konnte für jedes Experiment die globale windinduzierte Schubspannungsgeschwindigkeit abhängig von der Windgeschwindigkeit ermittelt werden (vgl. Kapitel 7.4.2). Die Reduktion der Schubspannung durch den Oberflächenfilm konnte gezeigt werden und mit Hilfe der gleichzeitigen Messung der Wellenhöhe wurde die Abhängigkeit der Schubspannung von der mittleren quadratischen Wellenhöhe verdeutlicht.

Insgesamt wurden die für diese Arbeit gesetzten Ziele erreicht. Die Strömungsverhältnisse im Wasser sowie in der Luft des Heidelberger Aeolotron konnten gemessen und erklärt werden. Im Vergleich zu vorigen Arbeiten konnten Ungenauigkeiten bei Messungen der windinduzierten Schubspannung reduziert werden.

8.2 Ausblick

Durch die angewendeten Messtechniken konnten gewisse Aspekte bisher nicht untersucht werden. Im Folgenden werden einige Möglichkeiten für weitere Untersuchungen vorgeschlagen.

Zunächst soll auf die Untersuchung der luftseitigen Strömung eingegangen werden. Während eine genauere Kenntnis des gesamten oberen Strömungsfeldes für den Gas- und Impulsaustausch unwesentlich ist, sind die Bereiche nahe der Wasseroberfläche von großer Bedeutung. Mit Hilfe eines optischen Messsystems, wie zum Beispiel Particle-Imaging-Velocimetry (PIV), kann die Geschwindigkeit direkt über der wellenbewegten Wasseroberfläche gemessen werden und damit die Schubspannung lokal bestimmt werden. Darüber hinaus gibt eine zeitliche Auflösung der Turbulenzen Aufschluss über die turbulente Diffusionskonstante, welche für den Gasaustausch von Bedeutung ist.

Durch PIV-Messungen im Wasser könnte auch die lokale Schubspannung über die andere Seite der Grenzschicht bestimmt werden. Auch hier sind die Turbulenzstrukturen für den Gastransport im Wasser bedeutend. Hier kommt ein weiterer Effekt der Oberflächenerneuerung hinzu. Durch hoch aufgelöste Geschwindigkeitsmessungen nahe der Phasengrenze können Turbulenzen sowie Oberflächenerneuerungsereignisse qualitativ und quantitativ untersucht werden.

Auch für weitere Untersuchungen der Impulsbilanz im Wasser sind PIV-Messungen hilfreich. Zum einen können Geschwindigkeitsprofile in der Wandgrenzschicht genauere Auskunft über die lokale Wandreibung und den Einfluss einer Wellenbewegung auf diese geben. Zum anderen kann mit genaueren Messungen bei sehr geringen Geschwindigkeiten ein möglicher Umschlagpunkt zwischen laminarer und turbulenter Strömung untersucht werden. Eventuell zu Anfang bestehende Strömungen, die das An- bzw. Abklingverhalten des Wasserkörpers beeinflussen, können verifiziert oder ausgeschlossen werden.

Literaturverzeichnis

- W. Alpers. The damping of ocean waves by surface films: A new look at an old problem. *Journal of Geophysical Research*, 94(C5):6251–6265, 1989.
- M. Bopp. *Messung der Schubspannungsgeschwindigkeit am Heidelberger Aeolotron mittels der Impulsbilanzmethode*. Bachelorarbeit, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2011.
- E. L. Deacon. Gas transfer to and across an air-water interface. *Tellus*, 29:363–374, 1977. doi: 10.1111/j.2153-3490.1977.tb00746.x.
- F. Durst. *Grundlagen der Strömungsmechanik*. Springer, 2006.
- F. Friedl. *Investigating the Transfer of Oxygen at the Wavy Air-Water Interface under Wind-Induced Turbulence*. Dissertation, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2013.
- C. S. Garbe, A. Rutgersson, J. Boutin, B. Delille, C. W. Fairall, N. Gruber, J. Hare, D. Ho, M. Johnson, G. de Leeuw, P. Nightingale, H. Pettersson, J. Piskozub, E. Sahlee, W. Tsai, B. Ward, D. K. Woolf und C. Zappa. Transfer across the air-sea interface. In P. S. Liss und M. T. Johnson, editors, *Ocean-Atmosphere Interactions of Gases and Particles*, pages 55–112. Springer, 2014. doi: 10.1007/978-3-642-25643-1_2.
- H. Hühnerfuss, W. Walter, P. Lange und W. Alpers. Attenuation of wind waves by monomolecular sea slicks and the Marangoni effect. *Journal of Geophysical Research*, 92: 3961–3963, 1987.
- J. O. Hinze. *Turbulence*. McGraw-Hill series in mechanical engineering. McGraw-Hill, New York, 2nd edition, 1975.
- D. T. Ho, R. Wanninkhof, P. Schlosser, D. S. Ullman, D. Hebert und K. F. Sullivan. Toward a universal relationship between wind speed and gas exchange: Gas transfer velocities measured with $^3\text{He}/\text{SF}_6$ during the southern ocean gas exchange experiment. *Journal of Geophysical Research*, 116, 2011. doi: 10.1029/2010JC006854.
- J. Horn. *Hochaufgelöste optische Wellenhöhenmessung am Aeolotron mit Laser-induzierter Fluoreszenz*. Bachelorarbeit, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2013.
- J. Ilmberger. *Impulsübertrag und Strömungsverhältnisse in einem runden Wind-Wasser Kanal*. Diplomarbeit, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 1980.
- IPCC. *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 2013.
- P. Janssen. *The Interaction of Ocean Waves and Wind*. Cambridge Univ Press, 2004. doi: 10.2277/0521465400.

- B. Jähne. Air-sea gas exchange. In J. H. Steele, K. K. Turekian und S. A. Thorpe, editors, *Encyclopedia Ocean Sciences*, pages 3434–3444. Elsevier, 2009. doi: 10.1016/B978-012374473-9.00642-1. invited.
- A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in compressible turbulence for very large Reynolds numbers. *Compt.Rend.Akad.Nauk SSSR*, 30:301, 1941.
- K. E. Krall. *Laboratory Investigations of Air-Sea Gas Transfer under a Wide Range of Water Surface Conditions*. Dissertation, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2013.
- C. Kräuter. *Aufteilung des Transferwiderstands zwischen Luft und Wasser beim Austausch flüchtiger Substanzen mittlerer Löslichkeit zwischen Ozean und Atmosphäre*. Diplomarbeit, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2011.
- P. K. Kundu, I. M. Cohan und D. R. Dowling. *Fluids Mechanics*. Academic Press, imprint of Elsevier, 2012.
- C. B. Lang und N. Pucker. *Mathematische Methoden in der Physik*. Spektrum Akademischer Verlag, 2005.
- P. S. Liss und M. T. Johnson, editors. *Ocean-Atmosphere Interactions of Gases and Particles*. Springer, 2014. doi: 10.1007/978-3-642-25643-1.
- X. Liu, J. H. Duncan, G. M. Korenowski und J. S. Kelly. A laboratory study of longitudinal waves in surfactant films in a water wave tank. *Journal of Geophysical Research (Oceans)*, 112:C06005, 2007. doi: 10.1029/2006JC003867.
- E. Lucassen-Reynders und J. Lucassen. Properties of capillary waves. *Adv. Colloid Interfac.*, 2:347–395, 1969.
- D. Meschede. *Gerthsen-Physik*. Springer, 2010.
- R. Nielsen. *Gasaustausch - Entwicklung und Ergebnis eines schnellen Massenbilanzverfahrens zur Messung der Austauschparameter*. Dissertation, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2004.
- M. Oberlack. A unified approach for symmetries in plane parallel turbulent shear flows. *Journal Fluid Mechanics*, 427:299–328, 2001.
- G. F. Oweis, E. S. Windel, J. M. Cutbrith, S. L. Ceccio, M. Perlin und D. R. Dowling. The mean velocity profile of a smooth-flat-plate turbulent boundary layer at high reynolds number. *Journal Fluid Mechanics*, 665:357–381, 2010.
- L. Prandtl. *Strömungslehre*. Vieweg, 1960.
- M. Raffel, C. E. Willert, S. T. Wereley und J. Kompenhans. *Partikel Image Velocimetry, A Practical Guide*. Springer, 2007.
-

-
- S. Reith. (*in Arbeit*). Masterarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg, 2014.
- W. Roedel. *Physik unserer Umwelt: die Atmosphäre*. Springer, 2000.
- H. Schlichting und K. Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. Springer, 2006.
- J. H. Spurk. *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*. Springer, 1996.
- Y. Troitskaya, D. Sergeev, A. Kandaurov, G. Baidakov, M. Vdovin und V. Kazakov. Laboratory and theoretical modelling of air-sea momentum transfer under severe wind conditions. *Journal of Geophysical Research*, 117:C00J21, 2012. doi: 10.1029/2011JC007778.
- R. Wanninkhof, W. E. Asher, D. T. Ho, C. Sweeney und W. R. McGillis. Advances in quantifying air-sea gas exchange and environmental forcing. *Annu. Rev. Mar. Sci.*, 1: 213–244, 2009. doi: 10.1146/annurev.marine.010908.163742.
- F. M. White. *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill, Inc., 2006.
-

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den (1.4.2014)

.....
