

**Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit im Studiengang Physik
eingereicht von

Sebastian Leyer

geboren in Heidelberg, Deutschland

2023

Untersuchung der Scherströmung in der wasserseitigen viskosen Grenzschicht mit Hilfe von aktiver Thermographie

Diese Bachelorarbeit wurde von Sebastian Leyer am
Institut für Umweltphysik (IUP) in Heidelberg
unter Betreuung von Prof. Bernd Jähne verfasst

Zusammenfassung

Am Heidelberger Aeolotron, einem ringförmigen Wind-Wellenkanal, wurden mit aktiver Thermographie für einen Windgeschwindigkeitsbereich zwischen 2,1 und 5,5 m/s systematische Messungen durchgeführt, um die Geschwindigkeiten des Wasserkörpers und der Wasseroberfläche sowie die Geschwindigkeitsscherung in der viskosen Grenzschicht zu untersuchen. Mit einem Erbium-Faserlaser wurden dazu dünne Linien senkrecht zur Strömungsrichtung auf der Wasseroberfläche erhitzt, deren Entwicklung mit einer Wärmebildkamera beobachtet wurde. Aus der Verschiebung der Linienpositionen konnte direkt die Oberflächengeschwindigkeit bestimmt werden, die bei windstillen Bedingungen auch der mittleren Wasserkörpergeschwindigkeit entspricht. Aus der zeitlichen Entwicklung der Linienbreiten ergab sich bei windstillen Bedingungen die Wärmediffusionskonstante für Wasser, sowie bei windinduzierter Schubspannung die Geschwindigkeitsscherung in der viskosen Grenzschicht. Vergleichswerte für die Geschwindigkeitsscherung konnten durch einen gezielten Messablauf außerdem mit der Impulsbilanzmethode direkt aus den Oberflächengeschwindigkeiten gewonnen werden. Um die Auswertung einfacher zu gestalten, wurde ein unlöslicher Film aus Hexadecanol auf die Wasseroberfläche aufgebracht, der die Wellenbildung unterdrückt.

Abstract

Systematic measurements of surface velocity, bulk water velocity and velocity shear in the viscous boundary layer of a wind-driven water body were carried out using active thermography at the Aeolotron, a ring-shaped wind-wavetank at the Heidelberg institute of environmental physics, covering a wind speed range from 2.1 to 5.5 m/s. For this purpose, thin lines perpendicular to the direction of water flow were heated onto the water surface using an erbium fiber laser and were observed using a thermal imaging camera. The surface velocity could be determined directly from the temporal shift of line positions. Under calm wind conditions, the surface velocity also corresponds to the mean water body velocity. The temporal evolution of line widths allowed to determine the heat diffusivity in water at non-wind-driven conditions and the velocity shear at wind-driven conditions. Comparative values for the velocity shear could be obtained directly from the measured surface velocities using the momentum balance method. To simplify the evaluation, an insoluble film of hexadecanol was applied to the water surface to suppress wave formation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Grenzschicht und Geschwindigkeitsprofil	3
2.2	Fluidynamik	5
2.2.1	Kontinuitätsgleichung	5
2.2.2	Bernoulli-Gleichung	5
2.2.3	Diffusion von Wärme und Teilchen: Die Fickschen Gesetze	6
2.3	Die Gasaustauschrate	6
2.4	Wirkungsweise von Oberflächenfilmen	7
2.4.1	Wellengleichung	7
2.4.2	Oberflächenfilme	10
2.5	Strahlung und Wärmetransport	10
2.5.1	Advektion	11
2.5.2	Diffusion	11
2.5.3	Strahlungstransport	11
3	Methodik	15
3.1	Prinzip der aktiven Thermographie	15
3.2	Bisherige Ansätze und Ergebnisse	16
3.3	Ziel dieser Arbeit	19
4	Experiment	21
4.1	Das Aeolotron	21
4.2	Umgebungsvariablen	22
4.3	Messaufbau	23
4.4	Geräte und Funktionsweisen	24
4.4.1	Infrarotkamera	24
4.4.2	NIR-Faserlaser	25
4.5	Messungen und Ablauf	27
5	Datenauswertung	29
5.1	Bearbeitung der Rohdateien	29

5.1.1	Komprimierung	29
5.1.2	Perspektivische Korrektur	30
5.2	Linienanalyse	31
5.2.1	Datenreduktion: Erstellung von xt-Bildern	32
5.2.2	Linien-detektion mittels Orientierungsanalyse	32
5.2.3	Geschwindigkeitsbestimmung	33
5.2.4	Auswertung der Linienbreiten	37
6	Ergebnisse und Diskussion	41
6.1	Geschwindigkeitsbestimmung	41
6.2	Linienbreitenanalyse - Diffusionskonstante	43
6.3	Linienbreitenanalyse - Schubspannung	44
6.4	Vergleich der bestimmten Schubspannungen beider Methoden	46
6.5	Bestimmung des β -Koeffizient der Gasaustauschrate	46
7	Zusammenfassung und Ausblick	49
	Anhang	52
A	Diagramme	52
A.1	Geschwindigkeitsverläufe bei abklingendem Wind	52
A.2	Linienverbreiterungen bei windstillen Bedingungen	56
A.3	Integral der gefitteten Linien bei windstillen Bedingungen	60
A.4	Entwicklung der Linienbreiten bei vorhandener Scherströmung	64
A.5	Integral der gefitteten Linien bei ausgeprägter Scherströmung	68
B	Selbstständigkeitserklärung	72
	Literaturverzeichnis	73
	Abbildungsverzeichnis	75

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Der Einfluss von industriell erzeugten Treibhausgasen, allen voran CO_2 , auf den Klimawandel ist unbestritten. Es ist daher enorm wichtig zu verstehen, wo die ausgestoßenen Treibhausgase verbleiben und wie sie sich dort auf das Klima auswirken können. Nach Gruber u. a., 2019 liegt der Anteil des vom Ozean aufgenommenen anthropogen erzeugten CO_2 bei über 30%. Insofern ist es für die weitere Einschätzung der Treibhausgasproblematik durchaus relevant zu verstehen, was den Austauschprozess zwischen Atmosphäre und Ozean ausmacht.

Dem Gasaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre zugrunde liegen die Abläufe in den Grenzschichten, also jenen dünnen Schichten, die direkt am Übergang zwischen den beiden Fluiden liegen. In dieser Arbeit soll hierbei vor allem die wasserseitige Grenzschicht betrachtet werden. Sie erstreckt sich bis zu einer Tiefe zwischen 250 und 3000 μm (Kunz und B. Jähne, 2018). In der Grenzschicht findet sämtlicher Austausch nahezu ausschließlich über Diffusion statt. Daher sind verschiedene Grenzschichten für unterschiedliche Größen definiert: Die viskose Grenzschicht betrifft Impulsübertrag, die Wärmegrenzschicht den Wärmetransport und die Massengrenzschicht den Teilchenaustausch beziehungsweise Transport von Konzentrationen. Die Dicke der wasserseitigen Grenzschicht verringert sich mit der Höhe der windinduzierten Schubspannung auf der Wasseroberfläche (B. Jähne, 2012).

Die Messung von Geschwindigkeiten, Temperaturen und Gaskonzentrationen in der wasserseitigen Grenzschicht lassen sich am besten unter kontrollierten Laborbedingungen in einem Wind-Wellenkanal durchführen. Hier gibt es im Wesentlichen zwei Bauformen: lineare und ringförmige Kanäle. Bei linearen Kanälen ist die Länge, über die der Wind auf das Wasser einwirken kann begrenzt. Ringförmige Wind-Wellenkanäle wie das Heidelberger Aeolotron zeichnen sich durch den Vorteil aus, dass der Wind im Kreis läuft und somit den Wasserkörper immer weiter antreiben kann, bis sich Gleichgewichtsbedingungen eingestellt haben. So lassen sich die Gegebenheiten auf dem offenen Ozean deutlich besser nachstellen (Krall, 2013).

Zur Bestimmung der Schubspannung unter Laborbedingungen gibt es verschiedene Methoden. Zum Einen kann aus einer Vermessung des logarithmischen Windprofils auf die Schubspannung geschlossen werden (Charnock, 1955). Allerdings ist diese Methode im Heidelberger Aeolotron nicht anwendbar, da aufgrund von sekundären Luftströmungen in ringförmigen Wind-Wellenkanälen grundsätzlich

kein logarithmisches Windprofil vorliegt (Bopp, 2014). Eine weitere Methode zur Abschätzung der Schubspannung, die nur in ringförmigen Kanälen einsetzbar ist, ist die Aufstellung einer Impulsbilanz für das Wasser. Hierfür muss die Geschwindigkeit des Wasserkörpers bestimmt werden. Zentral für diese Methode ist die Quantifizierung von Energie- und daher Geschwindigkeitsverlusten durch Reibung an den Kanalflächen, jedoch auch im Wasserkörper selbst, die für jede Änderung der Messbedingungen (Wellenfeld, Windgeschwindigkeiten, Wasserhöhe) unterschiedlich sind und in der Regel mit großem Aufwand vermessen werden müssen (Bopp, 2014).

Eine weitaus vielseitiger einsetzbare Methode, mit der die Geschwindigkeiten und Vorgänge an der Wasseroberfläche untersucht werden können, basiert auf aktiver Thermographie. Hierbei werden mit Hilfe eines Lasers und einer Wärmebildkamera dünne Linien auf der Wasseroberfläche erhitzt und beobachtet. So kann direkt die Geschwindigkeit der Wasseroberfläche gemessen werden und zusätzlich aus der Veränderung der Linienbreiten auf die Wärmediffusionskonstante und Geschwindigkeitsscherung geschlossen werden (Stewing, 2023) .

Bei der Arbeit unter Laborbedingungen versucht man grundsätzlich, möglichst viele Variablen festzusetzen und zu kontrollieren, um hinsichtlich einer Fragestellung genauere Ergebnisse zu erhalten. So ist es durchaus sinnvoll, zur Untersuchung der Oberflächengeschwindigkeiten mittels aktiver Thermografie auf Oberflächenfilme zurückzugreifen, die die Wellenbildung unterdrücken. Diese Filme werden in einer sehr dünnen (im Idealfall einmolekularen) Schicht auf die Wasseroberfläche aufgetragen. Aufgrund ihrer viskoelastischen Eigenschaften kommt es bei wellenbedingter Dehnung und Stauchung der Wasseroberfläche zu Reibungskräften, die der Wellenbildung entgegenwirken (Frew u. a., 1995). Vor allem bei niedrigen bis mittleren Windgeschwindigkeiten können Wellen auf diese Weise stark unterdrückt werden (Gade u. a., 1998) . Hierdurch wird die quantitative Analyse (Geschwindigkeitsbestimmung) deutlich präzisiert und auch die Beobachtungszeiten sind länger, da keine Störungen durch das Brechen von Wellen auftreten.

Ziel dieser Arbeit ist es, die zuvor durch Emmel, 2017, Voigt, 2021 und Stewing, 2023 am Heidelberger Aeolotron entwickelten Messmethoden und -aufbauten der aktiven Thermographie zu nutzen und als Erweiterung mit der Impulsbilanzmethode aus Bopp, 2014 zu verknüpfen. Mit den zuvor entwickelten Methoden im Bereich der aktiven Thermographie kann die Oberflächengeschwindigkeit sehr präzise bestimmt werden. Das ermöglicht bei einer Messung über den Abklingvorgang bei plötzlichem Ausschalten des Winds die simultane Bestimmung von Oberflächen- und Wasserkörpergeschwindigkeit ohne Sensorik, die direkt im Wasser sitzen muss. Einerseits kann die Schubspannung selbst, aber auch die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Oberfläche und Wasserkörper bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten bestimmt werden, was von Relevanz für die Gasaustauschrate ist.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Im zweiten Kapitel wird die Theorie behandelt, die den im Experiment beobachteten Effekten zugrunde liegt. Hierbei wird sich auf die zum Verständnis zwingend notwendigen Grundlagen beschränkt. Das Wissen aus den Physik-Grundvorlesungen (v.a. Elektrodynamik, klassische Mechanik) wird hierbei vorausgesetzt. Die detaillierte Anwendung der Theorie, wie sie später zur Auswertung genutzt wird findet sich überwiegend in Kapitel 3 beziehungsweise 3.2.

2.1 Grenzschicht und Geschwindigkeitsprofil

Sowohl Luft- als auch Wasserkörper lassen sich am Übergang zwischen den beiden Medien in bestimmte Schichten unterteilen, was in Abb. 2.1 dargestellt ist.

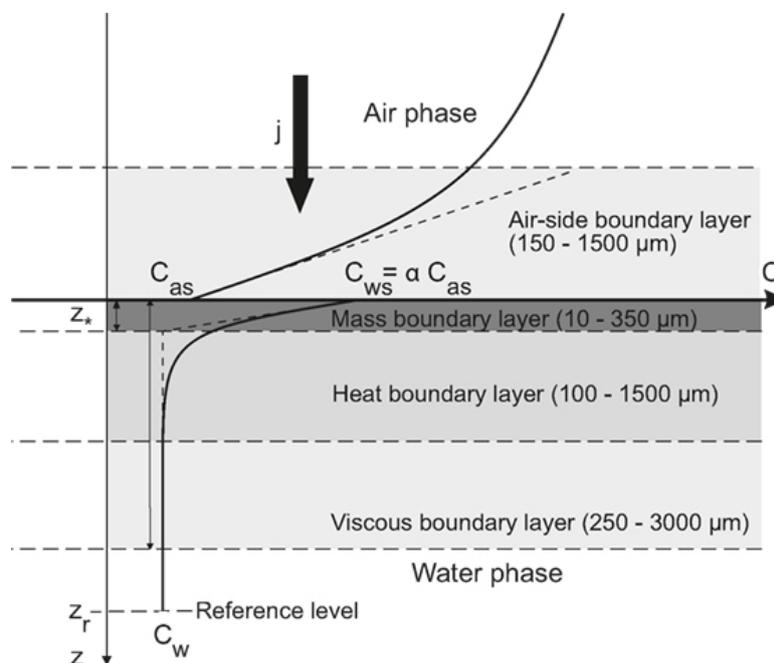


Abbildung 2.1: Darstellung der Grenzschichten auf Wasser- und Luftseite, aus (Kunz und B. Jähne, 2018)

Als Grenzschicht wird jener Bereich betrachtet, in dem der Austausch der beobachteten Größe vorwiegend nur noch über Diffusion erfolgen kann, da sämtliche turbulente Austauschprozesse durch

die Nähe zur Oberfläche eingeschränkt sind. Wie in Abb. 2.1 zu erkennen ist, bestehen auf Wasserseite drei verschieden dicke Grenzschichten. Die unterschiedlichen Tiefen korrespondieren zu den typischen Größenordnungen der Diffusionskonstanten der jeweiligen Größe (Masse/Konzentration, Wärme, Impuls/Geschwindigkeit). Beispielsweise ist die Diffusionskonstante für Impulsübertrag am höchsten, was sich in der Dicke der viskosen Grenzschicht widerspiegelt. Für den Gasaustausch besonders relevant ist hierbei die Massengrenzschicht, da sie den Flaschenhals für das Einbringen von Gasen in den Wasserkörper darstellt (Münnich u. a., 1978).

Herrscht auf der Luftseite der Oberfläche Wind, so übt dieser reibungsbedingt eine tangentielle Kraft auf die Wasseroberfläche aus. Es kommt zu einer Schubspannung, die einen Geschwindigkeitsgradienten innerhalb der viskosen Grenzschicht bewirkt. Unter stationären Bedingungen kommt es in der Grenzschicht vereinfacht dargestellt zu einer Couette-Strömung (Strömung zwischen zwei bewegten, parallelen Platten). Für dieses vereinfachte Problem kann die Navier-Stokes-Gleichung analytisch gelöst werden und man erhält einen linearen Geschwindigkeitsabfall in der viskosen Grenzschicht, wie in Abb 2.2 zu sehen ist.

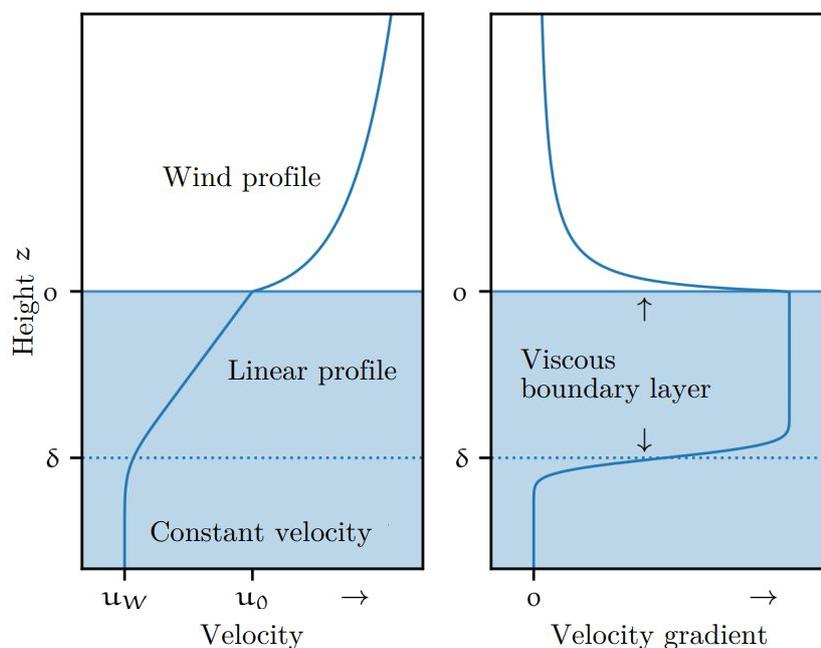


Abbildung 2.2: vereinfacht dargestellter Verlauf der Geschwindigkeit (links) und des Geschwindigkeitsgradienten (rechts) in der viskosen Grenzschicht, aus (Emmel, 2017)

Die Schubspannung $\tau_{xz\text{visc}}$ ist gegeben durch:

$$\tau_{xz\text{visc}} = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (2.1)$$

mit der dynamischen Viskosität μ , Strömungsgeschwindigkeit u und Tiefe z . Im realen Fall (bei Wellenbildung und Turbulenz) müssen zur Schubspannung noch weitere Komponenten τ_{waves} und τ_{turb} addiert werden. Die Schubspannung wird charakterisiert durch die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* , die sich auf die kinematische Viskosität $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ bezieht (Rocholz, 2008) :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_{xz}}{\rho}} \quad (2.2)$$

Je höher die Schubspannung bzw. Referenzgeschwindigkeit u_* , desto dünner ist die wasserseitige Grenzschicht und es erfolgt ein schnellerer Gasaustausch (Voigt, 2019), (B. Jähne, 2012) .

2.2 Fluiddynamik

Nun wird zunächst kurz auf einige grundsätzlichen Zusammenhänge und Gesetze der Fluiddynamik eingegangen, auf denen die weitere Auswertung beruht:

2.2.1 Kontinuitätsgleichung

Jedes Newtonsche Fluid folgt dem Grundsatz der Kontinuität, also der Erhaltung seiner Masse (Kundu, 2004):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \cdot u_i) = 0 \quad (2.3)$$

Hierbei ist ρ die Dichte des Fluids, u_i eine Vektorkomponente der Fluidgeschwindigkeit und x_i die zugehörige Komponente des Orts. Erfolgt eine zeitliche Änderung der Dichte eines räumlich begrenzten Fluids, so muss das mit einer Kompression oder Zu- bzw. Abfluss von Fluid zusammenhängen. Handelt es sich um ein inkompressibles Fluid, beispielsweise Wasser, so verschwindet die zeitliche und räumliche Ableitung der Dichte und man erhält den geläufigen Ausdruck in Vektorschreibweise:

$$\vec{\nabla} \vec{u} = 0 \quad (2.4)$$

2.2.2 Bernoulli-Gleichung

Die Bernoulli-Gleichung vereint Navier-Stokes-Gleichung und Energieerhaltung. Die Navier-Stokes-Gleichung

$$\rho \cdot \frac{du_j}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho \cdot g_j + \mu \sum_i \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i^2} \quad (2.5)$$

gibt an, dass nur drei verschiedene Beschleunigungen auf ein Fluidpaket wirken: Ein möglicherweise vorhandener Druckgradient, die Erdbeschleunigung, sowie ein Term der mit der Schubspannung zusammenhängt.

Verbindet man die Navier-Stokes-Gleichung (2.5) mit Energieerhaltung, so ergibt sich die Bernoulli-Gleichung,

$$e(t) = \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left| \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right|^2 + \frac{p}{\rho} + g \cdot z \quad (2.6)$$

hier in integrierter Form für ein Fluid mit konstanter Viskosität und rotationsfreiem Fluss. Das Hilfspotential ϕ beschreibt die Geschwindigkeit über $\vec{\nabla}\phi = \vec{u}$.

2.2.3 Diffusion von Wärme und Teilchen: Die Fickschen Gesetze

Die Fickschen Gesetze, benannt nach Adolf Fick (1829-1901) beschreiben die Diffusion von Teilchen, lassen sich jedoch auch auf Wärmediffusion übertragen. Das erste Ficksche Gesetz

$$j_c = -D \cdot \frac{\partial c}{\partial x} \quad (2.7)$$

beschreibt, dass ein Teilchenfluss (hier dargestellt als eindimensionale Massenflussdichte j_c) direkt proportional zum räumlichen Gradienten der Konzentration $\frac{\partial c}{\partial x}$ ist. Als Proportionalitätskonstante dient die stoffspezifische Diffusionskonstante D [$\frac{cm^2}{s}$]. Dieses erste Ficksche Gesetz lässt sich ebenso auf Wärmediffusion übertragen, dann gilt:

$$j_{heat} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = -\kappa_{heat} \frac{\partial c_p \rho T}{\partial x} \quad (2.8)$$

Hierbei ist λ die stoffspezifische Wärmeleitfähigkeit, T die Temperatur und κ_{heat} die Wärmediffusionskonstante.

Das zweite Ficksche Gesetz

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \cdot \Delta c \quad (2.9)$$

verbindet das erste Gesetz (2.7) noch mit der Kontinuitätsannahme $\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial j_{c_i}}{\partial x_i} = 0$. Wichtig ist hierbei die Voraussetzung, dass die Diffusionskonstante D räumlich konstant ist. Auch diese Gleichung lässt sich analog zu (2.8) auf die Wärmediffusion übertragen. Ebenso können die Fickschen Gesetze auch auf für den Impulsübertrag definiert werden, dann sehen die beiden Gesetze folgendermaßen aus:

$$\tau_{xz} = -\nu \rho \frac{\partial u_x}{\partial z} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \quad (2.11)$$

mit der bekannten Schubspannung τ_{xz} und der kinematischen Viskosität $\nu = \frac{\mu}{\rho}$.

2.3 Die Gasaustauschrate

Für den Austausch von Gasen zwischen Atmosphäre und Ozean ist insbesondere die Gasaustauschrate k relevant, sie ist bestimmt durch:

$$j = k \cdot \Delta c \quad (2.12)$$

Die Gleichung (2.12) folgt direkt aus den Fickschen Gesetzen (Gl. 2.7 und 2.9) und beschreibt die Massenflussdichte j eines Gases in Abhängigkeit des Konzentrationsunterschieds Δc zwischen zwei Medien. Die Konstante k hat die Einheit einer Geschwindigkeit und wird daher Gastransfergeschwindigkeit genannt.

Die Gastransfergeschwindigkeit ist allgemein dargestellt durch:

$$k = \frac{1}{\beta} \cdot u_* \cdot Sc^n \quad (2.13)$$

mit den dimensionslosen Koeffizienten β , n und der Schmidt-Zahl $Sc = \frac{\nu}{D}$, dem Verhältnis von kinematischer Viskosität ν und Diffusionskonstante D . Die Diffusionskonstante für Impuls ist gerade proportional zur kinematischen Viskosität ν (Vgl. Gl. 2.10), daher beträgt die Schmidt-Zahl für Impulsübertrag bzw. Geschwindigkeitsscherung $Sc = 1$.

Analog zu den Fickschen Gesetzen kann auch die Gastransfergeschwindigkeit für Impuls umdefiniert werden. Dann gilt:

$$k = \frac{\tau_{xz}}{\rho \Delta u} = \frac{u_*^2}{\Delta u} \quad (2.14)$$

Misst man die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Oberfläche und Wasserkörper Δu , so kann man durch Gleichsetzen der Ausdrücke (2.13) und (2.14) für die Gastransfergeschwindigkeit den Koeffizienten

$$\beta = \frac{\Delta u}{u_*} \quad (2.15)$$

berechnen, der durch direkte Gasaustauschmessungen eher umständlich zu bestimmen ist (Krall, 2013).

In der Theorie sollte β in erster Linie von der Wellenbildung (parametrisiert beispielsweise über die mittlere quadratische Wellensteigung) abhängen. Bei einer flachen Oberfläche beträgt der erwartete Wert $\beta = 12.2$ (Krall, 2013).

2.4 Wirkungsweise von Oberflächenfilmen

In diesem Abschnitt wird die Wirkungsweise von Oberflächenfilmen erläutert, mit denen die Wellenbildung gedämpft beziehungsweise bei niedrigen Windgeschwindigkeiten sogar vollständig unterdrückt werden kann. Hierfür wird zunächst ein kurzer Blick auf die Wellengleichung geworfen, um zu verstehen welche Kräfte die Wellenbildung bestimmen.

2.4.1 Wellengleichung

Zunächst gehen wir von einem rotationsfreien Fluss aus, bei dem das Geschwindigkeitsfeld also als Gradient eines Potentials dargestellt werden kann:

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix} = \vec{\nabla}\phi \quad (2.16)$$

Hierbei sind die Koordinaten so gewählt, dass die Wellen in x-Richtung (Geschwindigkeitskomponente u) propagieren und in z-Richtung (Komponente w) ausgelenkt werden. Die dritte Dimension wird für die vereinfachte Betrachtung nicht benötigt. $z = 0$ ist die Höhe der ruhenden Wasseroberfläche, bei $z = -h$ ist fester Boden. Die Auslenkung der Wasseroberfläche aus der Ruhelage $z = 0$ ist durch die Variable η dargestellt. Verbindet man diesen Ansatz mit der Kontinuitätsgleichung (2.4), so erhält man die Laplacegleichung

$$\Delta\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.17)$$

als Grundgleichung aller Wellen. Zur Lösung dieser Gleichung werden drei Randbedingungen benötigt (Rochholz, 2008):

1. Die vertikale Geschwindigkeitskomponente am Boden muss verschwinden:

$$w(z = -h) = 0 = \frac{\partial\phi}{\partial z}\Big|_{z=-h} \quad (2.18)$$

2. Außerdem wird vorausgesetzt, dass sich an der Wasseroberfläche kein Fluidpaket vom Rest des Wassers lösen kann, daher gilt:

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{\partial\phi}{\partial x} \frac{\partial\eta}{\partial x} = \frac{\partial\phi}{\partial z} \quad (2.19)$$

3. Die dritte Randbedingung bezieht sich auf den Druck an der Wasseroberfläche: Da konstante äußere Bedingungen vorausgesetzt werden und die Druckdifferenz durch Höhenunterschiede vernachlässigt werden kann, variiert der Druck $p = p_0 - \gamma \frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}$ lediglich durch die Oberflächenspannung bei sich ändernder Auslenkung. Hieraus ergibt sich mit Umformung der Bernoulli-Gleichung (2.6) und des Geschwindigkeitspotentials ϕ , sowie Vernachlässigung viskoser Kräfte der Ausdruck:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_0 - \gamma \frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}}{\rho} = -\frac{\partial\phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial\phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right)^2 \right) - g\eta \quad (2.20)$$

Die Laplacegleichung ist mit diesen drei Randbedingungen noch nicht analytisch lösbar, allerdings kann sie linearisiert werden:

Die Idee der Linearisierung (auch 'Airy Wave Theory' genannt) wurde bereits im Jahr 1845 durch George B. Airy beschrieben. Demzugrunde liegt die Beschränkung auf Wellen geringer Neigung und geringer Auslenkung:

$$k \cdot a \ll 1 \quad (2.21)$$

Hierbei ist $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl und a die Auslenkung.

Die zweite Grenzbedingung (2.19) reduziert sich mit dieser Näherung zu:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} \approx \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2.22)$$

In der dritten Randbedingung (2.20) fällt durch Linearisierung der Term $\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)^2$ weg. Mit den so vereinfachten Grenzbedingungen und der Phasenbezeichnung

$$\varphi = k(x - ut) \quad (2.23)$$

kann die Laplacegleichung (2.17) gelöst werden. Es ergibt sich:

$$\eta(x, z, t) = a \cdot \cos(\varphi) \quad (2.24)$$

$$\phi(x, z, t) = a \cdot c \frac{\cosh(k(z+h))}{\sinh(kh)} \cdot \sin(\varphi) \quad (2.25)$$

Mit der Dispersionsrelation:

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{\gamma k}{\rho}\right) \tanh(kh)} \quad (2.26)$$

Aus der Dispersionsrelation wird deutlich, dass als rücktreibende Kraft für die Wellenschwingung zum einen die Gravitation g und zum anderen die Oberflächenspannung γ auftreten. An der Dispersionsrelation (2.26) erkennt man sogar schon, dass die Gravitation als rücktreibende Kraft vor allem bei Wellen mit langer Wellenlänge (also kleinem Wellenvektor $k = \frac{2\pi}{\lambda}$) dominant ist, während die Oberflächenspannung γ das Geschehen bei kleinen Wellenlängen bestimmt. Aus dieser Tatsache ergibt sich die übliche Unterscheidung von sog. Kapillarwellen (kurze Wellenlängen, Periodendauern unter 1s, Oberflächenspannung ist bestimmend) und Schwerewellen (lange Wellenlängen, Periodendauern zwischen 1s und 30s, Gravitation dominiert als rückstellende Kraft) wie sie in Abb. 2.3 dargestellt sind.

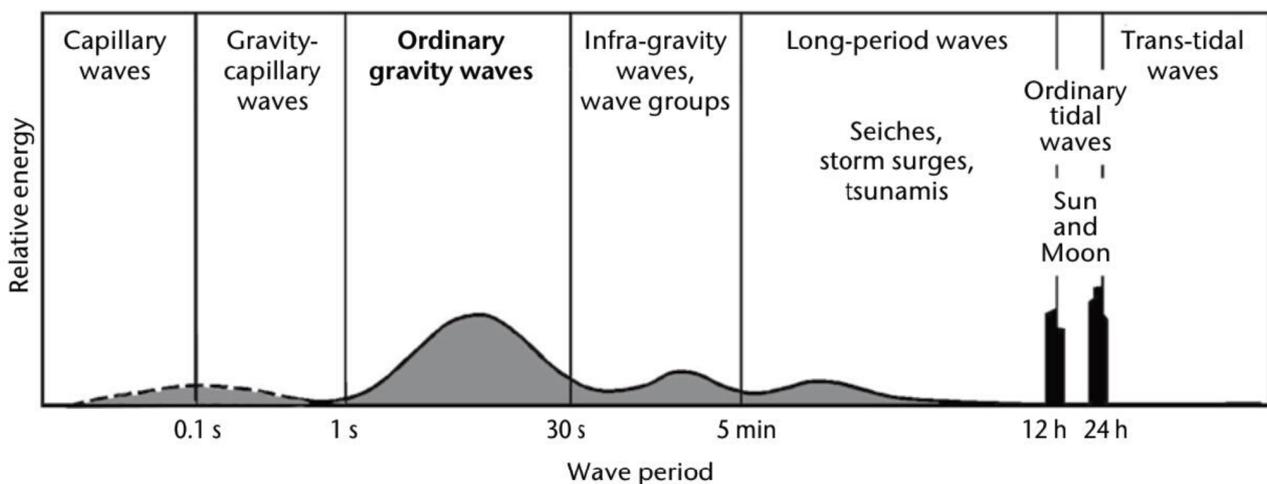


Abbildung 2.3: Charakterisierung von Wellen nach Periodendauer, aus (WMO, 2020)

Die lineare Näherung beschreibt die tatsächlichen Gegebenheiten natürlich nur annähernd. Sowohl

für Kapillarwellen (Crapper, 1957) als auch für Schwerewellen (Stokes, 1847) gab es schon früh auch exakte Lösungen. Da in dieser Arbeit Wellen aber grundsätzlich unterdrückt werden sollen, ist ein detaillierteres Verständnis der Wellengleichungen nicht weiter notwendig.

2.4.2 Oberflächenfilme

Sogenannte Oberflächenfilme (engl: surfactants) sind chemische Substanzen, die sich auf der Wasseroberfläche absetzen und dort die Wellenbildung beeinflussen. In Gewässern und auf dem Ozean entstehen diese teilweise auf anthropogene Art, beispielsweise durch Ölfilme, aber auch auf natürliche Weise werden solche Filme von manchen Bakterien und Plankton produziert. In dieser Arbeit werden künstliche Oberflächenfilme gezielt genutzt, um die Wellenbildung zu unterdrücken. Oberflächenfilme zeichnen sich grundsätzlich durch eine sehr einprägsame chemische Struktur aus: Es handelt sich in der Regel um lange, geradlinige Moleküle mit einem hydrophilen und einem hydrophoben Ende, die sich wie in Abbildung 2.4 dargestellt auf der Wasseroberfläche aufstellen.

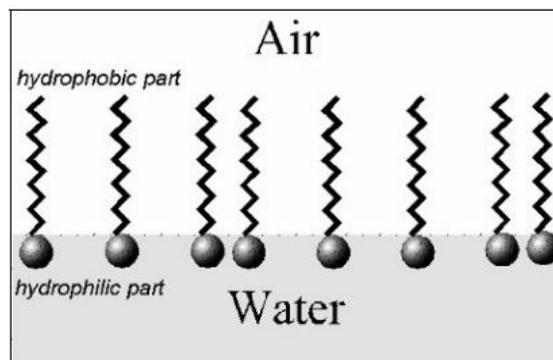


Abbildung 2.4: Chemische Struktur von Oberflächenfilmen, aus (Hühnerfuss, 2006)

Entstehen Wellen, so wird die Wasseroberfläche an den Wellenbergen gestaucht und in Wellentälern gedehnt (Voigt, 2021). Oberflächenfilme weisen viskoelastische Eigenschaften auf. Das bedeutet, sie können mit der Wasseroberfläche gedehnt und gestaucht werden, dabei entstehen aber Reibungskräfte, die der Wellenbildung insgesamt entgegenwirken (Frew u. a., 1995). Ein zweiter, etwas weniger stark ausgeprägter Effekt sind Konzentrationsgradienten des Oberflächenfilms, die durch die Stauchung und Dehnung auf der Wasseroberfläche entstehen. Da die Filme im Allgemeinen eine niedrigere Oberflächenspannung bewirken, entstehen durch lokale Konzentrationsunterschiede Unterschiede in der Oberflächenspannung, die sich nach Gleichung (2.26) auf die rücktreibende Kraft für Kapillarwellen auswirken. Vor allem bei niedrigen Windgeschwindigkeiten und den zugehörigen kleinskaligen Wellen (capillary und capillary-gravity waves, siehe Abb. 2.3) kann auf diese Weise die Wellenbildung sehr effektiv unterdrückt werden (Gade u. a., 1998).

2.5 Strahlung und Wärmetransport

Im nun folgenden Abschnitt werden die zum Verständnis der Arbeit notwendigen Grundlagen des Wärmetransports erläutert: Dieser geschieht in den betrachteten Medien grundsätzlich auf zwei ver-

schiedene Weisen: Wärmekonvektion und Strahlung. Der Begriff Konvektion beinhaltet die beiden Phänomene der Diffusion und Advektion. Beide beschreiben Wärmetransport auf kleinen Skalen, während Strahlung Wärme auch über weitere Entfernungen transportieren kann.

2.5.1 Advektion

Advektion beschreibt den Wärmetransport mit der Bewegung ganzer Fluidpakete: Führt beispielsweise eine Strömung an einer Wärmequelle vorbei, so wird diese Wärme per Advektion weitertransportiert. Advektion ist im Ozean hinsichtlich der vertikalen Transportprozesse ein wichtiger Begriff, wenn tiefe Wasserschichten aufgeheizt werden und dann durch die temperaturabhängig verringerte Dichte mitsamt der aufgenommenen Wärme nach oben steigen.

2.5.2 Diffusion

Wärme kann, analog zu Teilchen, die sich aufgrund von Konzentrationsunterschieden verteilen, durch Diffusion transportiert werden. Hierbei stoßen benachbarte Moleküle aneinander und übertragen dabei kinetische Energie. Dieser Prozess wird durch das zweite Ficksche Gesetz (2.9) beschrieben. Überträgt man Gleichung (2.9) auf Temperaturen, so gilt:

$$\frac{d}{dt}T(\vec{x},t) = D \cdot \Delta T(\vec{x},t) \quad (2.27)$$

Wie in (2.8) beschrieben, ist die Diffusionskonstante D für Wärme gegeben durch

$$D = \kappa_{heat} = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \quad (2.28)$$

mit der stoffspezifischen Wärmeleitfähigkeit λ , der stoffspezifischen Wärmekapazität c_p und der Dichte ρ .

Die zeitliche Verbreiterung einer eindimensionalen, anfangs punktförmigen Wärmeverteilung durch Diffusion ist beschrieben durch ein Gaußprofil (Cussler, 1997) :

$$T(x,t) \propto \frac{1}{\sqrt{4\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.29)$$

mit der Linienbreite (Gauß-Standardabweichung)

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (2.30)$$

2.5.3 Strahlungstransport

Für das Verständnis dieser Arbeit ist es unbedingt notwendig, Wärmetransport durch Strahlung zu beleuchten:

Wärmeabstrahlung: Wärme und Temperatur

Ganz grundsätzlich muss genau definiert sein, wann von Wärme und wann von Temperatur gesprochen wird. Wärme ist eine Form von Energie, während Temperatur im Allgemeinen eine Messgröße in einem Medium ist. Die Verbindung zwischen Temperatur und Wärme(energie) ist über die spezifische Wärmekapazität

$$c_p = \frac{W_{heat}}{\Delta T \cdot n} \quad (2.31)$$

gegeben, die angibt, wie viel Wärmeenergie einer bestimmten Stoffmenge (hier 1 mol) entzogen/zugeführt werden muss, um die Temperatur um 1K zu ändern. Hierbei ist W_{heat} [J] die Wärmeenergie, ΔT [K] die Temperaturdifferenz und n [mol] die Stoffmenge. Die Wärmekapazität c_p ist selbstverständlich stoffpezifisch und im Allgemeinen temperaturabhängig.

Strahlung und Intensität

Nun ist es so, dass jeder Körper grundsätzlich im Wärmeaustausch mit seiner Umgebung steht. Alle Körper strahlen also Wärme nach außen ab (Emission) und nehmen gleichzeitig Wärme von außen auf (Absorption). Außerdem möglich sind Reflexion und Transmission.

Die von einem Körper insgesamt ausgesandte Strahlung ist beschrieben durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz:

$$F = \varepsilon \sigma T^4 \quad (2.32)$$

F ist hier die Strahlungsleistung, also die über das gesamte Wellenlängenspektrum abgestrahlte Energie pro Zeit und Fläche, ε ist die Emissivität des Körpers und σ die Stefan-Boltzmann-Konstante. Tatsächlich ist die abgestrahlte Leistung aber auch von der Wellenlänge der Wärmestrahlung (Lichtwellen, typischerweise im Infrarotbereich) abhängig. Hier gilt das Plancksche Strahlungsgesetz

$$B(\lambda, T) d\lambda = \frac{2 \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (2.33)$$

das die von einem idealen schwarzen Strahler ($\varepsilon = 1$) ausgestrahlte Intensität (Leistung pro Fläche) im Spektralbereich $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ bestimmt. Hierbei ist h das Plank'sche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und k_B die Boltzmannkonstante. Der Verlauf ist in Abbildung 2.5 aufgetragen.

Nun sollte noch kurz auf die Koeffizienten α , τ , ρ und ε eingegangen werden. Sie stehen für Absorption, Transmission, Reflexion und Emission und geben an, welcher Anteil von eintreffender Strahlung dem jeweiligen Prozess unterliegt. Kirchhoffs Gesetz

$$\alpha = \varepsilon \quad (2.34)$$

besagt, dass Emissions- und Absorptionskoeffizient für einen Körper bei jeder Wellenlänge gleich sein müssen. Ein Koeffizient von $\alpha = \varepsilon = 1$ beschreibt den optimalen schwarzen Körper, bei dem

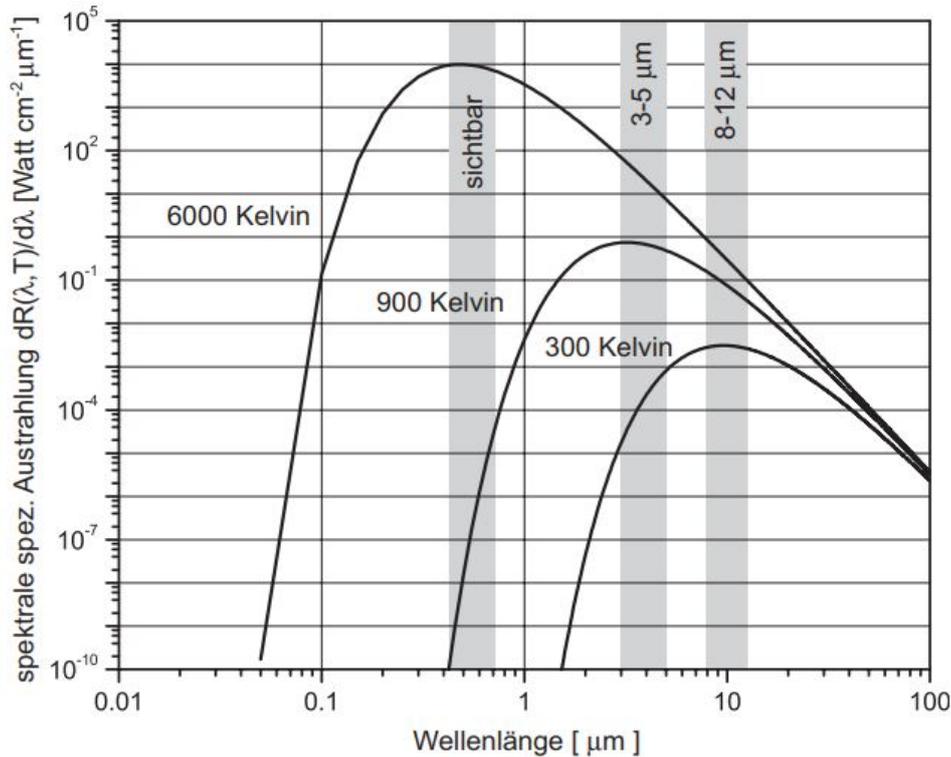


Abbildung 2.5: Intensitätsspektrum eines idealen schwarzen Strahlers bei verschiedenen Temperaturen, aus (Popp, 2006)

sämtliche einfallende Wärmestrahlung absorbiert wird. In der Realität kommen jedoch nur graue Körper vor ($\epsilon < 1$), bei denen ein Teil der Strahlung reflektiert (also zurückgeworfen) oder transmittiert (also durchgelassen) wird. Körper aus realen Atomen und Molekülen weisen außerdem eine äußerst komplexe Wellenlängenabhängigkeit in diesen Koeffizienten auf (Absorptionsspektren). Grundsätzlich gilt jedoch immer die Energieerhaltung:

$$\alpha + \tau + \rho = 1 \quad (2.35)$$

Absorption und Extinktionskoeffizient

Insbesondere für Thermographieexperimente ist es besonders relevant, abschätzen zu können, wie tief elektromagnetische Strahlung in einen Körper eindringen kann. Genauso gilt das aber auch entgegengesetzt: Bis zu welcher Tiefe kann Strahlung aus tieferen Schichten beobachtet werden, die aus der Oberfläche austritt? Hier gilt das Lambert-Beer'sche Gesetz, das beschreibt, wie eine auf einen Körper eintreffende Intensität I_0 mit zunehmender Tiefe z abnimmt:

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-\mu(\lambda) \cdot z) \quad (2.36)$$

$\mu(\lambda)$ ist hierbei der wellenlängenspezifische Absorptionskoeffizient des Körpers. Als charakteristisches Maß für die Extinktion gibt man in der Regel die Eindringtiefe

$$\xi_{\mu} = \frac{1}{\mu(\lambda)} \quad (2.37)$$

an. Hierbei handelt es sich um die Tiefe, in der die Intensität um den Faktor $\frac{1}{e}$ abgenommen hat.

Kapitel 3

Methodik

3.1 Prinzip der aktiven Thermographie

Die Thermographie ist eine bildgebende Messmethode, bei der die Oberflächentemperatur der betrachteten Objekte mit einer Wärmebildkamera untersucht wird. Da die gemessenen Temperaturen im Regelfall im Bereich der Raumtemperatur liegen, wird ausschließlich Abstrahlung im Infrarotbereich beobachtet (vgl. Abb. 2.5). Der Zusatz 'aktiv' bedeutet, dass nicht nur die körpereigene Wärmeabstrahlung beobachtet wird, sondern der zu untersuchende Körper mit einer kontrollierten Strahlungsquelle, in diesem Fall einem Laser, erhitzt wird und so gezielte Muster erzeugt und beobachtet werden.

In dieser Arbeit wird die aktive Thermographie angewendet, um die Wassergeschwindigkeit sowie den Geschwindigkeitsgradienten in der viskosen Grenzschicht zu untersuchen. Hierfür werden in regelmäßigen Abständen dünne Laserlinien senkrecht zur Strömungsrichtung auf die Wasseroberfläche geprägt. Die Linien können mit einer im Infrarotbereich sensiblen Wärmebildkamera beobachtet und mittels Bildverarbeitung hinsichtlich ihrer Position und Breite vermessen werden. Aus der Position der Linien in Abhängigkeit der Zeit lässt sich direkt die Strömungsgeschwindigkeit der Wasseroberfläche bestimmen. Bei windstillen Bedingungen besteht keine Scherströmung und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des gesamten Wasserkörpers kann direkt an der Oberfläche gemessen werden. Weiterhin ist auch die Betrachtung der Linienbreite sehr interessant: Bei windstillen Bedingungen und mäßiger Erhitzung (Vermeidung von Advektionseffekten) verbreitern die Linien sich nur durch Diffusion. Aus der zeitlichen Linienverbreiterung kann daher die Wärmediffusionskonstante κ , im folgenden auch D bezeichnet, bestimmt werden.

Noch viel interessanter ist jedoch die Betrachtung der Linienbreite bei Wind. Durch die Schubspannung, die der Wind auf die Wasseroberfläche ausübt kommt es zu einem Geschwindigkeitsgradienten in der viskosen Grenzschicht. Die aufgeprägte Linie verzerrt sich daher im Tiefenprofil (dargestellt in Abb. 3.1), was zu einer zusätzlichen Verbreiterung an der Oberfläche führt.

Gelingt es, die verstärkte Linienverbreiterung zu quantifizieren, kann allein mittels aktiver Thermographie die Oberflächengeschwindigkeit und die Schubspannung bzw. der Geschwindigkeitsgradient in der Grenzschicht bestimmt werden, ohne in irgendeiner Weise Einfluss auf die Wasserströmung

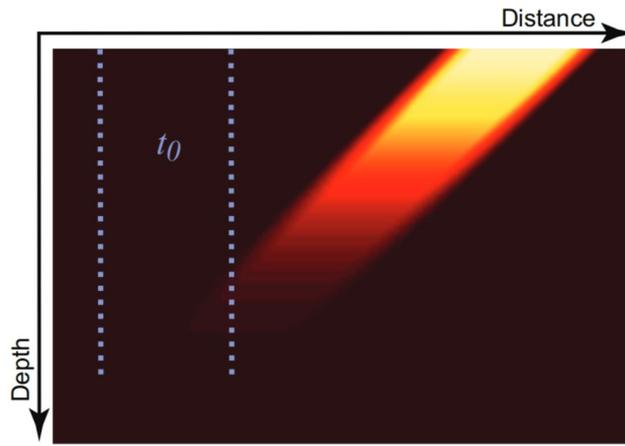


Abbildung 3.1: Darstellung des Tiefenprofils einer Laserlinie bei windinduzierter Geschwindigkeits-scherung, aus (Garbe, 2007). Die gestrichelten Linien stellen die frisch aufgeprägte Linien zum Zeitpunkt t_0 dar. Die Windrichtung ist in dieser Grafik von links nach rechts.

durch lokal installierte Sensoren zu nehmen. Die Messungen mittels aktiver Thermographie nehmen so gut wie keinen Einfluss auf das Gesamtsystem. Gerade das macht die aktive Thermographie auch prinzipiell interessant für den Einsatz unter Realbedingungen auf dem Ozean.

3.2 Bisherige Ansätze und Ergebnisse

Im folgenden werden kurz die vorhergehenden themenverwandten Arbeiten und deren wichtigsten Ergebnisse erläutert, auf die in der Auswertung zurückgegriffen wird.

Analytischer Zusammenhang zwischen Schubspannung und Linienverbreiterung

Die Arbeit von Arne Emmel (Emmel, 2017) legte den Grundstein für die hier angewandte Methode: Er nutzte einzelne Laserlinien, um deren Breiten zu untersuchen und auf die Diffusionskonstante und Schubspannungsgeschwindigkeiten zurückzuführen.

Hierzu ein kurzer Blick in die Theorie, wofür zunächst ein allgemeingültiges Koordinatensystem definiert wird. Die Wind- und Strömungsrichtung verläuft entlang der x-Achse, in negative Richtung. Die z-Achse zeigt in den Wasserkörper hinein. Die y-Achse steht in der horizontalen, senkrecht zur Windrichtung und wird hier im vereinfachten Modell nicht weiter beachtet, da sowohl Wind- als auch Wasserströmungsfeld entlang der y-Achse als homogen angenommen werden.

Wird eine dünne Laserlinie senkrecht zur Windrichtung aufgeprägt, so entspricht die Temperaturverteilung einem Gaußprofil

$$T(x, z, t = 0) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2} - \mu(\lambda) \cdot z\right) + T_0 \quad (3.1)$$

mit den Parametern A (entspricht dem Integral des Temperaturprofils), σ als die Breite der Gaußkurve und x_0 als Mittelpunkt, $\mu(\lambda)$ ist der Extinktionskoeffizient und T_0 die Hintergrundtemperatur.

Die zeitliche Verbreiterung einer eindimensionalen punktförmigen Wärmestruktur ist in Gleichung (2.30) beschrieben. Wird die zeitliche Entwicklung mit dem ursprünglich vom Laser aufgeprägten Gaußprofil (3.1) gefaltet, ergibt sich

$$T(x,t,z) = \frac{A}{\sigma(t)\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma(t)^2} - \mu(\lambda) \cdot z\right) + T_0 \quad \text{mit} \quad \sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + 2Dt} \quad (3.2)$$

als Ausdruck für die zeitlich und örtlich abhängige Temperaturverteilung. Dieser Zusammenhang ermöglicht es, aus der Linienbreitenentwicklung ohne Wind die Diffusionskonstante zu berechnen.

Etwas komplizierter sieht der Fall aus, wenn zusätzlich eine Geschwindigkeitsscherung in der Grenzschicht vorliegt. Aus dem zweiten Fickschen Gesetz (Gl. 2.27) folgt mit einem zusätzlichen Advektionsterm $u(z) \cdot \frac{\partial T}{\partial z}$

$$\frac{\partial T(x,z,t)}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T(x,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x,z,t)}{\partial z^2} \right) - u(z) \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.3)$$

wobei die Geschwindigkeit $u(z)$ gemäß Abb. 2.2 beschrieben ist durch

$$u(z) = u_0 + \frac{\partial u}{\partial z} \cdot z \quad (3.4)$$

mit der Oberflächengeschwindigkeit u_0 und einem konstanten Geschwindigkeitsgradienten $\frac{\partial u}{\partial z}$.

Unter der Annahme, dass kein Wärmefluss in die Tiefe stattfindet und mit der Symmetrieüberlegung, dass das Temperaturprofil nur von der Differenz $x - u(z) \cdot t$ abhängt, ergibt sich die analytische Beschreibung:

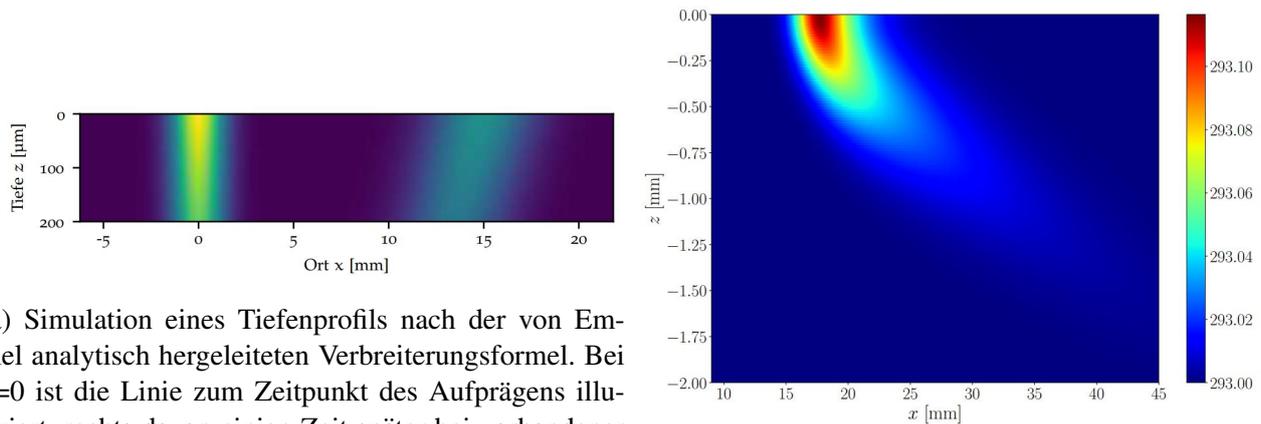
$$T(x,t) = \frac{A}{\sigma(t)} \exp\left(-\frac{(x - u(z)t)^2}{2\sigma(t)^2}\right) + T_0 \quad \text{mit} \quad \sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + 2\kappa t \left(\frac{1}{3} \frac{\partial u^2}{\partial z} t^2 + 1\right)} \quad (3.5)$$

Mit diesem Zusammenhang konnte aus einer gemessenen zeitlichen Linienverbreiterung der Geschwindigkeitsgradient $\frac{\partial u}{\partial z}$ und daraus die Schubspannung τ_{xz} bzw. u_* berechnet werden.

Widerlegung des analytischen Zusammenhangs und Berechnung der Schubspannung mittels numerischer Simulation

Phillip Voigt ((Voigt, 2019), (Voigt, 2021)) entwickelte die Methode von Arne Emmel weiter. Er stellte fest, dass die direkte analytische Berechnung des Geschwindigkeitsgradienten aufgrund von störenden Randeffekten an der Wasseroberfläche verfälschte Ergebnisse liefert und entwickelte eine numerische Simulation, die die Ausbreitung der Wärmeprofile im Wasser durch Diffusion und Geschwindigkeitsscherung beschreibt. Für die numerische Simulation wird der Wasserkörper in x-, y- und z-Richtung in kleine Zellen unterteilt. Auf alle Zellen wird dann für jeden Zeitschritt in einem er-

sten Schritt ggf. die Aufheizung durch den Laser, im nächsten die Diffusion und im dritten Schritt die Geschwindigkeitsscherung angewendet, um die Temperaturverteilung im Wasser zu simulieren. Dabei wird die Wellenlänge, Frequenz, Pulsdauer und Leistung des Lasers, die optische Breite der frisch aufgeprägten Linie, die Eindringtiefe des Lasers sowie die wellenlängenabhängige Eindringtiefe der Kamera berücksichtigt. Für diskrete Ausgangswerte der Oberflächengeschwindigkeit und Schubspannung ergeben sich so simulierte zeitliche Verläufe der Wärmemuster auf der Oberfläche, die mit den gemessenen Daten verglichen werden können.



(a) Simulation eines Tiefenprofils nach der von Emmel analytisch hergeleiteten Verbreiterungsformel. Bei $x=0$ ist die Linie zum Zeitpunkt des Aufprägens illustriert, rechts davon einige Zeit später bei vorhandener Geschwindigkeitsscherung.

(b) Simulation einer verbreiterten Linie bei Scherströmung nach der numerischen Simulation. Es ist nur die verbreiterte Linie bei Geschwindigkeitsscherung dargestellt.

Abbildung 3.2: Vergleich der Verbreiterungsmodelle aus (Emmel, 2017) (a) und (Voigt, 2019) (b). Zu beachten ist die unterschiedliche Windrichtung: In Abbildung (a) zeigt der Wind in positive x -Richtung, in Abbildung (b) zeigt er in negative x -Richtung.

Bei der Herangehensweise aus (Emmel, 2017) wird im Wesentlichen eine Diffusion der zunehmend schrägstehenden Flanken (vgl. Abb. 3.2a) voneinander weg berechnet. Allerdings kommt es zu einem Störeffekt, da die nach oben diffundierende Flanke durch die Oberfläche begrenzt wird. Hier wird ein immer kleinerer Wasserkörper eingeschlossen, der sich daher schneller erhitzt. Zur anderen Seite ist der zu erhitzende Wasserkörper viel größer, was zu der in Abb. 3.2b zu sehenden Asymmetrie und veränderten Breite an der Oberfläche führt. Für größere Tiefen (dort ist die Symmetrie nicht gebrochen) gilt die analytische Formel. Dieser Bereich wird aber im Allgemeinen nicht durch die Wärmebildkamera beobachtet.

Optimierung des optischen Aufbaus

Roman Stewing (Stewing, 2023) knüpfte an die Ergebnisse aus (Voigt, 2021) an und baute eine neue Laserkonfiguration auf, die den von Phillip Voigt als optimal gefolgerten Eigenschaften näher kam. Im Wesentlichen beinhaltet dies eine höhere Laserleistung und eine Linsenoptik, die wesentlich dünnere Linien ermöglicht.

Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit mit der Impulsbilanzmethode

Max Bopp (Bopp, 2014) nutzte die Impulsbilanzmethode, die es ermöglicht, aus der Wasserkörpergeschwindigkeit im Gleichgewicht die Schubspannung an der Oberfläche zu berechnen.

Betrachtet man den Wasserkörper als Ganzes so wirken auf diesen im Wesentlichen nur zwei Kräfte: Die Reibungsverluste an Boden und Wänden des Kanals, sowie die Schubspannungskraft, die an der Oberfläche angreift. Die zeitliche Änderung des Impuls ist daher beschrieben durch

$$\frac{d(\rho_w \cdot V_w \cdot u)}{dt} = F_{wind} - F_{reibung} \quad (3.6)$$

mit dem Impuls $p = \rho_w \cdot V_w \cdot u$ des gesamten Wasserkörpers und der mittleren Wassergeschwindigkeit u . Einsetzen der Formeln für $F_{reibung}$ und F_{wind} und Ausnutzen der Inkompressibilität von Wasser (V_w und ρ_w sind zeitlich konstant) liefert:

$$V_w \cdot \rho_w \frac{du}{dt} = \rho_w \cdot A \cdot u_{*w}^2 - V_w \cdot \rho_w \cdot K \cdot u^2 \quad (3.7)$$

A ist die Wasseroberfläche, u_{*w} die Schubspannungsgeschwindigkeit (Vgl. Gl 2.2) und K ist der Reibungskoeffizient zwischen Wasser und Kanalwänden/-boden. Dieser ist grundsätzlich nicht konstant, da er bei Wellenbildung durch zusätzlich auftretende Reibung erhöht wird. Da in dieser Arbeit mit wellenunterdrückendem Oberflächenfilm gearbeitet wird, kann der Reibungskoeffizient K jedoch als konstant angenommen werden.

Bei der Bewegungsgleichung (3.7) handelt es sich (nach Teilen durch $(V_w \cdot \rho_w)$) um eine Differentialgleichung für die Wasserkörpergeschwindigkeit. Unter stationären Bedingungen, also wenn sich ein Gleichgewicht zwischen Schubspannungskraft und Wandreibung eingestellt hat, ist $\frac{du}{dt}$ gleich null und man erhält die Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_{*w} = \sqrt{K \frac{V_w}{A}} \cdot u_\infty \quad (3.8)$$

mit der Wasserkörpergeschwindigkeit u_∞ im Gleichgewicht.

Im instationären Fall hat die Differentialgleichung (3.7) verschiedene Lösungen für die Fälle, dass die Geschwindigkeit erhöht oder erniedrigt wird. Ein besonderer Fall ist der Abfall auf $u_\infty = 0$, der für die hier durchgeführten Messungen allerdings der einzig relevante ist. Es gilt für den zeitlichen Verlauf der Wasserkörpergeschwindigkeit u :

$$u(t) = \frac{u(t_0)}{1 + K \cdot u(t_0) \cdot (t - t_0)} \quad (3.9)$$

3.3 Ziel dieser Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es, den optimierten Messaufbau aus (Stewing, 2023) zu nutzen, um systematisch für verschiedene Windgeschwindigkeiten die in (Emmel, 2017) und (Voigt, 2021) entwickelten

Auswertungsmethoden hinsichtlich der Schubspannung anzuwenden. Hierzu wird auf die Wasseroberfläche ein unlöslicher Film gegeben, der die Wellenbildung unterdrückt und somit die quantitative Analyse erleichtert.

Weiterhin wird zusätzlich die Oberflächengeschwindigkeit bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten vermessen, um den Zusammenhang zwischen Oberflächengeschwindigkeit und Windgeschwindigkeit zu untersuchen. Eine Abklingmessung nach Ausschalten des Windes ermöglicht zusätzlich noch, mit der in (Bopp, 2014) beschriebenen Impulsbilanzmethode nur aus dem Verlauf der Oberflächengeschwindigkeit ebenso die Wasserkörpergeschwindigkeit im Gleichgewicht und daraus einen Vergleichswert für die Schubspannungsgeschwindigkeit zu berechnen. Außerdem kann aus der erhaltenen Geschwindigkeitsdifferenz Δu zwischen Wasserkörper und Wasseroberfläche der β -Faktor berechnet werden, der für die Gasaustauschrate von Relevanz ist.

Kapitel 4

Experiment

Im folgenden Abschnitt werden die für die experimentellen Messungen benutzten Geräte und Methoden beschrieben.

4.1 Das Aeolotron

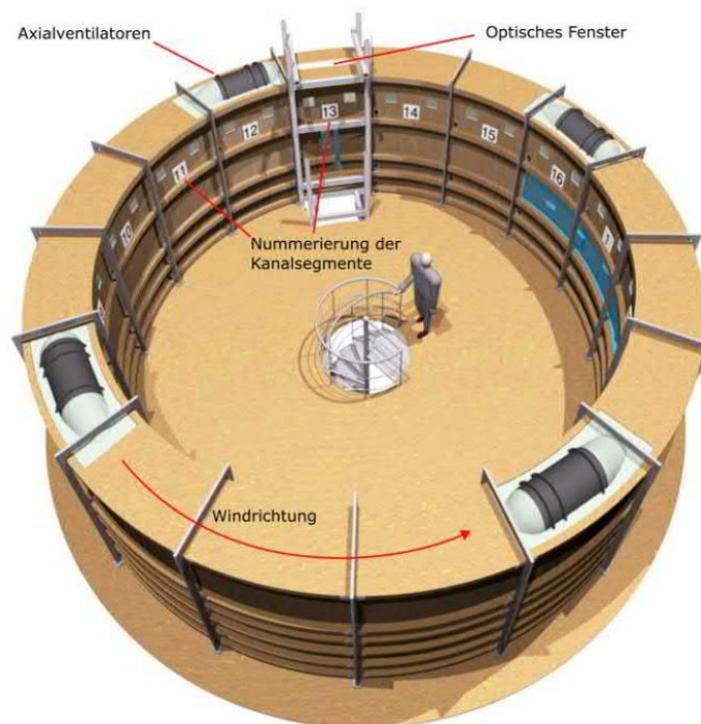


Abbildung 4.1: Computergenerierte Darstellung des Aeolotrons, modifiziert aus (Krall, 2013). Der Kanal hat einen Außendurchmesser von 10m, das Becken ist ca. 62cm breit. Die gesamte Grundkonstruktion ist aus Holz gefertigt. Der Kanal ist in 16 nummerierte Segmente unterteilt. In der Decke der Segmente 4, 8, 12 und 16 sitzen Axialventilatoren zur Winderzeugung. In Segment 13 sitzt in der Decke ein optisches Fenster, durch das Laser und Infrarotkamera in den Kanal gerichtet werden

Das Aeolotron (Namensherkunft: Aeolos - griechischer Gott des Windes) ist ein ringförmiger Wind-Wellenkanal am Heidelberger Institut für Umweltpophysik. Wind-Wellenkanäle sind Wasserbecken,

über denen kontrolliert Wind erzeugt werden kann. Man unterscheidet grundsätzlich zwischen linearen und ringförmigen Wind-Wellenkanälen. Bei linearen Kanälen handelt es sich um gerade, begrenzt lange Becken. Bei ihnen besteht die Schwierigkeit, dass der Wind nur über eine begrenzte Strecke (engl: fetch) auf die Wasseroberfläche einwirken kann. Unter Umständen genügt diese Strecke bei hohen Windgeschwindigkeiten nicht, damit sich Wellenfelder voll ausbilden und Kräftegleichgewichte einstellen können. Hier bieten ringförmige Windkanäle, wie das Heidelberger Aeolotron, einen entscheidenden Vorteil: Da der Wind immer im Kreis läuft ist die Wirkungsstrecke des Winds nicht begrenzt, man muss lediglich lang genug warten, bis sich die gewünschten Gleichgewichte eingestellt haben. Außerdem bietet die ringförmige Form Vorteile bei Messungen mit Chemikalien und Oberflächenfilmen: Sind diese einmal eingegeben bleiben Sie im Kreislauf erhalten (es sei denn, sie sind flüchtig) und werden nicht an ein Kanalende angespült.

Das Heidelberger Aeolotron hat einen Außendurchmesser von 10 m, wobei der Kanal selbst eine durchschnittliche Breite von 62 cm und eine Höhe von 240 cm aufweist. Im Regelfall wird der Kanal bis zu einer Höhe von ca. 100 cm mit Wasser befüllt, sodass sich ca. 18.000 L Wasser im befüllten Kanal befinden. Der Kanal wird zum Zweck dieser Arbeit mit vollentsalztem Wasser betrieben.

Die gesamte Trägerkonstruktion ist aus Holz gefertigt. Alle Kanalwände sind mit Styrodur thermisch isoliert, sodass kein Wärmeaustausch mit dem äußeren Labor stattfinden kann. Wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist, ist der Kanal konstruktionsbedingt in 16 gleich große Segmente geteilt. In der Decke von Segment 13 befindet sich ein optisches Fenster, durch das Laser und Infrarotkameras in den Kanal gerichtet werden können. In den Decken der Segmente 4, 8, 12 und 16 sitzen Axialventilatoren, die den Wind im Kanal erzeugen. Diese können mit Signalfrequenzen zwischen 0 und 50 Hz (im folgenden Ansteuerungsfrequenz f_A genannt) betrieben werden, wodurch die Geschwindigkeit reguliert wird. Aufgrund der ringförmigen Geometrie und daher auftretenden Zentrifugaleffekten, entsteht im Luftraum des Aeolotron kein logarithmisches Windprofil, und das Windfeld ist über die Kanalbreite auch nicht perfekt homogen (Bopp, 2014). 2018 wurden die Axialventilatoren von bis dato zwei auf nun vier Stück umgebaut, um das Windfeld etwas homogener zu gestalten, was allerdings noch nicht experimentell überprüft werden konnte (Krall und Jähne, 2023) .

4.2 Umgebungsvariablen

Zur Aufnahme von Umgebungsvariablen (Temperatur in Luft und Wasser, Druck, Feuchte, Wind- und Wassergeschwindigkeit) sind diverse fest installierte Sensoren im Kanal vorhanden.

Auch wenn das Windprofil inhomogen und nicht logarithmisch ist, sollten für eine grobe Vorstellung Referenzgeschwindigkeiten u_{ref} aufgenommen werden. Hierfür ist in Segment 14 auf ca. 180 cm Höhe mittig im Kanal ein L-Förmiges Pitotrohr angebracht, mit dem über den Differenzdruck zwischen Staudruck an der in Windrichtung zeigenden Spitze und statischem Druck entlang der Flanke über die Bernoulligleichung (2.6) die Windgeschwindigkeit berechnet werden kann (Bopp, 2014) .

Außerdem steht ein Ultraschallanemometer (ATMOS22; Meter Group, Inc.; Pullman, WA, USA) zur

Verfügung, das direkt unter der Kanaldecke platziert ist und mittels Dopplereffekt und ausgesendeten Ultraschallsignalen die Windgeschwindigkeit bestimmen kann. Beide Geräte weichen mit ihren Werten um ca. 20 % voneinander ab, was v.a. an der unterschiedlichen Positionierung im Kanal liegt (Stewing, 2023).

Während der durchgeführten Messungen ist das Aufnahmeprogramm der Ultraschallanemometer-Daten unbemerkt abgestürzt, weshalb für diese Arbeit nur die Referenzgeschwindigkeiten des Pitotrohrs (aufgetragen in Tabelle 4.1) zur Verfügung stehen.

Ansteuerungsfrequenz	Referenzwindgeschwindigkeit
f_A [Hz]	u_{ref} [m/s]
6,3	$2.11 \pm 0,07$
7,1	$2.40 \pm 0,07$
7,9	$2.67 \pm 0,06$
10,0	$3.44 \pm 0,07$
12,3	$4.40 \pm 0,07$
15,8	$5.53 \pm 0,07$

Tabelle 4.1: Ansteuerfrequenzen f_A der Axialventilatoren und gemessene Referenzgeschwindigkeiten am Pitotrohr

Mit entsprechenden Sensoren wurden ebenso Daten zu Temperatur, Druck und Feuchte in der Luft aufgenommen. Diese sind für die weitere Auswertung nicht direkt relevant, liegen aber vor.

Zur Messung der Wasserkörpergeschwindigkeit wurden parallel zur Anfertigung dieser Arbeit zwei Flügelradanemometer in den Kanal eingebaut. Diese waren zum Messzeitpunkt allerdings noch nicht kalibriert, weshalb auf die Daten noch nicht zurückgegriffen werden konnte.

4.3 Messaufbau

Der Messaufbau wurde im Wesentlichen von Stewing, 2023 wie in Abb. 4.2 dargestellt übernommen. Der gesamte Messaufbau (Kamera, Laser und Aufweitungsoptik) ist auf der Kanaldecke untergebracht. Am windabgewandten Ende des Optik-Segments sitzt die Infrarotkamera, die mit ihrem Objektiv (Brennweite $f = 100$ mm) auf einen ca. 20 cm x 16 cm großen Bildausschnitt der Wasseroberfläche schaut (Abmessungen aus Kalibrierung in Kapitel 5, Abb. 5.1). Die Kamera ist in x-Richtung in einem Winkel von ca. $\theta = 25^\circ$ geneigt angebracht, um die Aufnahme von Reflexionen des Kamerarasensors auf der Wasseroberfläche zu vermeiden. Die genaue Kameraposition lässt sich mit je drei Translations- und Rotationsfreiheitsgraden genau so justieren, dass die Laserlinie durch eine Öffnung in der Kanaldecke beobachtet werden kann. Das Hauptgerät des Erbium-Faserlaser (siehe Abschnitt 4.4.2) steht abseits der optischen Öffnung, auf der Decke von Kanalsegment 14. Das ausgesendete Laserlicht wird über eine Lichtleitfaser an den Kollimator mit Aufweitungsoptik geleitet, die senkrecht in den Kanal führt. Hier gibt es einen kleinen Unterschied zum Aufbau von (Stewing, 2023), denn zwischenzeitlich wurde die Aufweitungsoptik nicht mehr direkt über einer Öffnung in der Kanaldecke platziert, sondern steht nun auf einem doppelverglasten optischen Fenster. Es sind durch den

Scheibendurchgang (zusätzliche Reflexion und Absorption) daher im Vergleich zu (Stewing, 2023) Leistungsverluste im Bereich zwischen 10 und 20% auf der Wasseroberfläche zu erwarten.

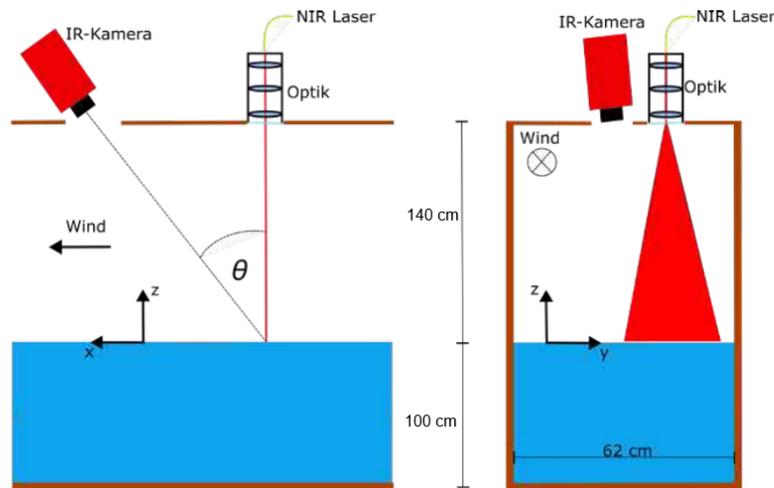


Abbildung 4.2: Darstellung des optischen Aufbaus am Kanal, nicht maßstabsgetreu, adaptiert aus (Stewing, 2023)

4.4 Geräte und Funktionsweisen

Im folgenden Abschnitt wird etwas näher auf die Funktionsweisen der beiden verwendeten Geräte (IR-Wärmebildkamera und NIR-Faserlaser samt Aufweitungsoptik) eingegangen.

4.4.1 Infrarotkamera

Bei der Kamera handelt es sich um eine Thermographiekamera der Firma InfraTec, Modell ImageIR 9400hp. Sie ist für Strahlung im Bereich von 2000 nm - 5500 nm empfindlich (Infrarotbereich), daher die Bezeichnung Infrarotkamera, kurz IR-Kamera. Der Detektor der Kamera umfasst 1280 x 1024 Pixel und ist aus Indiumantimonid gefertigt. Um eine entsprechende Empfindlichkeit zu erreichen, wird er mittels eines Stirlingkühlers auf unter 100 K heruntergekühlt. Die Integrationszeit der Kamera variiert je nach gewünschter Temporauflösung bzw. Temperaturbereich von 1 μ s bis 20.000 μ s. Für die Aufnahmen der Wasseroberfläche wurde ein Temperaturbereich von 0 - 30 °C gewählt, das entspricht einer Integrationsdauer von 1362 μ s und einer Temporauflösung von 0,03 K (InfraTec, 2021). Die Kamera wurde zur Aufnahme der Laserlinien nicht mit dem Laser getriggert, sondern fertigte durchgehend Aufnahmen mit einer Frequenz von 500 Hz an, was eine Zeitauflösung von 2 ms bedeutet. Um so eine hohe Bildrate umsetzen und speichern zu können, musste die Kamera im 'binning'-Modus betrieben werden: Je 4 benachbarte Pixel wurden addiert und deren Mittelwert in einem Pixel abgespeichert. Die Bildauflösung reduzierte sich daher auf 512 x 640 Pixel. Die Kamera speichert Bilddateien im rohen .irb-Format ab, wobei jeder Pixel einen float-Wert mit der entsprechenden Temperatur trägt.

4.4.2 NIR-Faserlaser

Der verwendete Laser der Firma IPG Photonics (Modell ELR-100AC) ist ein luftgekühlter Erbium-Faserlaser. Die Nennleistung der Ausgangsstrahlung beträgt 100 W in einem Frequenzbereich von 1530 bis 1570 nm (IPG, 2016). Der Laser wird über ein Ethernet-Interface gesteuert. So kann die Leistung (in Prozentangaben der Maximalleistung) geregelt werden und ebenso ein gepulster Laserstrahl mit festgelegter Frequenz f_L und Pulsdauer t_L eingestellt werden. Der Laser wurde gezielt aufgrund seines Spektralbereichs ausgesucht, da sich mit dem Extinktionskoeffizient von Wasser (Beć und Huck, 2019) in diesem Wellenlängenbereich eine Eindringtiefe nach (Gl. 2.37) ergibt, die in etwa der maximal erwarteten Dicke der viskosen Grenzschicht entspricht:

$$\mu(\lambda = 1550 \text{ nm}) = (900 \pm 50) \frac{1}{\text{cm}} \quad (4.1)$$

$$\xi_{laser} = \frac{1}{\mu} \approx 1.11 \pm 0.06 \text{ mm} \quad (4.2)$$

Die Eindringtiefe der Kamera (Spektralbereich 2000 nm bis 5500 nm) lässt sich wesentlich schwieriger abschätzen, da der Absorptionskoeffizient (Beć und Huck, 2019) in diesem Bereich über mehrere Größenordnungen variiert. Je nach Temperatur und entsprechendem Wellenlängenbereich variiert die Eindringtiefe der von der Kamera beobachtbaren Strahlung im Bereich

$$\xi_{Kamera} \in [10^{-4} \text{ mm}, 1 \text{ mm}] \quad (4.3)$$

Über den Großteil des Kameraspektralbereichs kann aber nur der oberste Teil der Schicht beobachtet werden, die vom Laser erreicht wird. Die mittlere Eindringtiefe der Kamera kann mit

$$\bar{\xi}_{Kamera} \approx 0.1 \text{ mm} \quad (4.4)$$

abgeschätzt werden.

Der Laserpuls wird aus dem Hauptgehäuse in eine gelb ummantelte Lichtleitfaser geleitet, an deren Ende ein Kollimator mit Staubschutzkappe (in Abb. 4.3 zu sehen) sitzt.

Der Kollimator wird dann in einen optischen Aufweitungsapparat geklemmt, der senkrecht auf dem Kanaldach fixiert wird und durch das doppelverglaste Fenster in den Kanal zeigt.

Die Aufweitungsoptik (Abb. 4.4) wurde von (Stewing, 2023) aufgebaut und besteht aus zwei Klemmfassungen, in denen der Kollimator fixiert wird, einer Zerstreuungslinse (Brennweite $f = -50$ mm), einer Zylinderlinse (Brennweite $f = -100$ mm) und einer Sammellinse (Brennweite $f = 150$ mm). Zylinderlinse und Zerstreuungslinse lassen sich entlang der Strahlachse verschieben, die Zylinderlinse kann zusätzlich noch gedreht werden. So konnte durch Feinjustierung von Hand eine möglichst



Abbildung 4.3: Laserausgang: Lichtleitfaser aus Glasfaser (gelb ummantelt) mit Kollimator, Fotografie aus (Stewing, 2023)

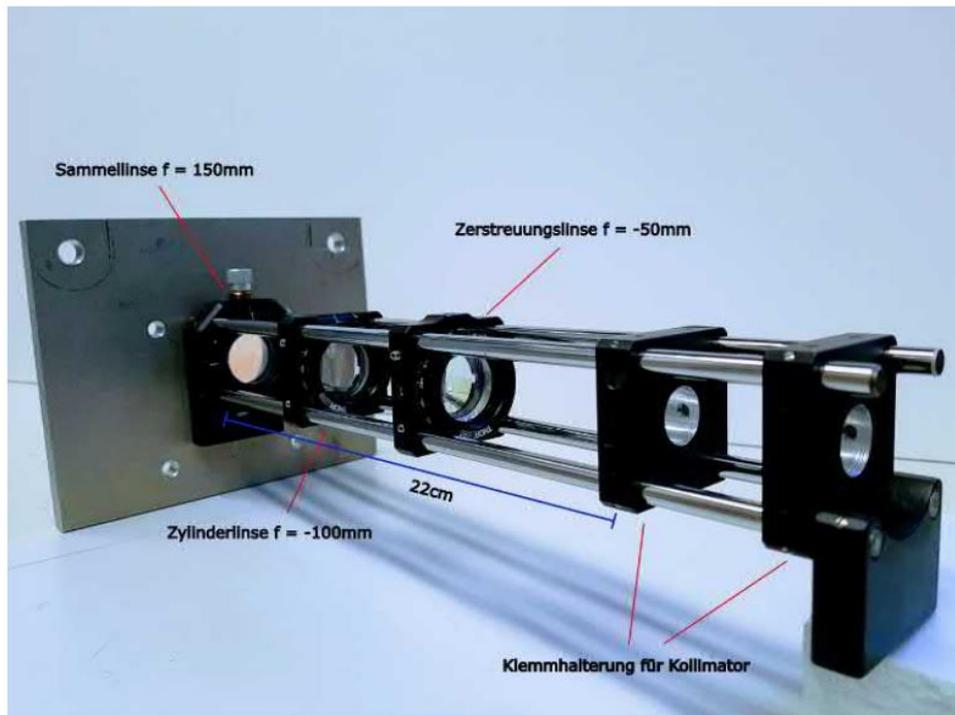


Abbildung 4.4: Foto der verwendeten Aufweitungsoptik mit Kollimatorhalterung, Zerstreuungslinse, Zylinderlinse und Sammellinse, aus (Stewing, 2023)

dünne, lange und gut fokussierte Linie senkrecht zur Windrichtung auf der Wasseroberfläche erzeugt werden.

Hierbei soll kurz auf die Funktionsweise des Apparats eingegangen werden. Aus dem Kollimator tritt ein recht schmaler, paralleler (also sich nicht aufweitender) Laserstrahl aus. Betrachtet man die Strahlebene etwas genauer, so handelt es sich nicht um eine kreisrunde Intensitätsverteilung mit scharfen Grenzen, sondern vielmehr um eine zweidimensionale Gaußverteilung. Diese Gaußverteilung wird nun mit der Zerstreuungslinse in beiden Richtungen der Strahlebene etwas vergrößert, ehe die Zy-

linderlinse für eine weitere Vergrößerung sorgt, allerdings nur in die Richtung senkrecht zum Wind, also die Länge der Linie betrifft. Die abschließende Sammellinse fokussiert die Intensitätsverteilung nun wieder gleichermaßen in beide Richtungen. So entsteht auf der Wasseroberfläche eine lange, dünne Linie. Mit den Methoden aus Kapitel 5 können die Breite und Länge bestimmt werden: Die Länge (6-fache Standardabweichung der Gaußverteilung in Längsrichtung, also der Bereich, in dem 99% der Intensität liegt) beträgt $l = 9.0 \pm 0.2$ cm und die Breite (einfache Standardabweichung) $b = 0.390 \pm 0.006$ mm.

4.5 Messungen und Ablauf

Alle Messungen, die im Folgenden ausgewertet werden wurden am Nachmittag des 04.10.2023 durchgeführt.

Der Wasserstand betrug im Mittel 99.1 ± 0.3 cm und ist über den Messzeitraum von anfänglich 99.4 cm aufgrund kleinerer Lecks am Aeolotron auf letztendlich 98.8 cm abgefallen. Diese Abweichung ist als relativ gering anzusehen und sollte sich nicht merklich auf quantitative Längen- und Breitenauswertungen per Thermographie auswirken. Wasser- und Lufttemperaturen betragen $T_W = 21.3 \pm 0.3$ °C und $T_L = 22.1 \pm 0.3$ °C

Vor Beginn der Messungen wurde ein Kalibrierbild aufgenommen: Hierfür wurde ein Aluminium-Lochtarget genutzt, das in einem Schwimmkörper aus Plexiglas durch das Kamerabild geführt wurde. Die Strukturen des Aluminiumtargets sind aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit auf dem Kamerabild zu erkennen. So kann zunächst die Kamera genau auf die Höhe der Wasseroberfläche fokussiert werden und im Nachhinein kann die perspektivische Verzerrung der schrägstehenden Kamera korrigiert werden. Zusätzlich ergibt sich eine Eichung zwischen Bildpixeln und Längen auf der Wasseroberfläche, da die großen Löcher des Targets jeweils genau 6cm Abstand zueinander aufweisen.

Nach der Aufnahme des Kalibrierbilds wurde die Wasseroberfläche im Kanal geskimmt. Hierzu wird ein Abscheider ca. 1-2 mm unter der Wasseroberfläche eingesetzt und so bei mäßigem Wind über einen Zeitraum von ca. 15-30 Minuten die oberste Wasserschicht abgepumpt. Das ist notwendig, um Verunreinigungen, Chemikalienreste und unerwünschte Oberflächenfilme zu entfernen. Anschließend wurde der gewünschte Oberflächenfilm zur Unterdrückung von Wellen aufgetragen. Hierzu wurde Hexadecanol, ein langkettiger Alkohol (Vgl Kap. 2.4.2) verwendet. Es wurden 8 ml einer Lösung (1.02 g Hexadecanol auf 200 ml Ethanol) auf die Wasseroberfläche getropft, sodass die gesamte Oberfläche vom Film bedeckt war und keine Wellen mehr zu sehen waren. Das Aufgeben des Films in einem Lösungsmittel (hier Ethanol) vereinfacht die Ausbreitung auf der Wasseroberfläche und verhindert Verklumpen des Hexadecanols.

Anschließend begann die eigentliche Messreihe, die für fünf verschiedene Windgeschwindigkeiten (dargestellt jeweils über die Ansteuerfrequenz f_A , siehe Tab. 4.1 für Referenzgeschwindigkeiten) jeweils den selben Ablauf hatte: Für alle Messungen war der Kanal vollständig verschlossen und nicht

belüftet, also thermisch von der Umgebung isoliert. Für die verschiedenen Windgeschwindigkeiten wurde nun zuerst die gewünschte Geschwindigkeit eingestellt und ein ca. 15 Minuten langer Vorlauf abgewartet, sodass sich das Gleichgewicht zwischen Reibung und Schubspannung am Wasserkörper (vgl. Kap. 3.2) vollständig einstellen konnte. War das der Fall, wurde die Aufnahme der Thermographiebilder gestartet. Ca. 5 Sekunden später wurde auch der NIR-Laser bei voller Leistung mit einer Frequenz von 5 Hz und 10 ms Pulsdauer gestartet. 5 Minuten nach Start der Kameraaufnahme wurden die Axialventilatoren ausgeschaltet und nach einer weiteren Minute die Kameraaufnahme und der Laser gestoppt.

Nach der Durchführung dieser Einzelmessungen wurde noch eine letzte lange Abklingmessung durchgeführt, bei der lediglich Kamera und Laser aktiviert waren und für 45 Minuten der reibungsbedingt langsam abbremsende Wasserkörper (ohne Wind) gemessen wurde. Wegen der deutlich längeren Messdauer wurde zur Reduzierung der anfallenden Datenmengen die Kamera-Bildrate auf 100 Hz herabgesetzt. Eine Übersicht der Messreihe ist in Tabelle 4.2 aufgetragen.

Windfrequenz f_A [Hz]	Uhrzeit	Wasserstand	Laserparameter Leistung [%] Frequenz f_L [Hz] Pulsdauer t_L [ms]
6,3	16:25:07	99,1 cm	100 5 10
7,1	16:50:21	99,1 cm	100 5 10
7,9	15:59:26	99,2 cm	100 5 10
10,0	17:18:02	98,9 cm	100 5 10
12,6	17:40:27	98,8 cm	100 5 10
15,8	18:04:15	98,8 cm	100 5 10
- (Abklingmessung)	18:12:20	98,8 cm	100 5 10

Tabelle 4.2: Übersicht der Messungen

Kapitel 5

Datenauswertung

Im folgenden Kapitel wird die Verarbeitung der aufgenommenen Bilddaten dargelegt. Diese müssen zur Reduzierung des anfallenden Speicher- und Rechenzeitbedarfs zunächst stark komprimiert werden. Anschließend werden sie mithilfe des Kalibrierbilds perspektivisch korrigiert, ehe die eigentliche Auswertung der aufgeprägten Linien erfolgen kann.

5.1 Bearbeitung der Rohdateien

Die Kamera speichert ihre Aufnahmen als .irb-Dateien ab, die in jedem Pixel den float-Wert der zugehörigen Temperatur tragen. Je 500 Bilder werden in einer .irb-Datei als Sequenz zusammengefasst. Jede solche Sequenz, die bei einer Bildrate von 500 Hz eine Sekunde der Messdauer abdeckt, hat eine Größe von ca. 320 MB. Bei einer Messdauer von 6 Minuten entstanden somit Rohdaten von über 100 GB pro gemessener Windgeschwindigkeit.

Die im folgenden beschriebene Komprimierung und Perspektivenkorrektur erfolgte ausschließlich mit dem Bildverarbeitungsprogramm Heurisko.

5.1.1 Komprimierung

1. Im ersten Schritt wird aus der ersten Sequenz (also den ersten 500 Bildern) pixelweise ein Temperaturmittelwert berechnet. Wie aus dem Messablauf deutlich wird, ist in der ersten Sequenz noch kein Laser aktiv, somit sollte der Mittelwert der ungeheizten Wassertemperatur entsprechen.
2. Der so errechnete pixelweise Mittelwert wird von allen anderen Bildern der Messreihe abgezogen. Die Pixel tragen nun nur noch die Information der Temperaturabweichung zum Mittelwert. Fehlerhafte/tote Pixel fallen auf diese Weise aus dem Bild heraus.
3. Um negative Pixelwerte (treten ab und zu bei Temperaturschwankungen auf) zu vermeiden, wird allen Pixeln ein Offset von 1 K aufaddiert. Da die Erhitzung durch den Laser eher moderat ist (es wurden maximale Erwärmungen von 2 K beobachtet) sollten alle Pixelwerte nun im Bereich zwischen 0 K und 4 K liegen.

4. Die offset-verschobenen Temperaturwerte werden nun von float zu byte-Werten konvertiert, werden also multipliziert und gerundet, sodass sie als ganzen Zahlen zwischen 0 und 255 vorliegen. Eine Differenz von 1 Pixelwert entspricht einer Temperaturdifferenz von 0.016 K.
5. Zur Datenkomprimierung ist es optimal, wenn statistisches Rauschen so wenig Information wie möglich einnimmt (B. Jähne, 2023). Eine Analyse der bisher konvertierten Pixelwerte zeigt, dass die Standardabweichung des Rauschens den Wert 8 beträgt. Da diese Information nicht relevant ist, werden alle Werte durch 8 geteilt, sodass das Hintergrundrauschen möglichst wenig Speicher belegen kann. Temperaturabweichungen zwischen 0 K und 4 K werden nun also im Wertebereich von 0 bis 63 abgebildet, was einer Temporaturauflösung von 0.06 K entspricht. Im Vergleich zu den rohen Kameradaten (Auflösung 0.03 K) hat sich die Temporaturauflösung der komprimierten Daten also nur halbiert.
6. Im letzten Schritt werden die so erhaltenen Byte-Daten per Lempel-Ziv-Welch (LZW) Komprimierung im Tagged Image File Format (TIFF) gespeichert und dabei noch einmal etwas komprimiert.

Insgesamt reduziert der Abzug der Mittelwerte und die Konvertierung in byte-Pixelwerte die Datenmenge um einen Faktor 5, der LZW-Algorithmus komprimiert zusätzlich um einen Faktor zwei. Die Größe der Sequenzen kann daher von 320 MB auf knapp 32 MB reduziert werden, ohne allzu großen Informationsverlust.

5.1.2 Perspektivische Korrektur

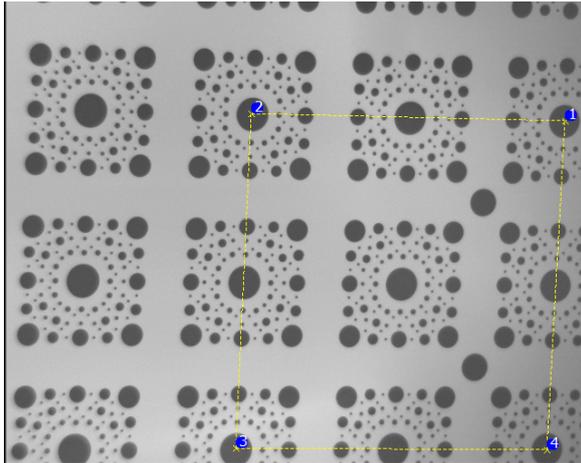
Weiterhin muss nun noch die perspektivische Korrektur der Kameraverzerrung vorgenommen werden. Hierfür werden die Aufnahmen des Kalibrierbilds und die Heurisko-Funktion 'TransformPerspectiveByPoints' genutzt. Zunächst werden im Kalibrierbild 4 Eckpunkte eines eigentlich unverzerrten Quadrats ausgewählt, in dem später auch alle zur Beobachtung relevanten Linien liegen. Der ausgewählte Bildbereich wird dann auf ein Vollformat von 640x640 Pixel vergrößert und entzerrt. Der Vorgang ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

Die so erhaltene Transformationsmatrix wurde in einem ersten Bearbeitungsschritt auf alle .tiff-Sequenzen angewendet. Als angenehmen Nebeneffekt wird im selben Zug eine Eichung für die Pixelwerte geschaffen: Die großen Lochöffnungen des Kalibriertargets sind 6 cm von einander entfernt, die Toleranzen liegen im Mikrometerbereich und werden daher vernachlässigt. Da das transformierte Bild (Abb 5.1b) als Kantenlänge gerade den zweifachen Abstand (also 12 cm) hat und 640 x 640 px groß ist, erhält man die Längeneichung:

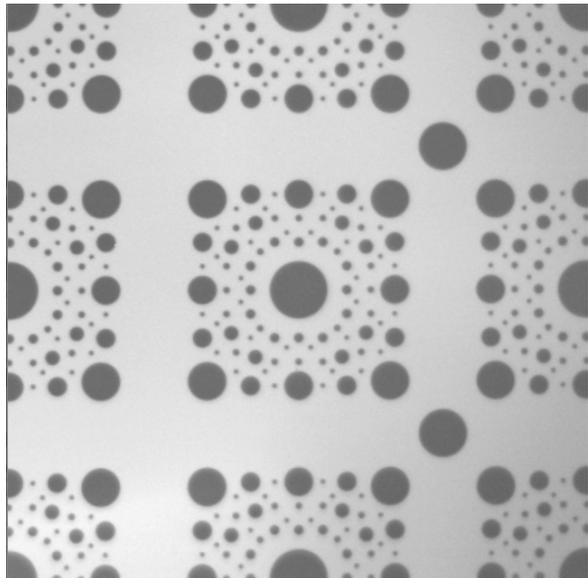
$$l[\text{cm}] = l[\text{px}] \cdot \frac{12 \text{ cm}}{640 \text{ px}} \quad (5.1)$$

Jeder Pixel (sowohl in Länge als auch Breite) entspricht also 0.1875 mm.

Abbildung 5.2 stellt den gesamten Komprimierungs- und Korrekturprozess noch einmal im direkten Vergleich zur Originalaufnahme dar.



(a) Kalibrierbild (bereits .tiff-komprimiert) mit ausgewählten Eckpunkten für Perspektivkorrektur Bildmaße: 640 x 512 px

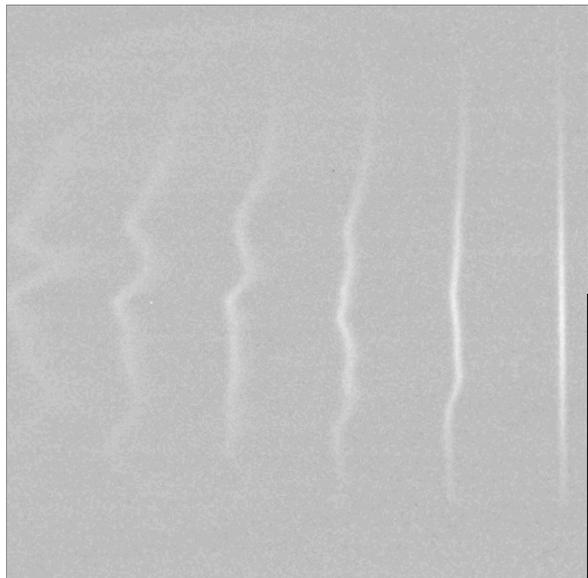


(b) Perspektivkorrigiertes Kalibrierbild Bildmaße: 640 x 640 px

Abbildung 5.1: Kalibrierbild und Perspektivkorrektur



(a) Rohbild: .irb-Datei, wie sie von der Kamera gespeichert wird, Temperaturwerte in Farbdarstellung



(b) komprimierter und perspektivkorrigierter Bildausschnitt, der weiter verwendet wird, Pixelwerte in Graustufen dargestellt

Abbildung 5.2: Übersicht Rohbild und komprimiertes und perspektivkorrigiertes Bild (Aufnahmen zum identischen Zeitpunkt aus der Messung mit 6,3Hz)

5.2 Linienanalyse

Nun werden die komprimierten und perspektivkorrigierten Bilder genutzt, um die Breiten und Positionen der einzelnen Linien zu bestimmen, aus denen letztendlich physikalische Informationen gewonnen werden können. Hierzu wird in einem ersten Schritt aus jedem Bild einer Messreihe ein schmaler Bereich aus der Bildmitte (über die gesamte Breite) herausgeschnitten und alle Ausschnitte zu einem 'xt-Bild' zusammengesetzt. Anschließend wird für das gesamte xt-Bild der sogenannte

Orientierungsvektor berechnet, um das Aufprägen jeder Linie zeitlich zu detektieren. Für die ersten beiden Schritte wird weiterhin das Bildverarbeitungsprogramm Heurisko genutzt.

Im Weiteren Verlauf wird mit Python an jede detektierte Linie eine Gaußfunktion angefitet, aus der dann Breite und Position der Linien in zeitlicher Abhängigkeit bestimmt werden können.

5.2.1 Datenreduktion: Erstellung von xt-Bildern

Da für die Auswertung im Wesentlichen nur die Breite der Linien relevant ist, bietet sich die Reduktion aller Bilder einer Messreihe zu einem sogenannten xt-Bild an. Hierfür wurden mit Heurisko aus jedem Bild die Zeilen 345-347 ausgeschnitten. Diese Zeilen wurden gewählt, um die Intensitätsmaxima der Linien (Mitte der Linien) zu erfassen. Für die drei Zeilen wurde per Integration ein pixelweiser Mittelwert gebildet. Hierbei kam es zu einer künstlichen Verbreiterung der Linien, die sich innerhalb des Kamerabilds verdrehen (Vgl Abb. 5.2), allerdings hat sich das Integrieren über 3 Zeilen als optimaler Kompromiss herausgestellt, um ein besseres Signal/Rausch-Verhältnis zu erhalten.

Mit dieser Methode wurde jedes Bild auf eine Pixelzeile reduziert, die die relevanten Linienbreitenprofile trägt. Diese Zeilen wurden dann für alle Bilder einer Messreihe untereinandergesetzt, sodass das xt-Bild entsteht. Jede Zeile im xt-Bild zeigt die horizontale Temperaturverteilung in der Mitte eines Bildes. Ein Zeilensprung nach unten entspricht der zeitlichen Weiterentwicklung um ein aufgenommenes Bild (je nach Kamerafrequenz 10 ms bei 100 Hz oder 2 ms bei 500 Hz).

5.2.2 Liniendetektion mittels Orientierungsanalyse

Obwohl Kamera und Laser mit gemeinsamen vielfachen Frequenzen betrieben wurden, verschiebt sich das Aufprägen neuer Linien über den gesamten Messablauf über einige Zeilen. Für die folgende Auswertung der Linienbreiten wird aber die genaue Information benötigt, zu welcher Zeit eine frisch aufgeprägte Linie auf der Wasseroberfläche zu sehen ist.

Hierfür wird die Orientierungsanalyse genutzt: Zunächst wird für jeden Pixel der Strukturtensor

$$Q_{ij} = \frac{\partial S}{\partial x_i \partial x_j} \quad (5.2)$$

berechnet. Er trägt für jeden Pixel im xt-Bild die zweiten Ableitungen der Pixelwerte S in x - und t -Richtung.

Weiter kann aus dem Strukturtensor der Orientierungsvektor

$$\vec{O} = \begin{pmatrix} Q_{xx} - Q_{tt} \\ 2 \cdot Q_{xt} \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

berechnet werden. Der Betrag des Orientierungsvektor ist besonders hoch, wenn starke Gradienten des Temperaturwerts auftreten. Alle Pixel in denen der Betrag des Orientierungsvektors größer als ein durch Ausprobieren bestimmter Grenzwert ist, bekommen den Wert 1 zugewiesen, alle anderen den Wert 0. Anschließend wird auf das so entstandene Binärbild (in dem nur noch die Linien mit Wert '1' enthalten sind) ein Box-Filter angewendet. Dieser gibt die Eckpunkte aller erkannten 'Objekte' (zusammenhängende Pixelstrukturen mit Wert 1) in eine Datei aus. Aus diesen Eckpunkten kann die

Zeile (t-Koordinate) jeder frisch aufgeprägten Linie gespeichert werden. Für die spätere Auswertungen wird den erhaltenen Zeilen ein Wert von 5 adiirt, da die Linien erst nach einer Pulsdauer von 10ms (5 Zeilen bei 500 Bildern / s) voll aufgeprägt sind. Abbildung 5.3 zeigt ein xt-Bild, sowie den darin berechneten Orientierungsvektor und das erhaltene Binärbild, in dem nur noch die Linien vorhanden sind.

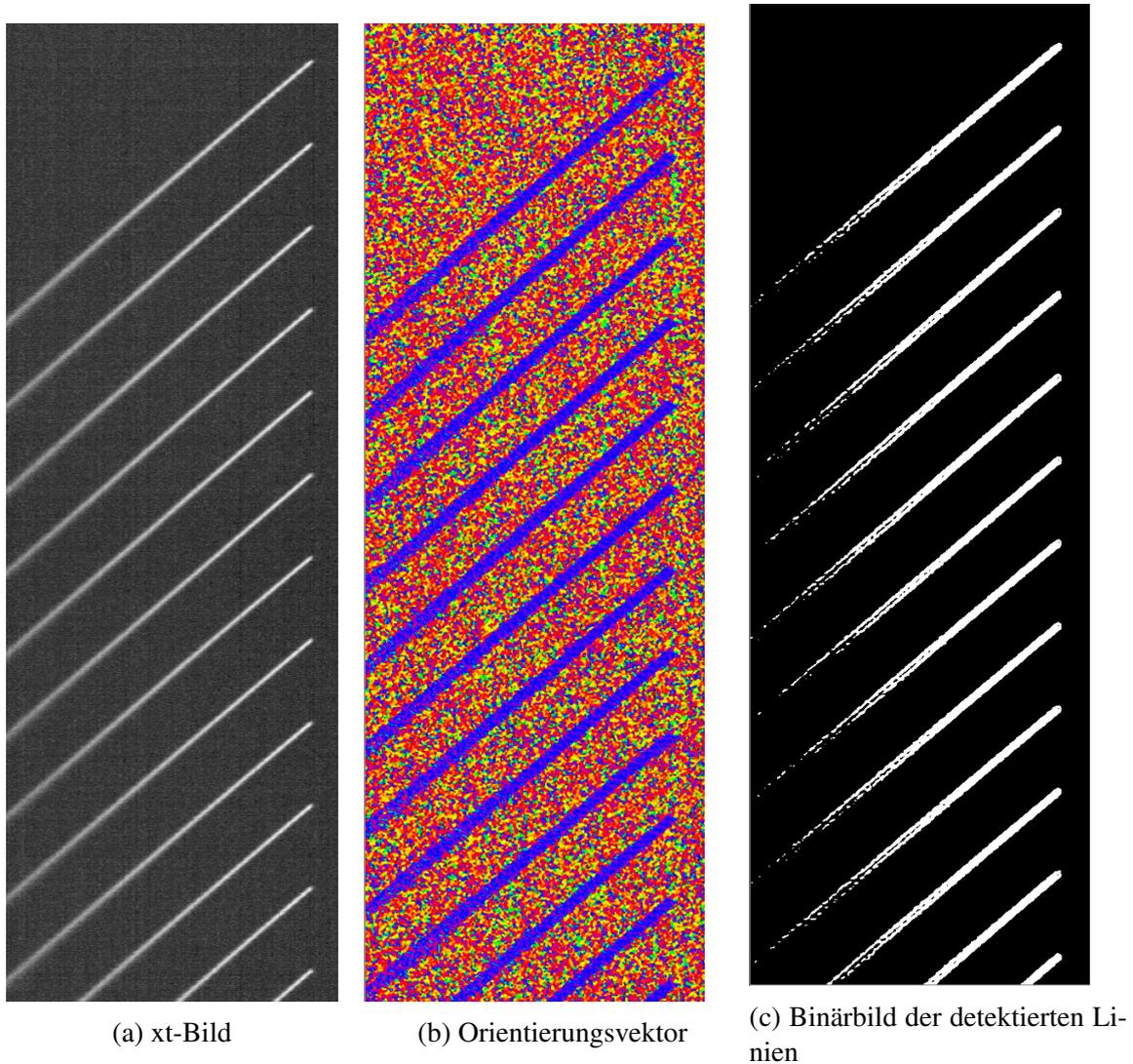


Abbildung 5.3: Vergleich xt-Bild mit dem Orientierungsvektor und dem Binärbild zur Liniendetektion. Der Orientierungsvektor ist in zwei Farbkanälen dargestellt. Gradienten in horizontaler Richtung werden im Farbraum rot-grün dargestellt, Gradienten in vertikaler Richtung im Farbraum gelb-blau. Es ergeben sich entsprechende Mischfarben. Im Binärbild (c) wird nur ein 16 px schmaler Bereich um den Linienbeginn (rechts im Bild) für den angesprochenen Box-Filter genutzt, so dass dieser nur den Linienbeginn detektiert.

5.2.3 Geschwindigkeitsbestimmung

Für den ersten Teil der physikalischen Auswertung soll die Oberflächengeschwindigkeit sowohl unter Gleichgewichtsbedingungen, als auch während des Ausschalten des Winds bestimmt werden. Die

weitere Auswertung erfolgt ausschließlich mit Python. Den Linien wurden Gaußfunktionen der Form

$$S(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) + b \quad (5.4)$$

angefittet. S ist das Signal (konvertierte Temperaturwerte), die Fitparameter sind A (Fläche unter der Gaußkurve), μ (Linienposition), σ (Linienbreite) und b (Temperaturoffset). Als Fitroutine wird 'curve-fit' aus dem package 'scipy.optimize' genutzt, es werden also least-square-fits durchgeführt.

Für die Geschwindigkeitsbestimmung wird bei jeder Messung folgendermaßen vorgegangen:

1. Das xt-Bild der jeweiligen Messung wird als dreidimensionaler Array in Python eingelesen
2. Weiterhin werden die mit Heurisko detektierten Zeilen der frisch aufgeprägten Linien als Array eingelesen
3. In einer for-Schleife wird durch die detektierten Zeilen mit frisch aufgeprägten Linien iteriert und für jede Zeile eine Gaußfunktion angefitet. Als Startparameter wird für die Position der Linie das Temperaturmaximum der jeweiligen Zeile gewählt. Es wird nur der Bereich des Temperaturmaximums ± 6 typische Linienbreiten für den ersten Fit berücksichtigt
4. In einer verschachtelten for-Schleife werden die Zeilen bis zur nächsten frisch aufgeprägten Linie ebenfalls gefittet. Als Startparameter für den Fit werden jeweils die in der Zeile zuvor gefundenen Parameter genutzt, da die Linien sich nur wenig verschieben. Jede Linie wird zweimal gefittet: Einmal über den gesamten Bildbereich und ein zweites Mal im Bereich $\pm 3\sigma$, des gefundenen Maximums, sodass nur die relevante Linie im Fit berücksichtigt wird.
5. Die erhaltenen Fit-Parameter und Standardabweichungen aus jeder Zeile werden in einem großen Array gespeichert.

Aus den so erhaltenen Linienpositionen kann die Oberflächengeschwindigkeit v_{surf} aus den Verschiebungen zwischen benachbarten Zeilen berechnet werden:

$$v_{surf} = (\mu_i - \mu_{i+1}) \cdot fr \quad (5.5)$$

μ_i sind die Linienpositionen in der i -ten Zeile und fr die Bildrate, also der Kehrwert der Zeitdifferenz zwischen jeder Zeile. Diese Berechnung wird jeweils nur für die Zeilen zwischen zwei frisch aufgeprägten Linien durchgeführt, bei denen also keine großen Positionssprünge auftreten. Anschließend werden alle Geschwindigkeiten aus der Verfolgung einer Linie gemittelt, um die erhaltenen Daten etwas zu glätten. Als Messunsicherheit wird die Standardabweichung um die linienweise gemittelte Geschwindigkeit genutzt. In Abbildung 5.4 sind die so erhaltenen Werte aus der Abklingmessung aufgetragen.

Aus dem Fit mit Gleichung (3.9), dargestellt in Abb. 5.4 kann der Reibungskoeffizient K für das Aeolotron bestimmt werden:

$$K = (117.71 \pm 0.13) \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{cm}} \quad (5.6)$$

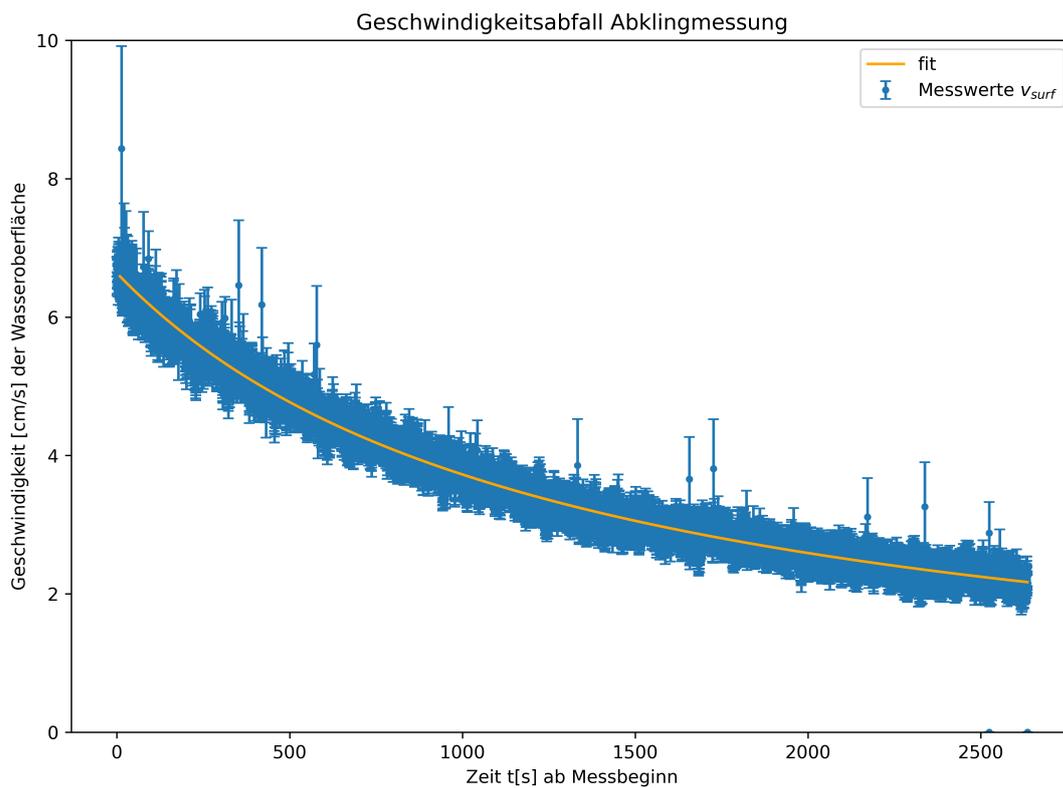


Abbildung 5.4: Berechnete Oberflächengeschwindigkeiten der Abklingmessung. Einzelne Ausreißer liegen vor, da bei über 200.000 gefitteten Linien ab und an eine Linie falsch gefittet wird, oder der Sprung zu einer neu aufgeprägten Linie in der Geschwindigkeitsberechnung mit eingeht. Der gefittete Geschwindigkeitsverlauf entspricht Gl. (3.9), also dem reibungsbedingten Geschwindigkeitsabfall ohne Wind

Für die Messungen mit Wind erfolgt das Fitten der Oberflächengeschwindigkeit grundsätzlich ähnlich. Betrachtet wird hier jeweils der Zeitraum 30 s vor Abschalten des Winds bis zum Messende (60 s nach abschalten des Winds). Aus den 30 s bei aktivem Wind kann für jede Windgeschwindigkeit die Oberflächengeschwindigkeit im Gleichgewicht berechnet werden. Nach Ausschalten benötigt der Wind etwas Zeit, bis er auf ein konstant niedriges Niveau abfällt. Ebenso baut sich auch die Scherströmung erst nach und nach ab. An den letzten Teil der Messung (Wind und Scherströmung sind fast vollständig abgebaut) kann ein Geschwindigkeitsverlauf nach (Gl. 3.9) mit dem in der Abklingmessung bestimmten Reibungskoeffizienten (Gl. 5.6) angefitet werden. Aus diesem Verlauf kann die Geschwindigkeit u_0 des Wasserkörpers zum Zeitpunkt des Ausschaltens (also noch im windangetriebenen im Gleichgewicht) berechnet werden, was eine Abschätzung der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* nach (Gl. 3.8) ermöglicht. Zur Illustration ist in Abb. 5.5 nur ein vollständig bearbeiteter Geschwindigkeitsverlauf gezeigt. Alle weiteren Verläufe sind im Anhang A.1 abgedruckt. Die errechneten Geschwindigkeitswerte werden in Kapitel 6, Tabelle 6.1 aufgegriffen.

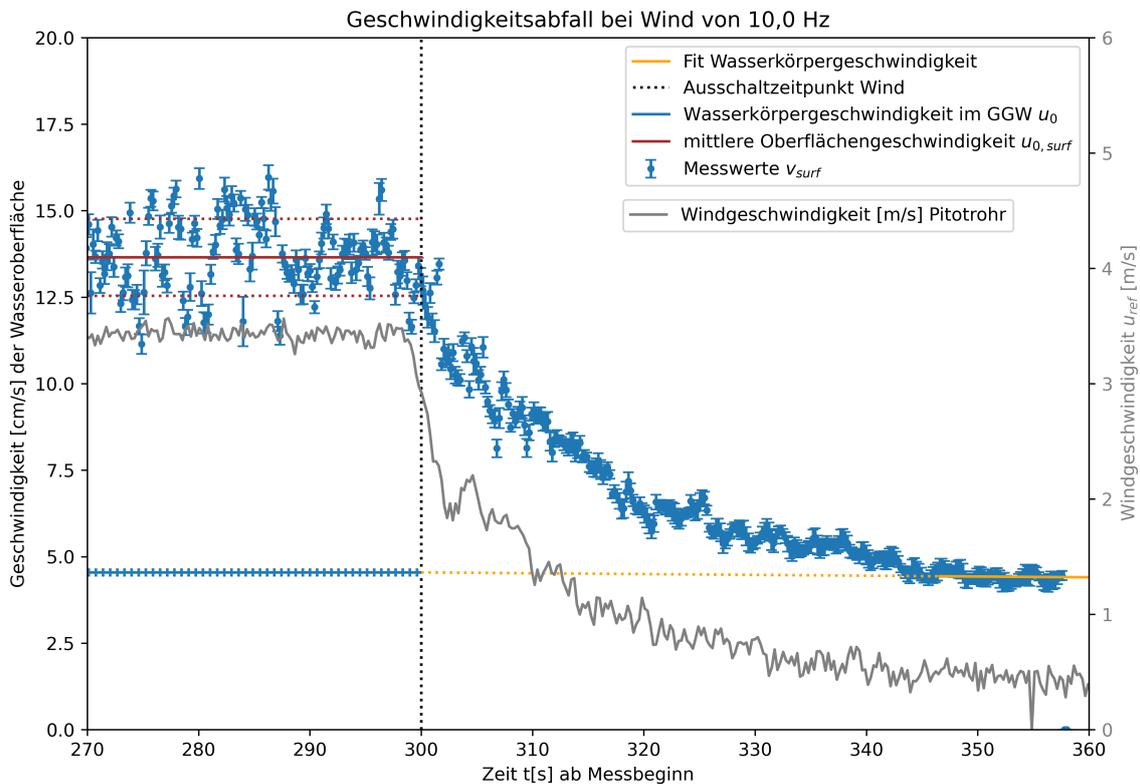


Abbildung 5.5: Geschwindigkeitsabfall beim Ausschalten des Windes und zuvor 10,0Hz. Die blauen Messpunkte sind die gemessene Oberflächengeschwindigkeit. In rot dargestellt ist die mittlere Oberflächengeschwindigkeit im Gleichgewicht $u_{surf} = (13.7 \pm 1.1)$ cm/s. In grau dargestellt ist das Windgeschwindigkeitsprofil gemessen am Pitotrohr (rechte y-Achse [m/s] beachten). Die durchgezogene gelbene Linie ist der Fit im Bereich, der zur Bestimmung der Wasserkörpergeschwindigkeit herangezogen wurde. Die gelbe gepunktete Linie ist der errechnete Verlauf der Wasserkörpergeschwindigkeit während des Abklingvorgangs. Die blaue durchgezogene Linie ist die errechnete Wasserkörpergeschwindigkeit im Gleichgewicht $u_{bulk} = (4.55 \pm 0.08)$ cm/s. Es ergibt sich aus den Werten eine Schubspannungsgeschwindigkeit $u_* = (0.409 \pm 0.009)$ cm/s

5.2.4 Auswertung der Linienbreiten

Die Auswertung der Linienbreiten erfolgt grundsätzlich ähnlich zur Auswertung der Geschwindigkeit, allerdings sollen hierfür die Linien nicht nur gefittet werden bis die nächste frische Linie aufgeprägt ist, sondern die Linien sollen so lange gefittet werden, wie sie im Bildausschnitt beobachtbar sind. Die vorher genutzte Schleifen-Struktur wird dahingehend bearbeitet, dass die innere for-Schleife (Fit mit Sprung von Zeile zu Zeile) nicht nur bis zum Zeitpunkt der nächsten erkannten frisch aufgeprägten Linie läuft, sondern so lange, bis der erkannte Linienmittelpunkt 1 cm vom linken Bildrand entfernt liegt und die Linie droht, aus dem Bild zu laufen. Dann springt die Routine zur Zeile mit der nächsten frisch aufgeprägten Linie zurück und beginnt von vorne. Da die Datensätze hierbei keine vorhersehbare Größe haben, werden die Fitparameter und die zugehörige Zeit ab Aufprägen der Linie (Beobachtungszeit) an eine Liste angehängt. Diese Listen werden anschließend nach der Beobachtungszeit sortiert und die Fitparameter werden in einem Histogramm dargestellt. Auf diese Weise wird zum einen die Linienbreite σ ausgewertet, jedoch auch die Gauß-Fläche A wird so betrachtet, um abzuschätzen, ob Wärme nach unten aus dem von der Kamera erfassten Tiefenbereich herausdiffundiert.

Betrachtet werden hierbei für jede Windgeschwindigkeit getrennt der Zeitraum in dem der Wind aktiv ist und der Zeitraum am Ende der Messung ohne Wind, wobei dieser zusätzlich so verkürzt wird, dass die Scherströmung bereits größtenteils abgebaut ist (je höher die Windgeschwindigkeit, desto schneller ist die Scherströmung abgebaut, vgl. Tabelle 6.1). Aus den Histogrammen der Linienbreite bei abgeklungener Scherströmung sollte ein linearer Anstieg der quadrierten Linienbreite (vgl. Gl 2.30) mit der Zeit hervorgehen, wobei aus der Steigung der Geraden direkt die Diffusionskonstante (Literaturwert: $D = 0.00144 \text{ cm}^2/\text{s}$ für 20° C warmes, vollentsalztes Wasser (Sharqawy, 2010)) bestimmt werden kann. Eine solche Auswertung ist beispielhaft in Abb. 5.6 gezeigt, die systematischen Auswertungen für alle Windgeschwindigkeiten finden sich in Anhang A.2.

Der zeitliche Verlauf der quadrierten Linienbreite bei aktivem Wind kann mit Verläufen aus der Simulation von Phillip Voigt (Voigt, 2019) verglichen werden, um die Schubspannung τ_{xz} abzuschätzen. Eine solche Auswertung ist beispielhaft in Abb. 5.7 gezeigt, die systematischen Auswertungen für alle Windgeschwindigkeiten finden sich in Anhang A.4.

Außerdem lohnt sich ein Blick auf die zeitliche Entwicklung der Fläche unter der Gaußkurve (Abb. 5.8, systematisch in Anhang A.3 und A.5): Hier ist klar zu sehen, dass die Fläche (entspricht der in der von der Kamera erfassten Schicht deponierten Wärme) bei der Beobachtung ohne Wind konstant bleibt, bei der Beobachtung mit aktivem Wind jedoch leicht abnimmt. Das bedeutet, dass ohne Scherströmung die Diffusion in die Tiefe tatsächlich vernachlässigbar ist, da die Temperatur im von der Kamera erfassten Bereich konstant ist. Bei einer Scherströmung jedoch ist das nicht mehr der Fall und man muss auch Diffusion in die Tiefe bzw. aus der Tiefe an die Oberfläche beachten. Diese Effekte sind in der Simulation von (Voigt, 2019) berücksichtigt.

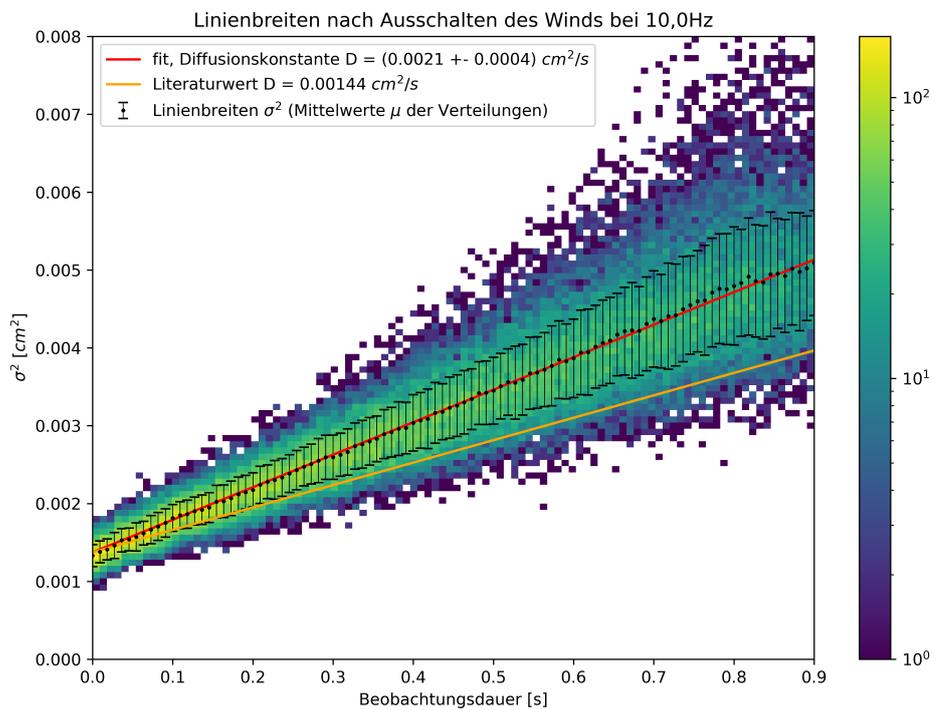


Abbildung 5.6: Linienbreitenhistogramm für den Zeitraum nach Ausschalten des Winds (zuvor 10,0 Hz). Aus der linearen Steigung kann die Diffusionskonstante errechnet werden. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der spaltenweisen Werteverteilung. Die errechnete Diffusionskonstante ist systematisch etwas zu hoch, da sich Linien im zeitlichen Verlauf verdrehen und somit in der hier betrachteten Verarbeitung zusätzlich verbreitert erscheinen

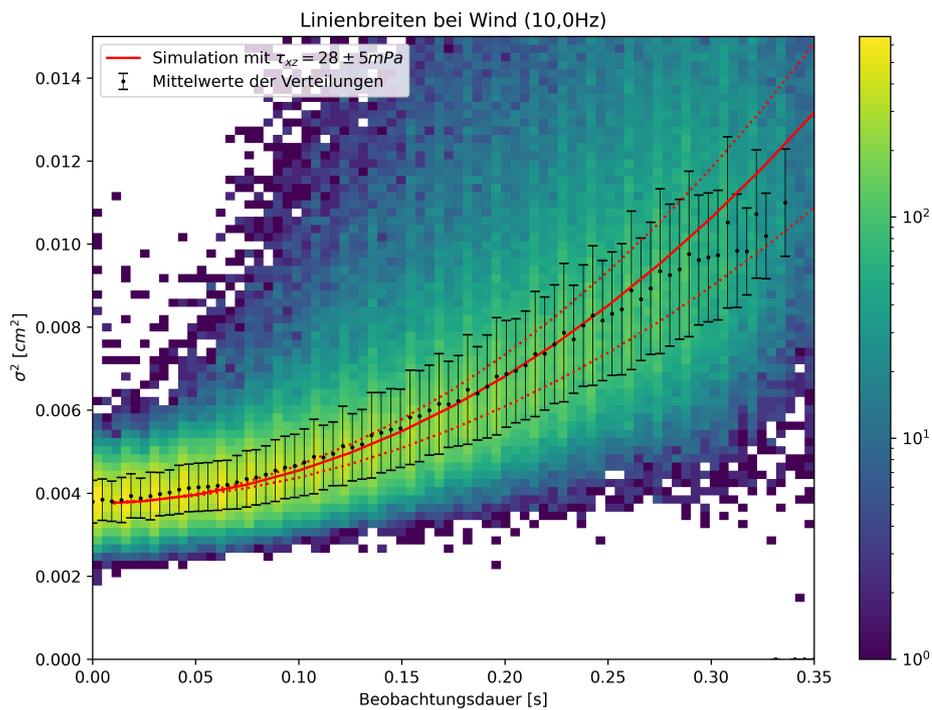
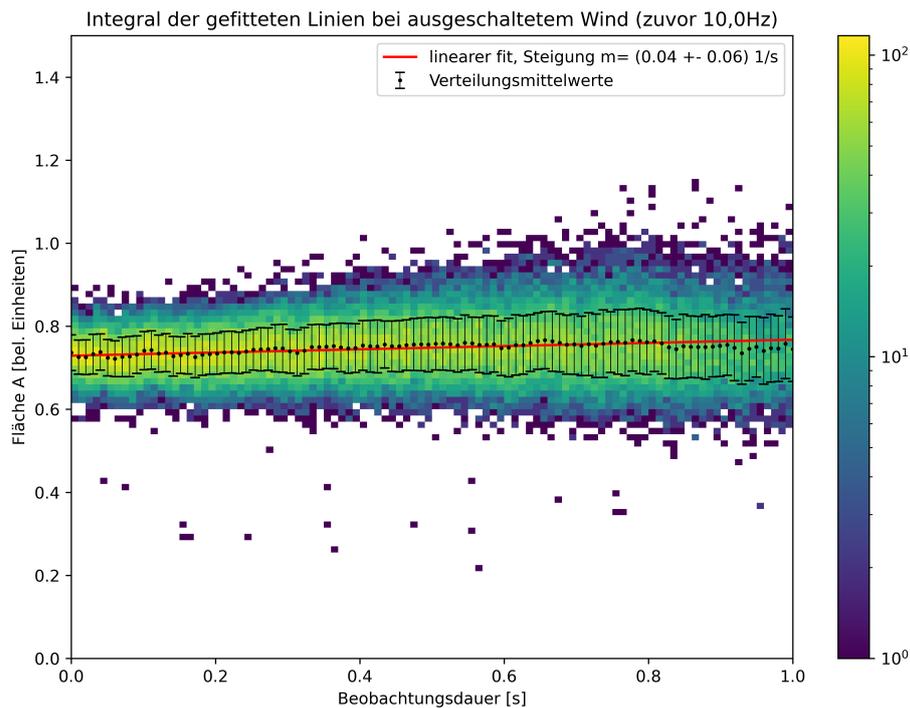
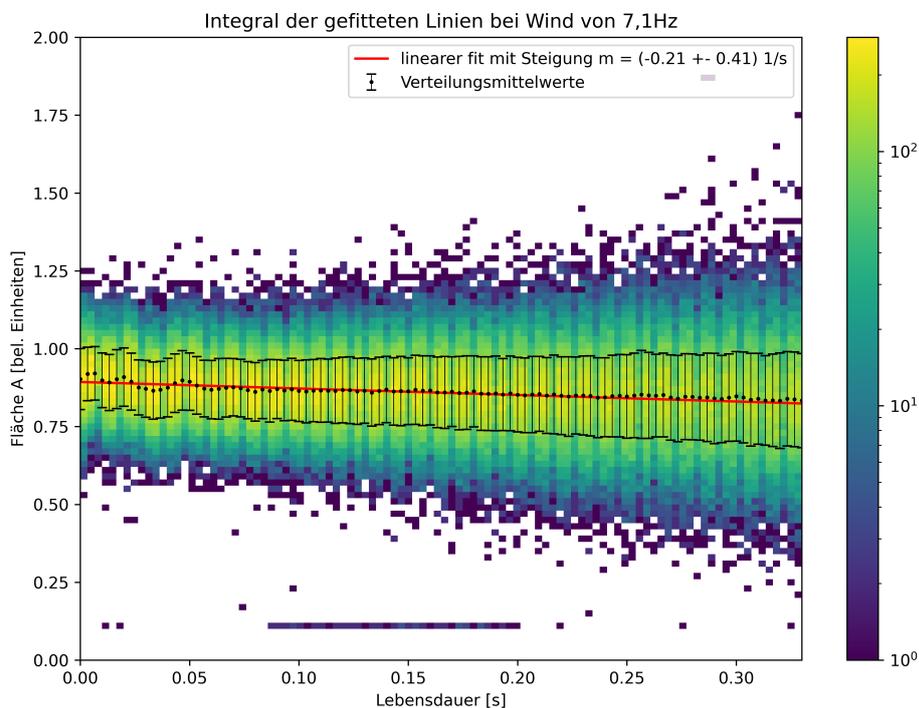


Abbildung 5.7: Linienbreitenhistogramm bei Gleichgewichtsbedingungen (aktivem Wind) mit Standardabweichungen. In rot eingezeichnet ist die beste Übereinstimmung aus der Simulation von (Voigt, 2019). Zu beachten: Die durchgeführten Simulationen wurden nicht interpoliert, sondern sind nur in diskreten Wertschritten von 2 mPa vorhanden. Gestrichelt eingezeichnet sind Simulationen für die Schubspannung an den Fehlergrenzen.



(a) Verlaufshistogramm der Gauß-Flächen im Zeitbereich mit abgeklungenem Wind



(b) Verlaufshistogramm der Gauß-Flächen im Zeitbereich mit aktivem Wind

Abbildung 5.8: Vergleich der Entwicklung der Linienflächen (als Parameter für die insgesamt auf der Oberfläche deponierte Wärme). Ohne Wind (a) ist die Fläche im Rahmen der Abweichungen konstant. Mit Wind (b) ist ein leichter Trend zu einer abnehmenden Fläche (also netto-Wärmediffusion von der Oberfläche in die Tiefe zu erkennen).

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

6.1 Geschwindigkeitsbestimmung

Über die zeitliche Verschiebung der Linienpositionen konnte für jede gemessene Windgeschwindigkeit eine mittlere Oberflächengeschwindigkeit bestimmt werden. Mithilfe des Geschwindigkeitsverlaufs lange nach Ausschalten des Winds (Abklingmessung) konnte der Reibungskoeffizient $K = (117.71 \pm 0.13) \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{cm}}$ für den Abbremsvorgang des Wasserkörpers errechnet werden. Aus der Geschwindigkeit am Ende der jeweiligen Messungen, bei abgebauter Scherströmung, konnte mit diesem Koeffizient die Geschwindigkeit des Wasserkörpers im (vom Wind angetrieben) Gleichgewicht berechnet werden. Dieser Annahme zugrunde liegt, dass im betrachteten Zeitraum am Ende der Messungen die Scherströmung bereits vollständig abgebaut ist. Es stellte sich heraus, dass der Beobachtungszeitraum von 60s nach Ausschalten des Winds bei den niedrigen Windgeschwindigkeiten (6,3 Hz, 7,1 Hz, 7,9 Hz, vgl. Anhang A.1) nicht ausreichte, damit die Scherströmung vollständig abgebaut werden konnte und die reine Wasserkörpergeschwindigkeit über einen verwertbaren Zeitraum von mehreren Sekunden beobachtbar war. Daher ist davon auszugehen, dass die für niedrige Windgeschwindigkeiten errechneten Wasserkörpergeschwindigkeiten systematisch zu hoch liegen.

In Tabelle 6.1 sind die gemittelten Oberflächengeschwindigkeiten sowie die aus dem letzten Messabschnitt errechneten Wasserkörpergeschwindigkeiten bei verschiedenen Windfrequenzen und zugehörigen Referenzwindgeschwindigkeiten aufgetragen. Des Weiteren ist eine aus den Geschwindigkeitsverläufen (siehe Anhang A.1) abgeschätzte Dauer bis zum Abklingen der Scherströmung aufgetragen. Weiterhin ist auffällig, dass die Oberflächengeschwindigkeit bei der Messung mit Windfrequenz 7,1 Hz im Vergleich zur niedrigeren Windfrequenz abfällt. Bei genauer Beobachtung kann man feststellen, dass hier ein Umschlag in den Strömungsverhältnissen stattfindet: Ein Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe (Abb. A.1, A.2 und A.3) zeigt ab der Geschwindigkeit von 7,1 Hz auffällige Oszillationen in der Oberflächengeschwindigkeit, die im Profil mit 6,3 Hz noch nicht zu sehen sind. Ein Blick in die aufgenommenen Bilder (Abb. 6.1) bestätigt: Hier treten erstmals horizontale Verzerrungen und Verdrehungen der Linien auf, die bei 6,3 Hz noch nicht beobachtet werden konnten. Es ist fraglich, ob es sich hierbei um eine Eigenschaft des Oberflächenfilms handelt. Die Wellendämpfung sollte noch in Takt sein, denn Wellenstrukturen sind noch nicht beobachtbar.

Windfrequenz f_a [Hz]	Referenzgeschwindigkeit $u_{wind,ref}$ [m/s]	Oberflächengeschwindigkeit u_{surf} [cm/s]	Wassergeschwindigkeit u_{bulk} [cm/s]	Abklingdauer t_{scher} [s]
6,3	$2,11 \pm 0,07$	$10,8 \pm 0,4$	$(4,0 \pm 1,1)$	> 60
7,1	$2,40 \pm 0,07$	$9,9 \pm 0,8$	$(4,25 \pm 0,16)$	> 60
7,9	$2,67 \pm 0,07$	$11,3 \pm 0,9$	$(4,36 \pm 0,11)$	45 ± 10
10,0	$3,44 \pm 0,07$	$13,7 \pm 1,1$	$4,55 \pm 0,08$	40 ± 10
12,6	$4,40 \pm 0,07$	19 ± 4	$6,13 \pm 0,20$	35 ± 10
15,8	$5,53 \pm 0,07$	25 ± 6	$7,4 \pm 0,5$	30 ± 10

Tabelle 6.1: Übersicht der bestimmten Oberflächengeschwindigkeiten u_{surf} und Wasserkörpergeschwindigkeiten u_{bulk} , sowie Zeit, bis die Scherströmung abgeklungen ist (aus Geschwindigkeitsprofil abgeschätzt). Die in Klammern gesetzten Bulkgeschwindigkeiten sind nicht aussagekräftig, da das Abklingen der Scherströmung nicht lang genug beobachtet wurde

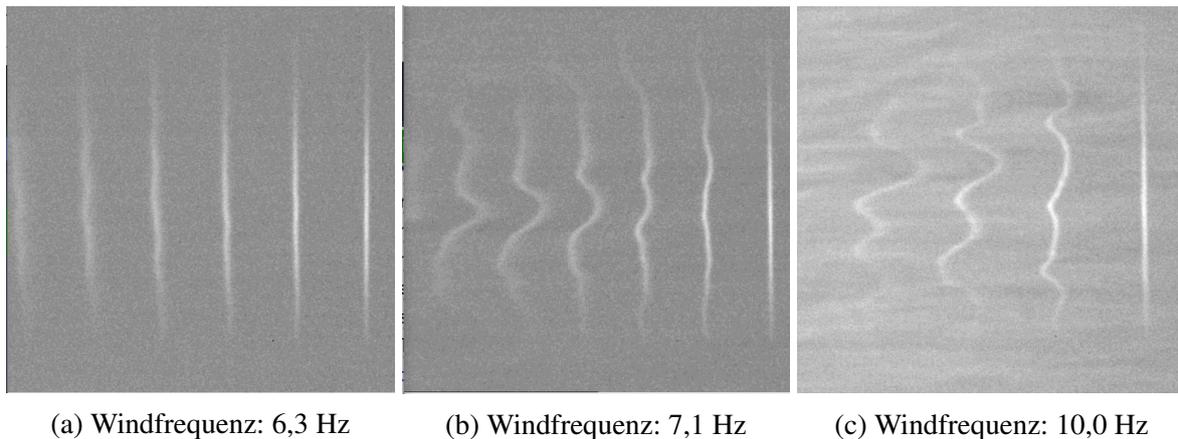


Abbildung 6.1: Transformierte Bilder einer frisch aufgeprägten Linie zu vergleichbaren Zeitpunkten am Beginn der Messreihe. Auffällig sind die bei einer Windfrequenz von 7,1 Hz erstmalig auftretenden horizontalen Verzerrungen, die später deutlich statistischer verteilt erscheinen. Das rechte Bild hat einen helleren Hintergrund, da parallel Gasaustauschmessungen betrieben wurden, wozu in großen Zeitintervallen die Wasseroberfläche flächig erhitzt wurde. Dies sollte sich auf die Geschwindigkeiten und Linienbreiten nicht weiter auswirken

Ab der Windfrequenz von 12,6 Hz sind erste angedeutete Wellenstrukturen (dunkle, lange Schatten in Abb. 6.2) zu erkennen, die größere statistische Streuungen in allen berechneten Werten erklären. Offensichtlich lässt bei diesen Windgeschwindigkeiten die Dämpfungswirkung des Oberflächenfilms nach, obwohl mit bloßem Auge immer noch keine Wellen an der Wasseroberfläche zu erkennen waren.

Auf den ersten Blick deuten die aufgenommenen Daten (Tabelle 6.1) auf einen linearen Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit, Oberflächengeschwindigkeit und Wassergeschwindigkeit hin, wenn man die drei Messungen mit 10,0 Hz, 12,6 Hz und 15,8 Hz berücksichtigt. Allerdings ist zu beachten, dass in diesem Regime schon Störungen durch einsetzende Wellenbildung vorliegen können (vgl. zunehmende Messunsicherheit der bestimmten Oberflächengeschwindigkeit). Für die niedrigen Windgeschwindigkeiten ist eine Aussage schwieriger, da die Oberflächengeschwindigkeit hier mit dem Auftreten der horizontalen Verzerrungen scheinbar verringert wird. Die Wassergeschwindigkeiten sind hier aufgrund der zu niedrigen Beobachtungsdauer nicht aussagekräftig.

Mit nur drei verlässlichen Datenpunkten lässt sich der genaue Zusammenhang zwischen den Ge-

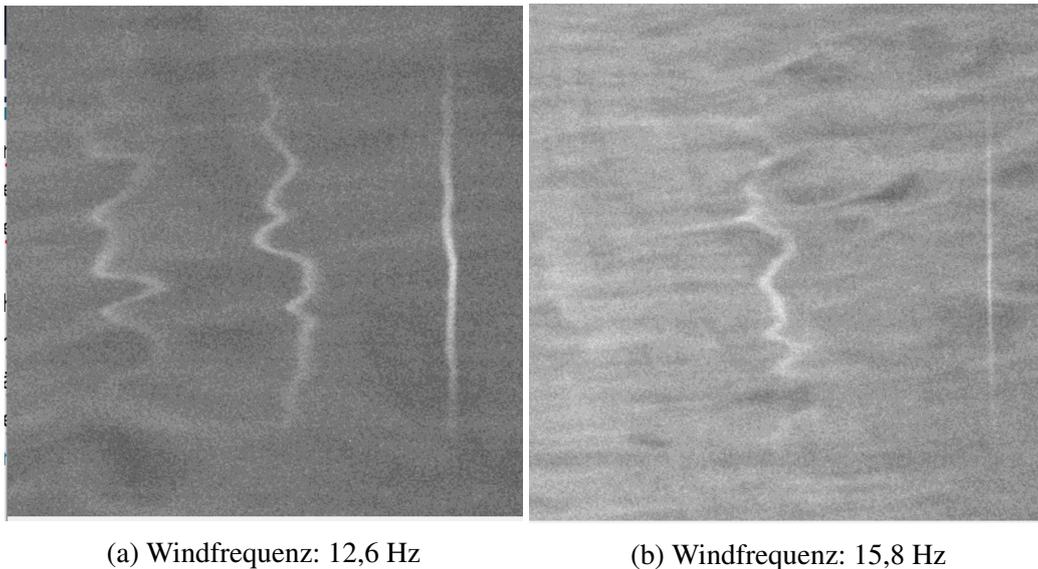


Abbildung 6.2: Zwei Momentaufnahmen aus den Messreihen mit 12,6 Hz und 15,8 Hz. Es ist zu erkennen, dass die Wellendämpfung nachlässt. Die dunklen Streifen sind Wellenbedingte Temperaturstrukturen, außerdem ist deutlich zu sehen, dass die Linien teilweise ganz zerrissen werden, was durch erste Kapillarwellen entsteht.

schwindigkeiten nicht mit genügender Sicherheit feststellen. Zur Überprüfung der Hypothese eines linearen Zusammenhangs müsste ein feinmaschigerer Geschwindigkeitsbereich vermessen werden und bei niedrigen Geschwindigkeiten die abklingende Strömung über einen längeren Zeitraum beobachtet werden.

6.2 Linienbreitenanalyse - Diffusionskonstante

Wie in Kapitel 5 diskutiert wurde, kann aus dem linearen Zusammenhang zwischen quadrierter Linienbreite und Zeit bei windstillen Bedingungen die Diffusionskonstante errechnet werden. Hierfür wurden jeweils die letzten Zeiträume (bei abgebauter Scherströmung, Vgl. Tabelle 6.1) der Einzelmessungen herangezogen sowie die Abklingmessung, bei der sicher keine Scherströmung mehr vorliegen konnte. Es ergaben sich die in Tabelle 6.2 aufgetragenen Werte für die Diffusionskonstante. Es ist verblüffend, wie gut die errechneten Werte untereinander übereinstimmen, und doch so systematisch vom Literaturwert nach oben abweichen. Die Erklärung dafür liegt vorwiegend in der künstlichen Linienverbreiterung durch Verdrehung der Linien. Da für das x_t -Bild immer 3 Zeilen integriert werden, wird für schräg stehende Linien eine deutlich größere Breite errechnet. Insofern ist es sinnvoll, die Standardabweichung der Breitenverteilungen für die Messunsicherheit der Diffusionskonstante heranzuziehen. Mit der so in die Werte der Diffusionskonstante fortgepflanzten Unsicherheit sind die Ergebnisse mit der Literatur verträglich. Natürlich ist es aber unzufriedenstellend, die Werte nur mit einer Präzision von ca. 25 % bestimmen zu können. Um diesen Effekt zu reudzieren, würde es sich zukünftig anbieten, die Methode aus (Emmel, 2017) zu nutzen, bei der die Zeilen vor der Integration übereinander ausgerichtet wurden, was hier anhand der großen Datenmengen leider nicht ohne Weiteres möglich war. Ebenso wäre die Methode aus (Voigt, 2021) hilfreich, mittels optischer

Windfrequenz [Hz]	Diffusionskonstante [$10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$]	Abweichung vom Literaturwert [σ]
- (Abklingmessung)	19 ± 6	0,77
6,3	20 ± 6	0,93
7,1	19 ± 7	0,66
7,9	19 ± 6	0,77
10,0	21 ± 4	1,65
12,6	21 ± 6	1,1
15,8	19 ± 6	0,77

Tabelle 6.2: Diffusionskonstanten, wie sie im Zeitraum ohne Scherströmung in den einzelnen Messdurchläufen aus der Linienverbreiterung errechnet wurden. Die Abweichung (in Einheiten der Standardabweichung σ der Messwerte) bezieht sich auf den Literaturwert $D = 14,4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ für vollentsalztes, 20 °C warmes Wasser aus (Sharqawy, 2010) .

Analyse die Geschwindigkeitsgradienten in y-Richtung zu bestimmen und für die Breitenanalyse nur solche Linien zu verwenden, die keinen Geschwindigkeitsgradienten aufweisen und sich daher nicht verdrehen. Diese Auswahl müsste schon vor der hier erfolgten Komprimierung zum xt-Bild erfolgen.

6.3 Linienbreitenanalyse - Schubspannung

Die Linienverbreiterung mit Scherströmung, bei aktivem Wind, hängt mit der Schubspannung an der Oberfläche zusammen, da hierbei nicht nur die Diffusion in die Breite erfolgt, sondern es abhängig vom Geschwindigkeitsgradienten und der damit einhergehenden Verzerrung des Tiefenprofils (Vgl. Abb. 3.1 und 3.2) auch zu einer Diffusion in die und aus der Tiefe kommt. Abhängig von der Eindringtiefe der Kamera wird eine Verbreiterung durch die Tiefenprofilscherung sichtbar. Für den Vorgang existiert noch kein analytischer Ausdruck. Allerdings kann er wie in Kapitel 3.2 beschrieben numerisch recht exakt nach der Methode aus (Voigt, 2019) simuliert werden.

Die Simulation errechnet Breitenverläufe für vorgegebene diskrete Werte des Geschwindigkeitsgradienten $\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\mu} \tau_{xz}$ und für die Oberflächengeschwindigkeit u_{surf} . Zur Anpassung an die Messdaten wurde folgendermaßen vorgegangen:

1. Der Parameter u_{surf} bestimmt im Wesentlichen nur die Linienbreite zum Zeitpunkt des Aufprägens. Je nach Oberflächengeschwindigkeit bewegt sich die Wasseroberfläche während der Pulsdauer (10 ms) des Lasers unterschiedlich weit, und die Linienbreite zum Zeitpunkt $t = 0$ wird etwas variiert. Der Parameter u_{surf} hat keine direkte Auswirkung auf die weitere relative Linienverbreiterung. Es wurde zur Beschreibung der Messungen jeweils die Simulationsreihe gewählt, die am besten zu den ersten Datenpunkten passt und anschließend auf die simulierten Linienbreiten ein Offset addiert, sodass die ersten Datenpunkte genau getroffen wurden.
2. Für den Parameter τ_{xz} wurde händisch die Simulationsreihe gesucht, die die Daten bis ca. 2/3 der möglichen Beobachtungsdauer am besten beschreibt. In höheren Zeitbereichen waren deutlich weniger Messpunkte vorhanden und die Daten somit wenig aussagekräftig, außerdem sind mögliche Störfaktoren durch die Linienverdrehung für höhere Beobachtungsdauern präsenter.

3. Anschließend wurden die Werte für höhere und niedrigere Schubspannungen gesucht, zu denen die Simulationsverläufe gerade noch mit den Standardabweichungen der gemessenen Linienbreiten kompatibel sind. Die Differenz zum bestimmten Wert gab die Unsicherheit für den erhaltenen Schubspannungswert vor. Die Unsicherheiten fallen relativ groß aus (ca. 20 %), tragen aber den vorliegenden Schwierigkeiten (Verbreitung durch Verdrehung, verfälschungen aufgrund der diskreten Simulationsdatensätze etc.) Rechnung.

Zum Vergleich sind in Tabelle 6.3 neben den experimentell bestimmten Schubspannungen die bestimmten Werte aus (Voigt, 2019) aufgetragen, der Linienverdrehungen ausgeschlossen und die diskreten Simulationsläufe linear interpoliert hat, wodurch genauere Werte bestimmt werden konnten.

Windfrequenz [Hz]	Schubspannung τ_{xz} [mPa]	Vergleichswert τ_{xz} [mPa] aus (Voigt, 2019)
6,3	12 ± 2	$\approx 11,6$
7,1	16 ± 4	≈ 15
7,9	20 ± 4	≈ 21
10,0	28 ± 5	$33,6 \pm 1,1$
12,6	60 ± 17	$57 \pm 1,5$
15,8	70 ± 15	- (nicht gemessen)

Tabelle 6.3: Übersicht der aus der Linienverbreiterung bestimmten Schubspannungswerte. Zum Vergleich sind die in (Voigt, 2019) per Interpolation genauer bestimmten Werte aufgetragen. Voigt verwendete im niedrigen Windbereich andere Frequenzen (5,0 Hz, 7,5 Hz, 10 Hz, 12,5 Hz). Die ersten drei Vergleichswerte sind daher aus dem Werteverlauf interpoliert. Außerdem wurde ein anderer Oberflächenfilm verwendet, daher sind die Messungen nicht genau vergleichbar

Es ist zu erkennen, dass die beiden Messungen (im Rahmen der angegebenen Unsicherheiten) trotz geringfügig unterschiedlicher Bedingungen (anderer Oberflächenfilm, andere Kamera, anderer Laser) gut miteinander übereinstimmen. Tatsächlich lässt der Vergleich vermuten, dass die Unsicherheiten der hier bestimmten Schubspannung eher zu groß abgeschätzt wurden. Die letzten beiden Datensätze sind nicht mehr unbedingt aussagekräftig, da hier die Wellenbildung einsetzte, was bei der Messung mit 12,6 Hz aber noch konsistent mit den Messungen aus (Voigt, 2019) scheint. Der Wert für 15,8 Hz fällt aus der Reihe der Wertentwicklung. Das könnte zum einen mit einer ungenauen Messung (große statistische Schwankungen aufgrund der einsetzenden Wellenbewegung), andererseits möglicherweise auch mit einem weiteren Umschlag der Strömungsverhältnisse zusammenhängen. Denkbar wäre, dass die Schubspannung bei einer unebenen Wasseroberfläche aufgrund der gestörten und gekrümmten Angriffsfläche für den Wind geringer ausfällt. Ebenso lassen sich Überlegungen anstellen, dass Teile der vom Wind übertragenen Energie, die sonst in den Aufbau der Scherströmung fließen, nun zur Anregung der Kapillarwellen verbraucht werden.

Es wäre dahingehend sicherlich interessant, die Messreihe noch zu höheren Windgeschwindigkeiten zu erweitern. Gleichmaßen wäre eine Vergleichsmessung ohne Oberflächenfilm denkbar. Allerdings ist fraglich, ob bei ausgebildetem Wellenfeld die Linienbreitenbestimmung aufgrund der Orbitalbewegung der Wellen und der schrägen Kameraperspektive noch sinnvoll möglich ist. Die Ergebnisse aus (Stewing, 2023) lassen hieran eher zweifeln.

6.4 Vergleich der bestimmten Schubspannungen beider Methoden

Bei den hier verwendeten Messabläufen ist es ebenso möglich, die Schubspannung in Darstellungsform der Schubspannungsgeschwindigkeit (Gl. 2.2) aus den in Abschnitt 6.1 bestimmten Wasserkörpergeschwindigkeiten u_{bulk} gemäß Gleichung (3.8) zu berechnen. Die erhaltenen Schubspannungsgeschwindigkeiten werden in Tabelle 6.4 gegenübergestellt.

Windfrequenz [Hz]	Referenzwindgeschwindigkeit [m/s]	u_* [cm/s]	
		aus Impulsbilanz	aus Linienverbreiterung
6,3	$2,11 \pm 0,07$	$(0,43 \pm 0,010)$	$0,347 \pm 0,029$
7,1	$2,40 \pm 0,07$	$(0,458 \pm 0,017)$	$0,40 \pm 0,05$
7,9	$2,67 \pm 0,06$	$(0,470 \pm 0,011)$	$0,45 \pm 0,04$
10,0	$3,44 \pm 0,07$	$0,490 \pm 0,009$	$0,53 \pm 0,05$
12,6	$4,40 \pm 0,07$	$0,661 \pm 0,022$	$0,77 \pm 0,11$
15,8	$5,53 \pm 0,07$	$0,79 \pm 0,05$	$0,83 \pm 0,09$

Tabelle 6.4: Gegenüberstellung der bestimmten Schubspannungsgeschwindigkeiten $u_* = \sqrt{\frac{\tau_{vz}}{\rho}}$. Geklammerte Werte der Impulsbilanzmethode sind nicht aussagekräftig, da das Abklingen der Scherströmung im Messzeitraum nicht vollständig beobachtet werden konnte

Im direkten Vergleich fällt auf, dass die Schubspannungsgeschwindigkeiten aus der Impulsbilanzmethode grundsätzlich etwas präziser sind, wobei wie bereits diskutiert die Unsicherheiten der Linienbreitenmethode möglicherweise zu groß abgeschätzt wurden. Nicht beachten sollte man die ersten drei Werte der Impulsbilanzmethode, die aufgrund der systematisch zu hoch bestimmten Wasserkörpergeschwindigkeit nicht aussagekräftig sind. Die Werte für höhere Windgeschwindigkeiten stimmen im Rahmen ihrer Unsicherheiten für beide Methoden überein. Die systematisch erscheinende Abweichung nach oben der Schubspannungen aus den Linienbreiten erklärt sich aus der Verdrehung der Linien, die die Linienbreiten deutlich stärker beeinflusst als die gemessenen Oberflächengeschwindigkeiten. Die Werte aus der Impulsbilanzmethode sollten also im nicht-gestörten Bereich etwas verlässlicher sein. Es deutet sich ein linearer Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit und Schubspannungsgeschwindigkeit an, der in Abb 6.3 zu sehen ist.

6.5 Bestimmung des β -Koeffizient der Gasaustauschrate

In Kapitel 2.3 wurde beschrieben, wie aus der Bestimmung von Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und Differenz zwischen Oberflächen- und Wasserkörpergeschwindigkeit $\Delta u = u_{surf} - u_{bulk}$ direkt die Proportionalitätskonstante β bestimmt werden kann, die entscheidenden Einfluss auf die Gastransfergeschwindigkeit k nimmt. Die Konstante β ist aus den üblichen Gastransfermessungen nur recht mühsam bestimmbar, daher ist es besonders interessant die Werte zu untersuchen, die aus den hier bestimmten Geschwindigkeiten bestimmt werden können. Die errechneten Werte für β sind in Tabelle 6.5 aufgetragen.

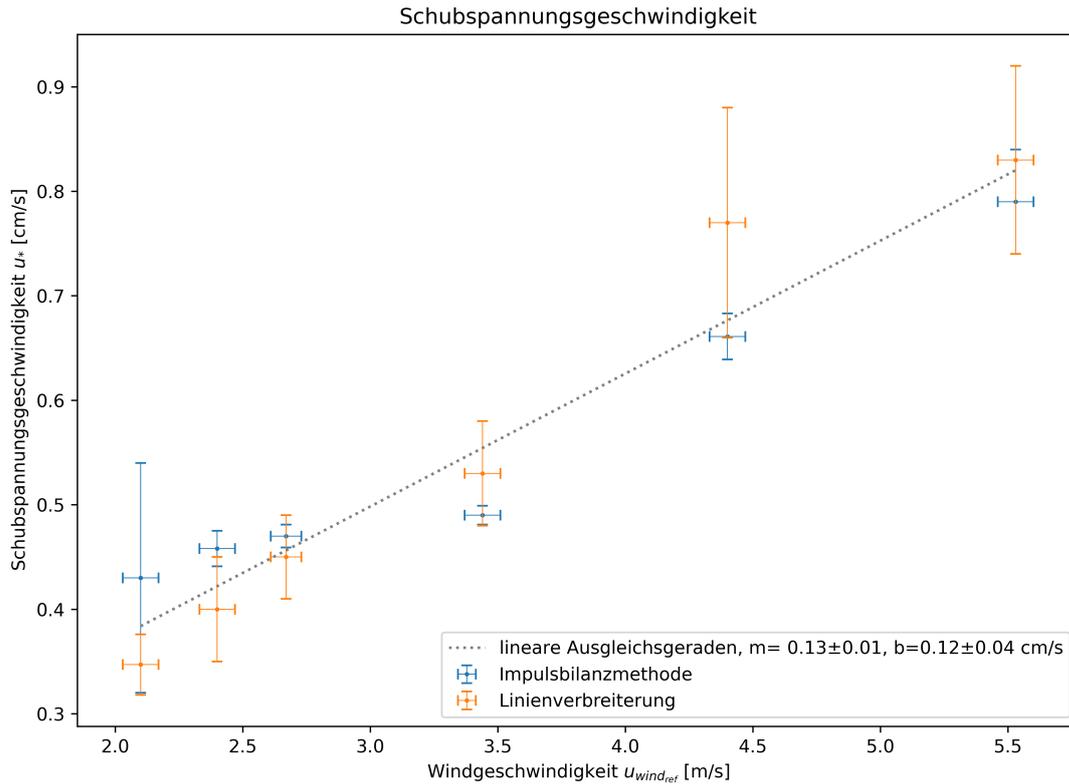


Abbildung 6.3: Plot der bestimmten Werte für u_* aus Impulsbilanz und Linienbreiten. Angedeutet ist die lineare Abhängigkeit zur Windgeschwindigkeit. Die ersten 3 Datenpunkte aus der Impulsbilanzmethode sind verfälscht und sollten nicht beachtet werden.

Auffällig ist, dass sich insgesamt ein steigender Trend der β -Koeffizienten ergibt. Gerade die Geschwindigkeitsbestimmungen aus der Impulsbilanz sollten für die Messreihen mit 10 Hz bis 15,8 Hz recht zuverlässige Ergebnisse liefern. Die Werte sind zwar in einem 3σ -Bereich immer noch mit dem Erwartungswert von $\beta = 12.2$ verträglich, insgesamt lässt der beobachtbare Trend allerdings doch an einer Übereinstimmung zweifeln, wenn doch die Theorie eher fallende β -Werte bei entstehenden Wellen vorhersagt (Krall, 2013).

Eine mögliche Fehlerquelle ist natürlich der Oberflächenfilm, bei dem nicht genau klar ist, wie sich die mikroskopische Wirkung auf die Wellenbildung bei steigender Windgeschwindigkeit auswirkt. Zur Überprüfung lohnt sich ein kurzer Blick zurück in die Theorie: Für β erwarten wir:

$$\beta = \frac{\Delta u}{u_*} = \frac{u_{surf} - u_{bulk}}{u_*} \quad (6.1)$$

Aus der Theorie der Impulsbilanzmethode (Gl. 3.8) folgt $u_* \propto u_{bulk}$, da der Reibungskoeffizient K und Höhe h des Wasserkörpers konstant sind. Es muss gelten:

$$\beta \propto \left(\frac{u_{surf}}{u_{bulk}} - 1 \right) \quad (6.2)$$

Aus den Messergebnissen zwischen 10 Hz und 15,8 Hz (Vgl. Tabelle 6.1) ergibt sich, dass das Verhältnis aus Oberflächen- und Wasserkörpergeschwindigkeit leicht mit der Windgeschwindigkeit

Windfrequenz [Hz]	Referenzwindgeschwindigkeit [m/s]	Skalierungsfaktor β [1] aus Impulsbilanz	Skalierungsfaktor β [1] aus Linienverbreiterung
6,3	$2,11 \pm 0,07$	$(16 \pm 0,5)$	(20 ± 4)
7,1	$2,40 \pm 0,07$	$(12,4 \pm 1,8)$	$(14,2 \pm 2,6)$
7,9	$2,67 \pm 0,06$	$(14,7 \pm 2,0)$	$(15,45 \pm 2,6)$
10,0	$3,44 \pm 0,07$	$18,6 \pm 2,3$	$17,2 \pm 2,6$
12,6	$4,40 \pm 0,07$	20 ± 6	20 ± 6
15,8	$5,53 \pm 0,07$	23 ± 7	22 ± 7

Tabelle 6.5: Gegenüberstellung der bestimmten Skalierungsfaktoren β für die Gastransfergeschwindigkeit. Nach theoretischer Erwartung sollten die Werte nur vom Auftreten von Wellen abhängig sein. Bei glatter Wasseroberfläche wird ein Wert von $\beta_s = 12.2$ erwartet, der beim Auftreten erster Wellen zunächst leicht steigt und bei ausgeprägten Wellen abfällt (Krall, 2013). In beide Methoden geht die aus der Geschwindigkeitsmessung bestimmte Differenz zwischen Oberflächen- und Wasserkörpergeschwindigkeit ein. Die Werte für die niedrigsten drei Geschwindigkeiten sind daher aufgrund der zu kurzen Beobachtungsdauer und damit einhergehend zu hoch bestimmten Wasserkörpergeschwindigkeit verfälscht und in Klammern angegeben.

Windfrequenz [Hz]	Verhältnis $\frac{u_{surf}}{u_{bulk}}$
10,0	$3,01 \pm 0,25$
12,6	$3,1 \pm 0,7$
15,8	$3,4 \pm 0,8$

Tabelle 6.6: Verhältnis zwischen bestimmter Oberflächen- und Wasserkörpergeschwindigkeit für die verwertbaren Impulsbilanzmessungen

zunimmt, dargestellt in Tabelle 6.6.

Der Trend der steigenden Verhältnisse ist zwar auch hier erkennbar, doch es fällt besonders auf, dass die Unterschiede klein im Vergleich zu den Unsicherheiten (nach Gauss'scher Fehlerfortpflanzung aus den Messunsicherheiten erhalten) sind, weshalb nicht definitiv von einem Zusammenhang ausgegangen werden kann. Interessant wäre sicherlich eine Wiederholung der Messungen für niedrige Windgeschwindigkeiten mit ausreichender Abklingzeit. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten konnte die Oberflächengeschwindigkeit deutlich exakter bestimmt werden, was aussagekräftigere Ergebnisse verspricht.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der von Roman Stewing (Stewing, 2023) entwickelte und optimierte Laseraufbau (Erbium-Faserlaser) genutzt, um mit wenigen gezielten Thermographiemessungen verschiedene Größen zu bestimmen: Durch frequenzgetaktetes Aufprägen dünner, möglichst langer Laserlinien (erreicht wurden Längen von ca. $9,0 \pm 0,2$ cm und Breiten von ca. $0,390 \pm 0,006$ mm) konnten Oberflächengeschwindigkeit und Schubspannung für verschiedene Windgeschwindigkeiten experimentell bestimmt werden.

Die Bestimmung von Oberflächen- und Wasserkörpergeschwindigkeit war mit der durch den Oberflächenfilm erreichten Wellenunterdrückung problemlos möglich, wobei zukünftig darauf zu achten ist, dass die beobachteten Abklingzeiträume lang genug gewählt werden. Wie in dieser Arbeit festgestellt wurde, liegt die Dauer für das vollständige Abbauen der Scherströmung bei Windgeschwindigkeiten/Ventilatorfrequenzen unter $2,5 \frac{m}{s}$ bzw. $7,1$ Hz bei über einer Minute. In Windgeschwindigkeitsbereichen, in denen die Wellenunterdrückung langsam nachlässt, hier ab Windgeschwindigkeiten von $4,4 \frac{m}{s}$, wird die Oberfläche unruhiger, weshalb die statistische Streuung der bestimmten Geschwindigkeitswerte deutlich größer wird. Es ist fraglich, ob eine sinnvolle Geschwindigkeitsauswertung auch bei voll ausgeprägtem Wellenfeld ohne Oberflächenfilm in der hier vorgestellten automatisierten Variante möglich ist.

Im Rahmen der erreichten Messpräzision ist anzunehmen, dass Oberflächen- und Wasserkörpergeschwindigkeit in einem proportionalen Zusammenhang zueinander stehen. Es zeichnet sich jedoch ein leichter Trend ab, dass die Oberflächengeschwindigkeit mit steigender Windgeschwindigkeit etwas schneller ansteigt als die des Wasserkörpers. Diese Tendenz sollte mit weiteren feinmaschigen Messungen im niedrigen Windgeschwindigkeitsbereich überprüft werden, da so neue Informationen über den β -Koeffizienten der Gasaustauschrate gewonnen werden können.

Außerdem zeigte sich im Bereich zwischen $2,11 \frac{m}{s}$ und $2,40 \frac{m}{s}$ beziehungsweise $6,3$ Hz und $7,1$ Hz Ventilatorenansteuerfrequenz ein interessanter Strömungsumschlag, der sich sowohl auf die gemessene Oberflächengeschwindigkeiten als auch auf das Linienbild auswirkte. Ab dem Überschreiten dieses Umschlagpunkts traten vermehrt horizontale Verzerrungen der Linien auf und die Oberflächengeschwindigkeit war etwas niedriger.

Aus den Linienverbreiterungen in Messabschnitten mit vollständig abgebauter Scherströmung konnte die Diffusionskonstante für Wärme bestimmt werden. Es ergaben sich im Mittel Werte von $(19,7 \pm 0,4_{stat} \pm 6_{sys}) \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$. Die bestimmten Werte sind untereinander sehr konsistent, aber insgesamt weichen sie systematisch nach oben vom Literaturwert $D_{lit} = 14,4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ ab. Die systematische Abweichung ist hauptsächlich auf eine zusätzliche Verbreiterung der Linie durch Verdrehung zurückzuführen. Der Störeffekt kann eingeschränkt werden, indem die verschobenen Linien vor der Integration zum x_t -Bild übereinander ausgerichtet werden, oder indem grundsätzlich nur Linienbereiche ausgewertet werden, die sich über den Beobachtungszeitraum nicht verdrehen.

Die Verläufe der Linienbreiten bei vorhandener Scherströmung ließen Rückschlüsse auf die Schubspannung τ_{xz} zu, indem die gemessenen Verläufe mit einer numerischen Simulation verglichen wurden. Die erhaltenen Werte für die Schubspannung sind im Wesentlichen kompatibel mit denen, die in (Voigt, 2019) bestimmt wurden.

Interessant ist der Vergleich mit der Impulsbilanzmethode. Der hier verwendete Messablauf (Beobachtung der abklingenden Scherströmung bei ausgeschaltetem Wind) ermöglichte es zusätzlich, die Schubspannung nur aus den gemessenen Oberflächengeschwindigkeiten mit und ohne Scherströmung zu berechnen. Beide Methoden stimmten im Rahmen der Messunsicherheiten überein, wobei sich eine leichte systematische Abweichung nach oben für die Werte aus der Breitenanalyse andeutete. Die Abweichung ist durch die Verdrehung der Linien zu begründen, die auf die Breiten stärkeren Einfluss als auf die Geschwindigkeiten hat.

Zusammenfassend ergeben sich folgende Erkenntnisse: Die Methode der aktiven Thermographie mit Aufprägung frequenzgetakteter Laserlinien im nahen Infrarotbereich bietet unter Laborbedingungen die Möglichkeit, aus sehr effizienten Messabläufen Diffusionskonstanten, Oberflächen- und Wasserkörpergeschwindigkeiten, sowie die Geschwindigkeitsscherung in der viskosen Grenzschicht zu bestimmen. Die Untersuchung der Geschwindigkeitsscherung ist mit der Methode der Impulsbilanz weniger aufwendig als über die Entwicklung der Linienbreiten, allerdings nicht unter Realbedingungen einsetzbar, da ein kontrolliertes Abschalten des Windes notwendig ist. Die Bestimmung aus der Linienverbreiterung ist prinzipiell auch im Feld (Realbedingungen) auf dem Ozean einsetzbar, wobei hier vermutlich Schwierigkeiten bei zu starker Wellenbildung eintreten können.

Für zukünftige Untersuchungen in diesem Bereich ist es zu empfehlen, bei der Anwendung der Impulsbilanzmethode auf jeden Fall längere Abklingdauern (mindestens ca. 2-3 Minuten bei niedrigen Windgeschwindigkeiten) zu beobachten. Für die Linienbreitenanalyse sollten die in (Emmel, 2017) und (Voigt, 2021) vorgestellten Methoden zur Korrektur der Breiten verdrehter Linien genutzt und weiterentwickelt werden. Wenn die Messungen, wie hier durchgeführt, mit den angesprochenen Optimierungen engmaschig im niedrigen Windgeschwindigkeitsbereich durchgeführt werden, können interessante, neue Erkenntnisse hinsichtlich der horizontalen Strömungsverhältnisse mit dem Oberflächenfilm gewonnen werden. Außerdem eröffnet sich eine neue Perspektive zur Bestimmung des für die Gasaustauschrate relevanten β -Faktor.

Anhang

Anhang A

Diagramme

A.1 Geschwindigkeitsverläufe bei abklingendem Wind

Abbildungen A.1 bis A.6 zeigen die erhaltenen Geschwindigkeitsverläufe. Die blauen Messpunkte mit Fehlerbalken sind die gemessenen Oberflächengeschwindigkeiten in [cm/s]. Die vertikale gestrichelte Linie zeigt den Zeitpunkt des Ausschaltens des Winds an. Die durchgezogene gelbe Linie ist der Fit der Wasserkörpergeschwindigkeit (im Zeitabschnitt, wo die Scherströmung abgebaut sein sollte), gelb gepunktet ist der errechnete Verlauf der Wasserkörpergeschwindigkeit während des Abbaus der Scherströmung. Die blaue durchgezogene Linie ist die errechnete Wasserkörpergeschwindigkeit im windangetriebenen Gleichgewicht, gepunktet sind die zugehörigen Unsicherheiten eingezeichnet. Das graue Geschwindigkeitsprofil ist die am Pitotrohr gemessene Windgeschwindigkeit in [m/s], siehe y-Achse an der rechten Seite des Plots.

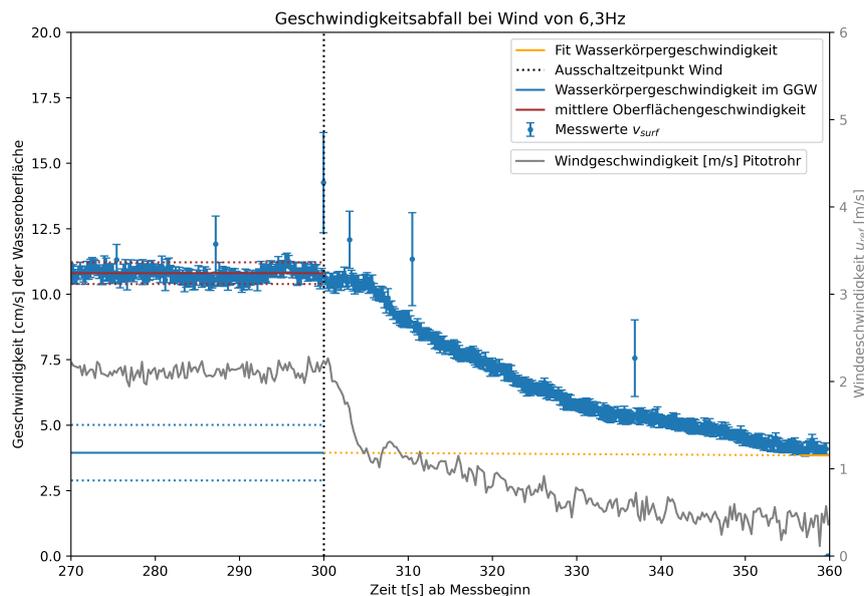


Abbildung A.1: Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 6,3 Hz

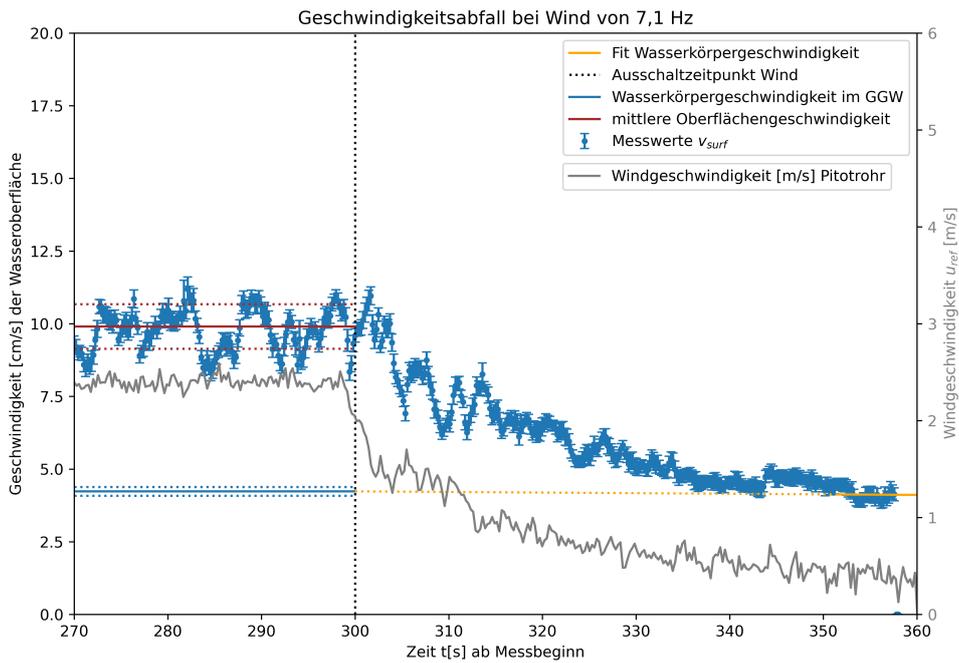


Abbildung A.2: Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 7,1 Hz

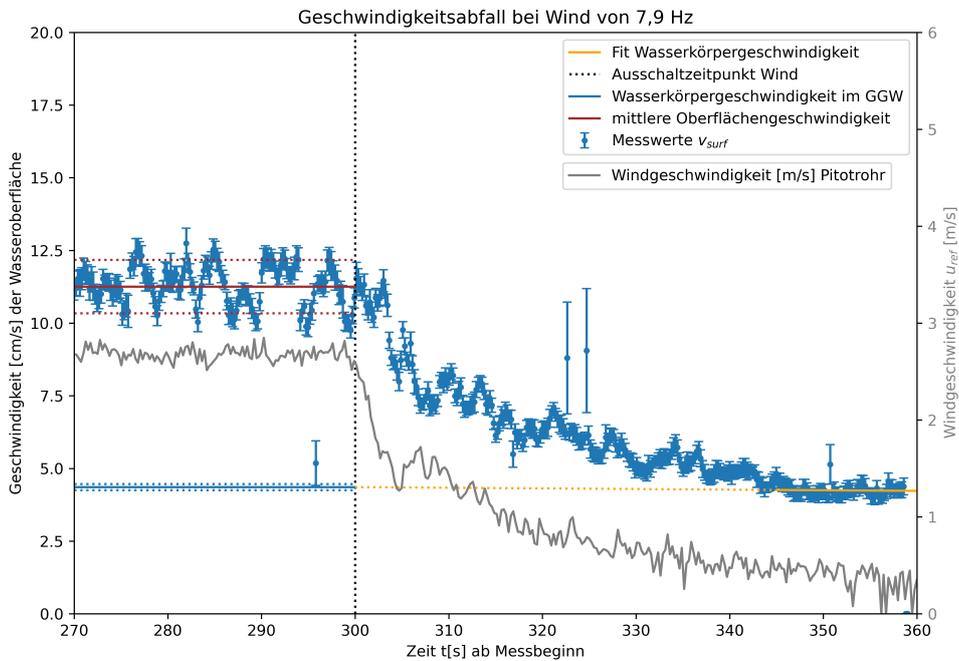


Abbildung A.3: Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 7,9 Hz

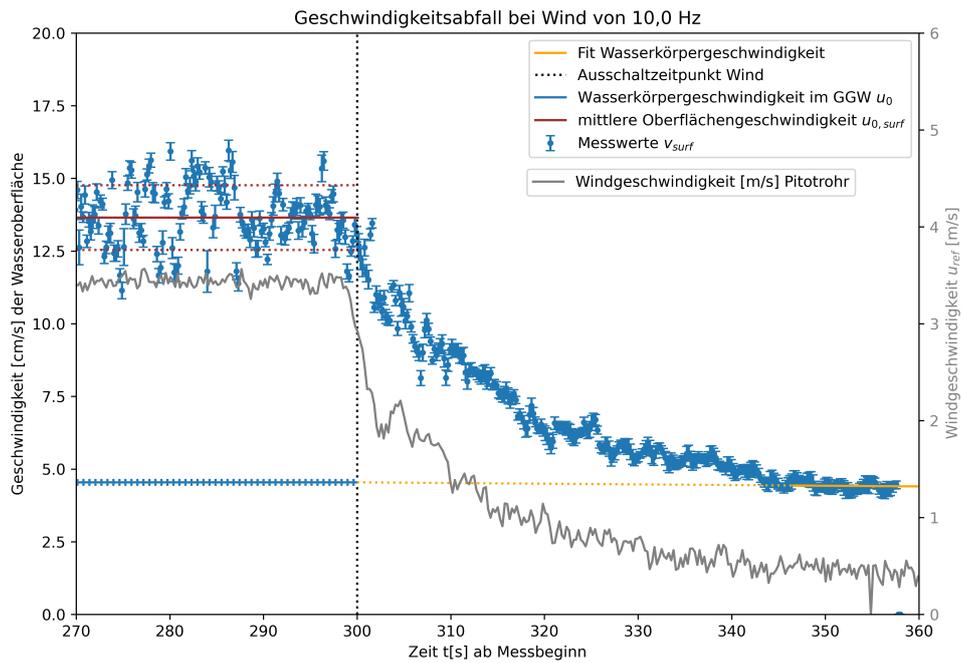


Abbildung A.4: Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 10,0 Hz

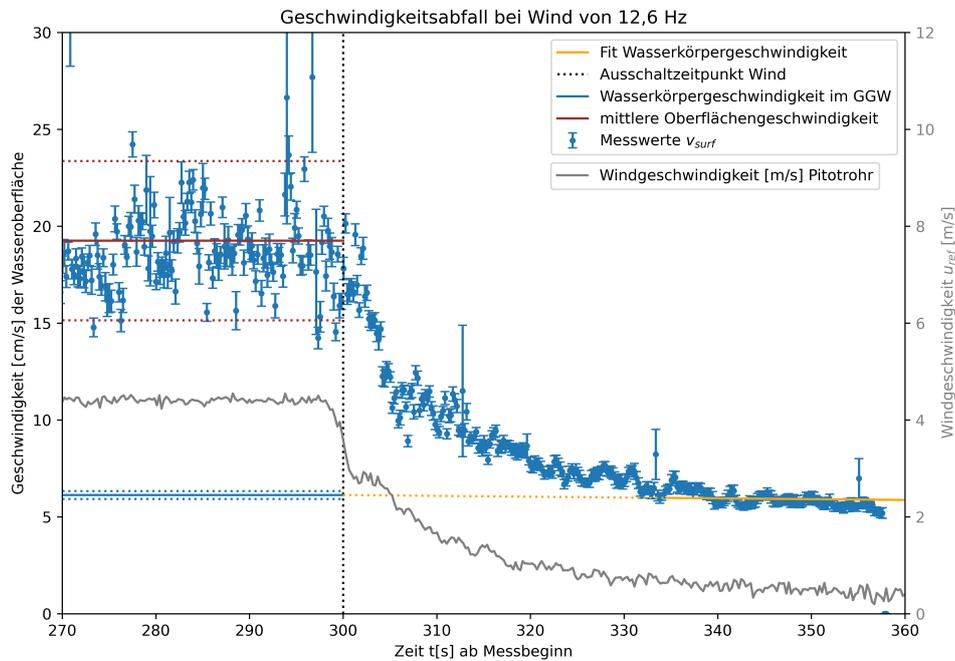


Abbildung A.5: Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 12,6 Hz

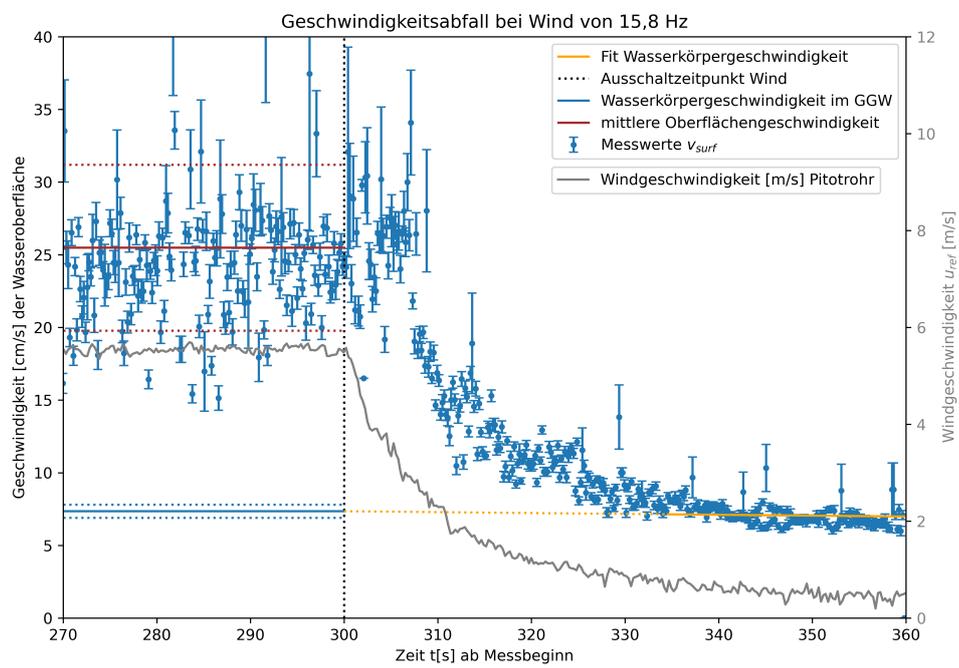


Abbildung A.6: Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 15,8 Hz

A.2 Linienverbreiterungen bei windstillen Bedingungen

Abbildungen A.7 bis A.13 zeigen eine Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Zeit seit Aufprägen der Linien (als Beobachtungsdauer bezeichnet) bei vollständig abgebauter Scherströmung am Ende der Messungen. Die eingezeichneten Messpunkte mit Fehlerbalken sind Mittelwerte mit Standardabweichung der Werteverteilungen für jeden Zeitpunkt, also jede Spalte im Diagramm. Die Beobachtungsdauern sind diskret verteilt und durch die Bildrate der Kamera vorgegeben, die Anzahl der Bins ist für eine möglichst gute Auflösung so hoch wie möglich gewählt. Da die Zeitschritte im Histogramm nicht genau mit denen der Bildrate zusammenpassen, kommt es teilweise zu Binning-Artefakten (Spalten mit systematisch weniger Datenpunkten). Eingezeichnet in jedes Histogramm ist ein linearer Fit durch die Mittelwerte, aus dem die Diffusionskonstante bestimmt wurde. Zum Vergleich ist in orange auch der Verlauf mit der aus der Literatur vorgegebenen Diffusionskonstante eingezeichnet.

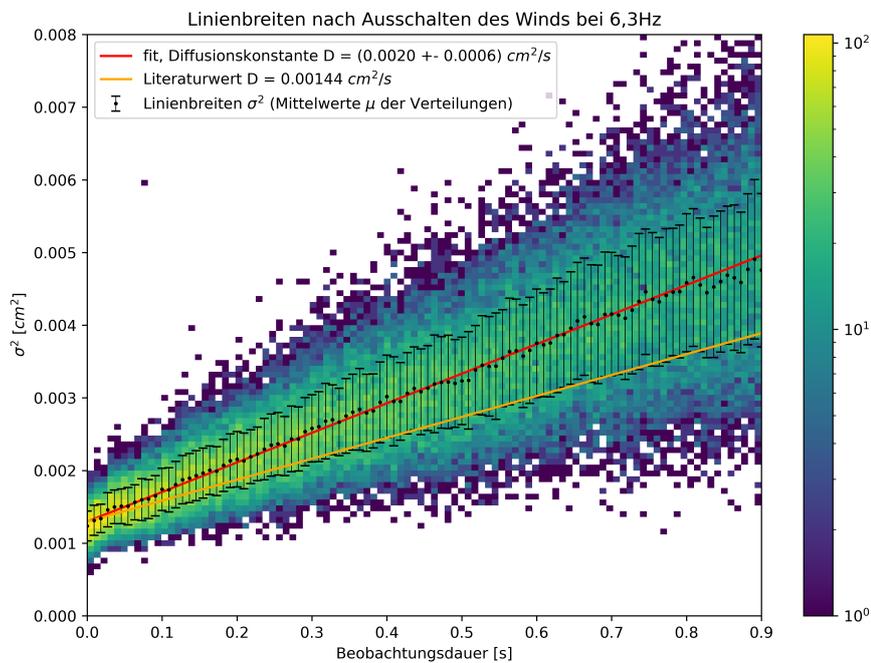


Abbildung A.7: Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 6,3 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.

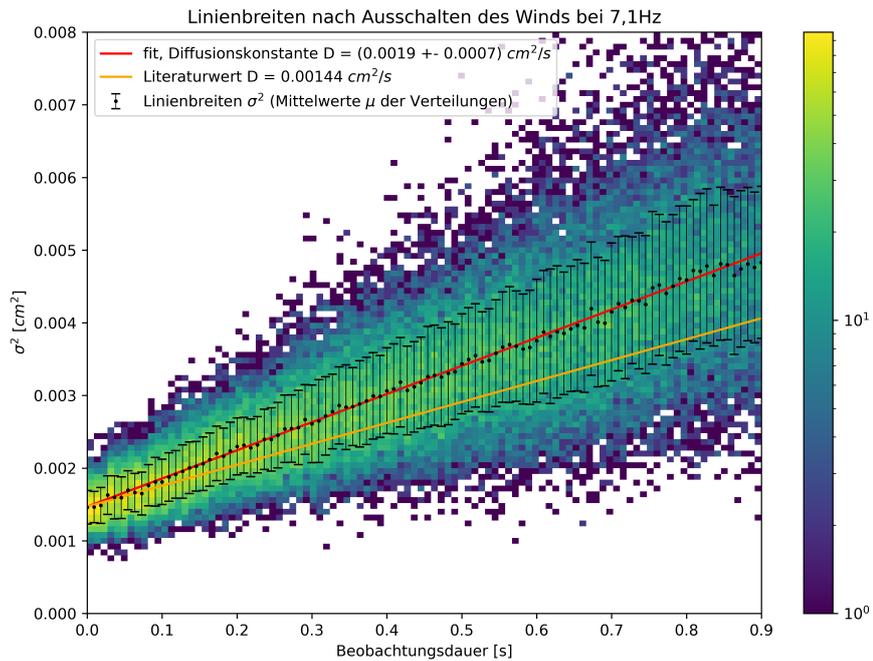


Abbildung A.8: Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 7,1 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.

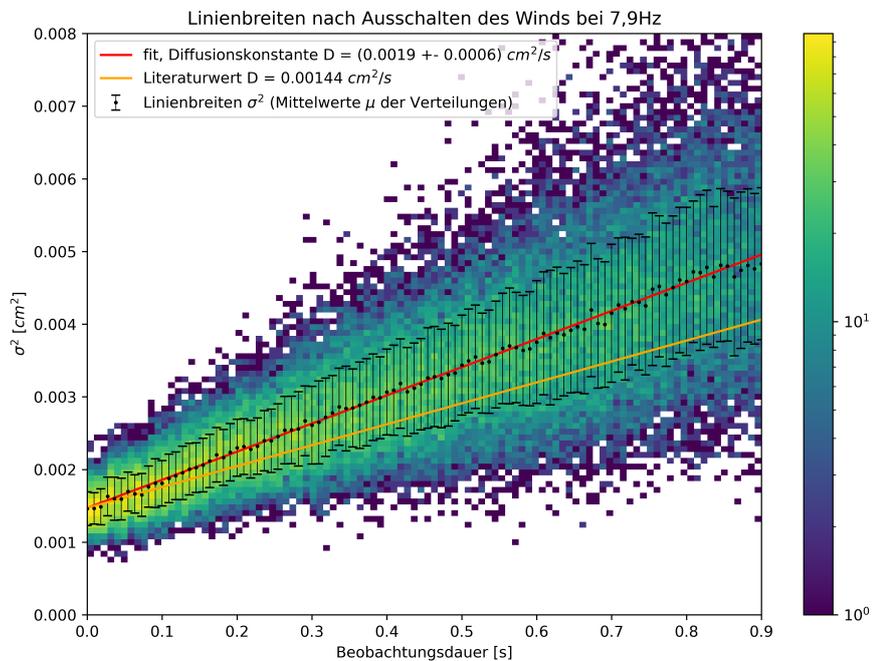


Abbildung A.9: Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 7,9 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.

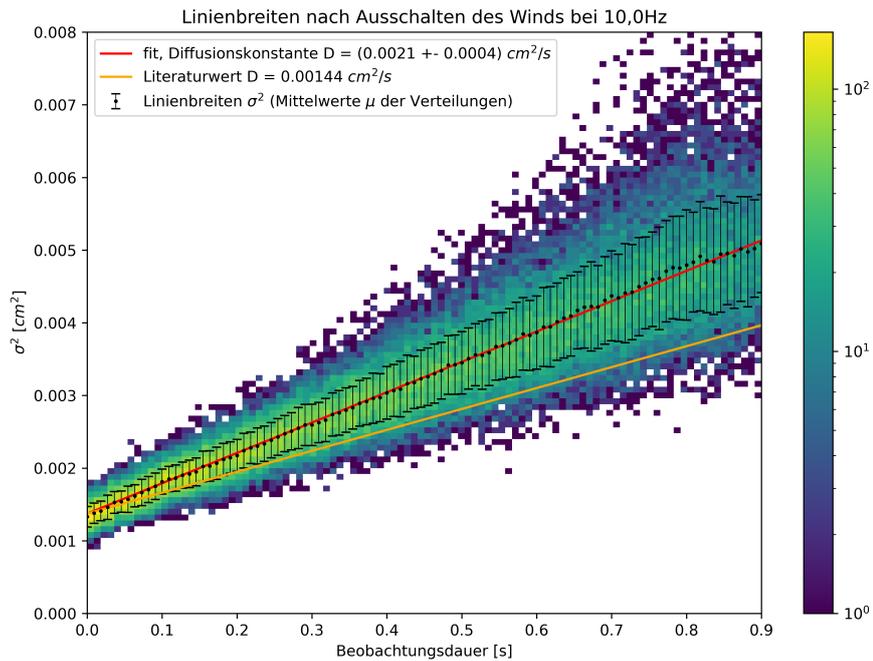


Abbildung A.10: Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 10,0 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.

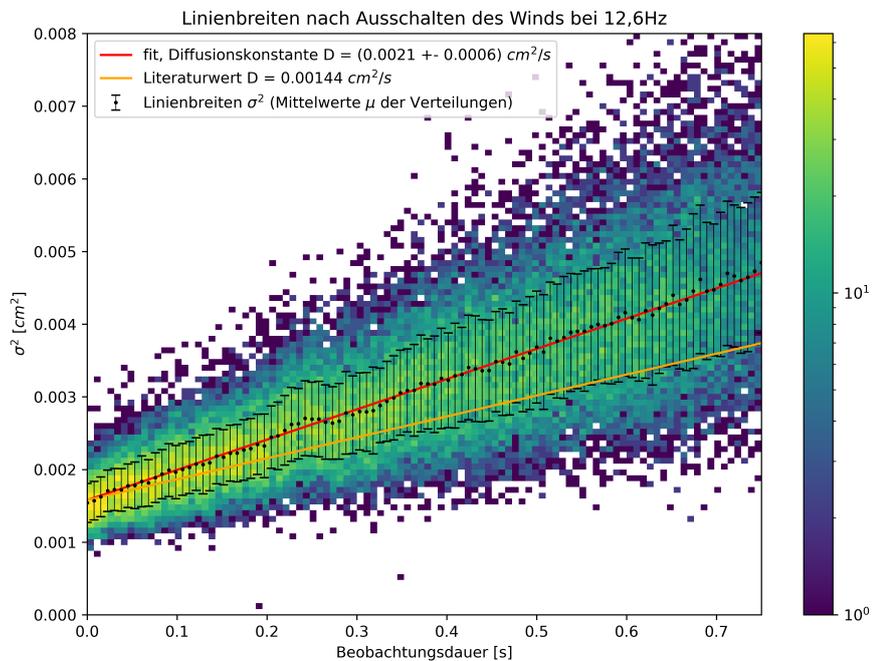


Abbildung A.11: Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 12,6 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.

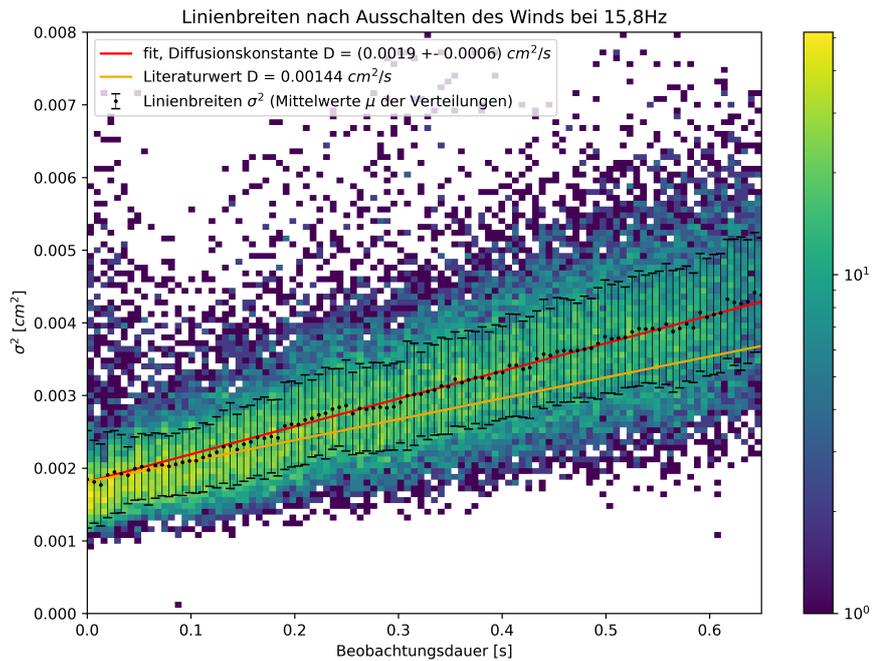


Abbildung A.12: Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 15,8 Hz. Logarithmische Farbskala zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.

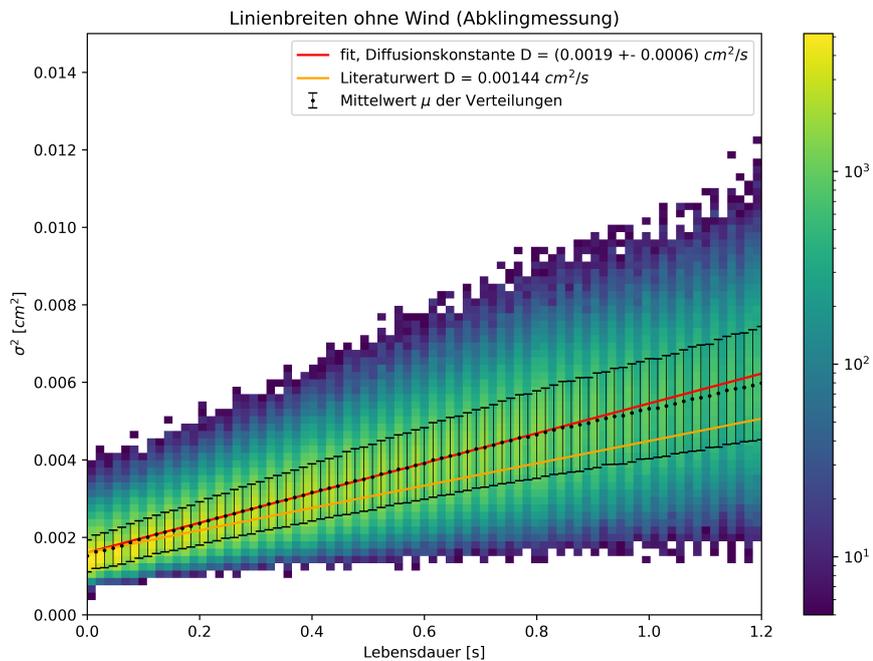


Abbildung A.13: Linienverbreiterungen bei der Abklingmessung (Scherströmung vollständig abgebaut). Logarithmische Farbskala zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.

A.3 Integral der gefitteten Linien bei windstillen Bedingungen

Abbildungen A.14 bis A.19 zeigen eine Histogrammverteilung des Flächeninhalts A [bel. Einheiten] der gefitteten Gaussfunktionen (abzüglich Untergrund) für alle Messungen im Zeitabschnitt ohne Scherströmung. Aus den Diagrammen lässt sich ablesen, dass bei Bedingungen ohne Scherströmung die Diffusion von Wärme in tiefere (nicht von der Kamera erfasste) Schichten vernachlässigbar ist, da das Integral der gefitteten Gaußprofile (entspricht der in der beobachtbaren Schicht deponierten Wärme) in guter Näherung konstant ist. Auch hier sind spaltenweise Mittelwerte mit Standardabweichung eingezeichnet, die mit einer linearen Funktion gefittet wurden. Es kann zu Binningartefakten (spaltenweise auftretende niedrigere Verteilungswerte) kommen.

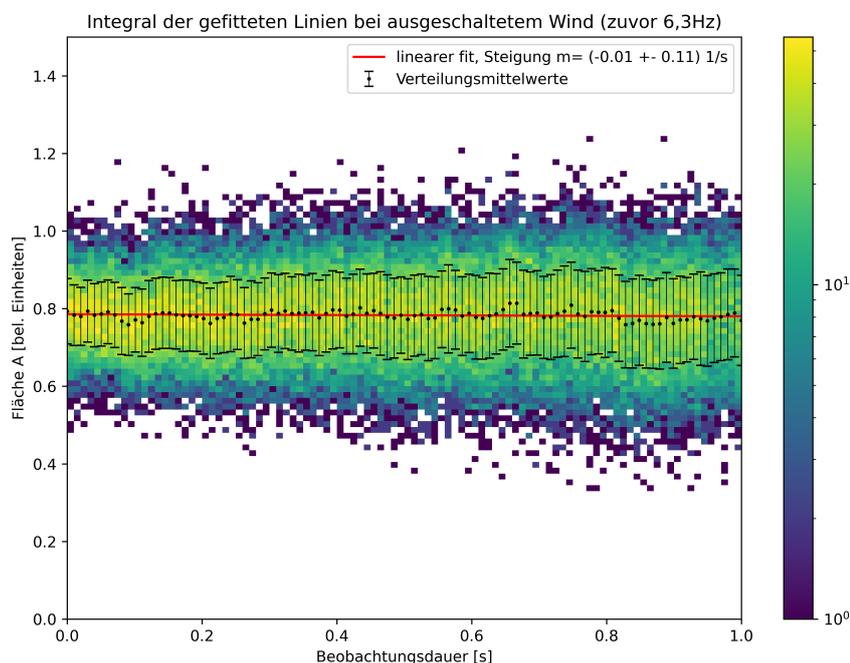


Abbildung A.14: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 6,3 Hz. Gaußintegral abzüglich des Temperaturoffsets. Entspricht der im von der Kamera erfassten Tiefenbereich deponierten Wärme. Logarithmische Farbskala zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit verdeutlicht das in guter Näherung konstante Integral.

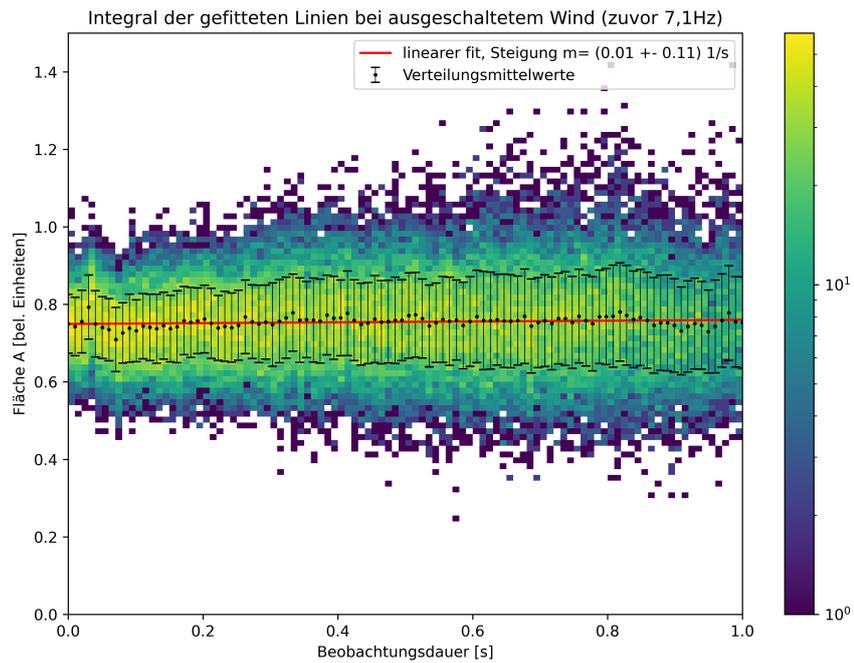


Abbildung A.15: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 7,1 Hz

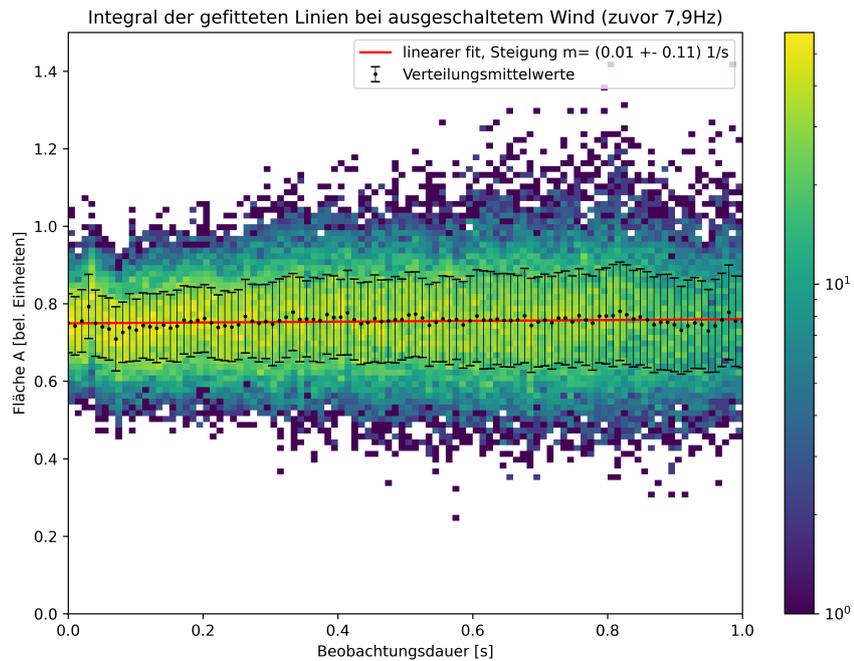


Abbildung A.16: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 7,9 Hz

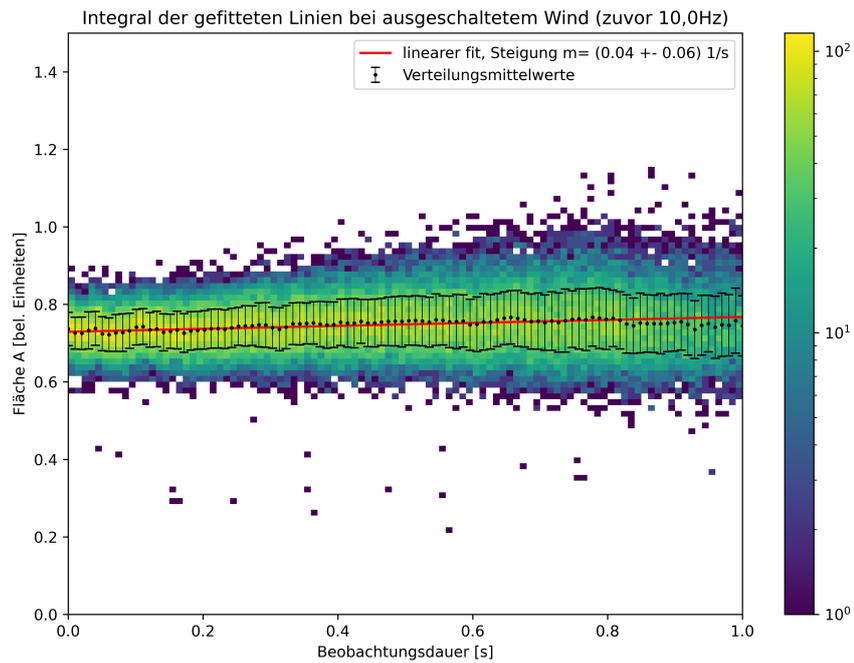


Abbildung A.17: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 10,0 Hz

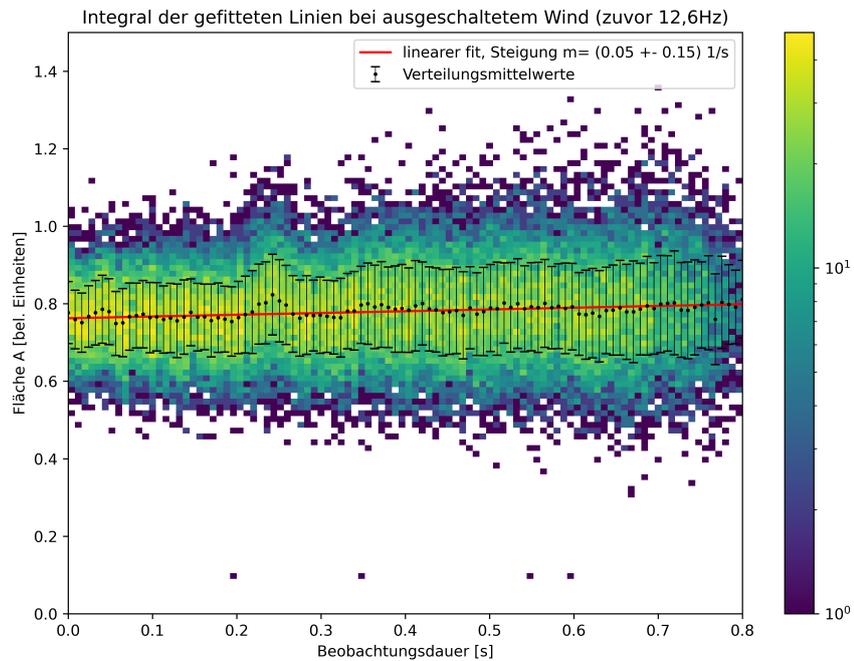


Abbildung A.18: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 12,6 Hz

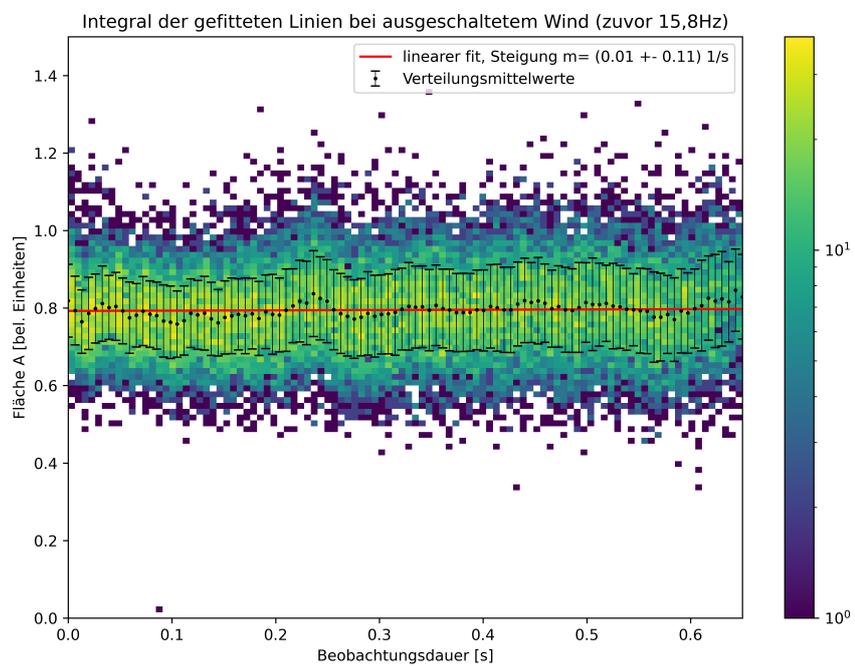


Abbildung A.19: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windsteuerfrequenz von zuvor 15,8 Hz

A.4 Entwicklung der Linienbreiten bei vorhandener Scherströmung

Abbildungen A.20 bis A.25 zeigen eine Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten σ^2 gegen die Beobachtungsdauer t der jeweiligen Linie seit Aufprägen auf die Wasseroberfläche. Als Messpunkte eingezeichnet sind jeweils die Verteilungsmittelwerte mit Standardabweichung für jede Spalte. Es kommt teilweise zu Binningartefakten (Spalten, in denen insgesamt weniger Datenpunkte liegen und die deshalb dunkler dargestellt sind). Mit eingezeichnet sind erwartete Verläufe, die sich aus der numerischen Simulation von (Voigt, 2019) ergeben. Die Verläufe wurden für diskrete Werte des Schubspannungsgradienten simuliert. Im Plot aufgetragen ist jeweils der Simulationsdatensatz, der die experimentellen Daten am besten beschreibt, sowie zwei weitere Verläufe, die gerade noch mit den Messpunkten im relevanten Beobachtungsdauerbereich verträglich sind. Aus der gemittelten Abweichung dieser beiden Werte vom besten Fit wurde die Unsicherheit für den erhaltenen Schubspannungswert τ_{xz} abgeschätzt.

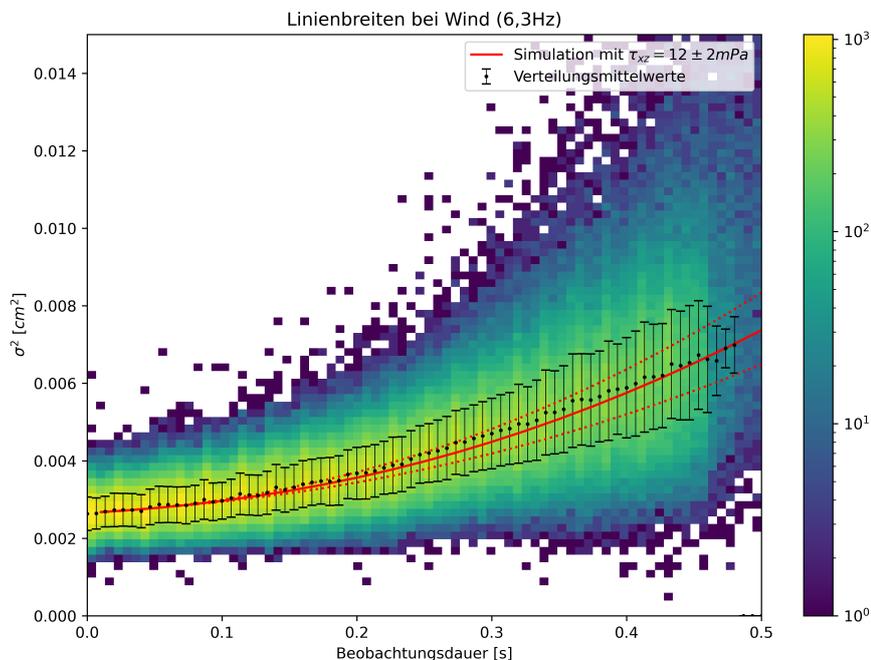


Abbildung A.20: Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 6,3 Hz. Eingezeichnet sind für jede Spalte Mittelwert und Standardabweichung der quadrierten Linienbreite. Die durchgezogene rote Linie ist der beste Fit aus den numerisch simulierten Breitenverläufe. Gepunktet sind jeweils die numerischen Verläufe für höhere oder niedrigere Schubspannungswerte, die gerade noch mit den Messwertunsicherheiten verträglich sind. Die mittlere Abweichung vom besten Fit ergibt die Unsicherheit des bestimmten Schubspannungswert

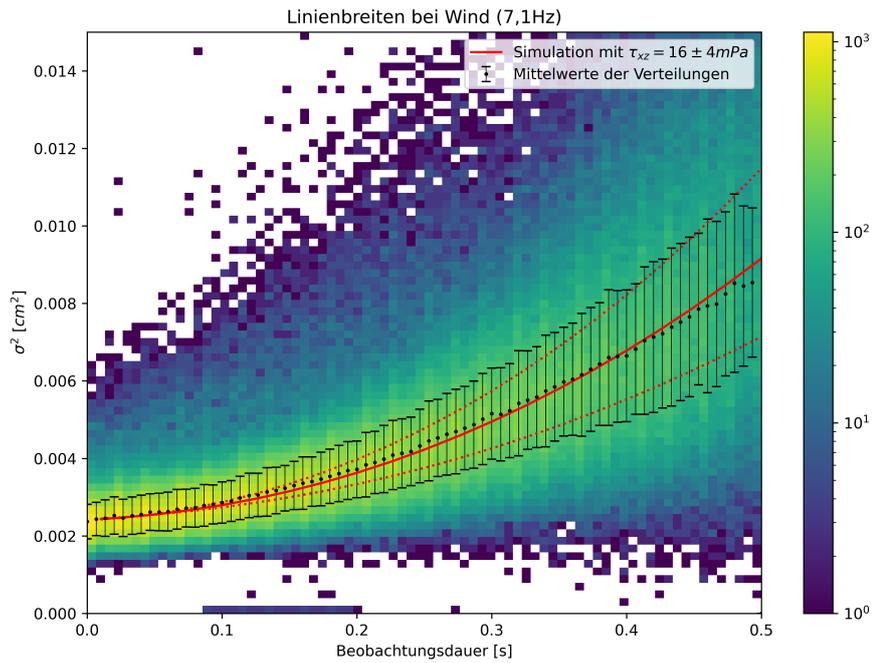


Abbildung A.21: Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 7,1 Hz

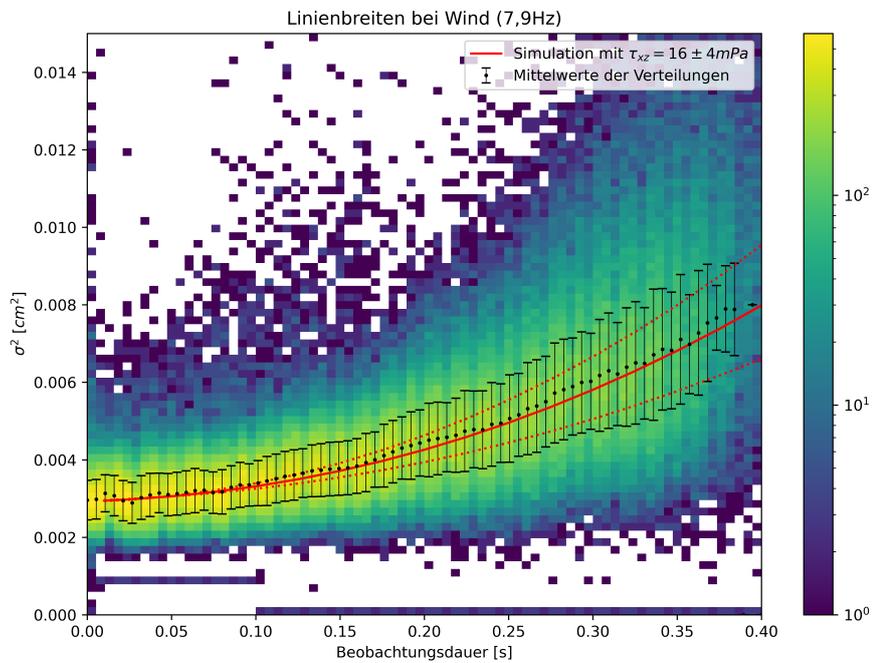


Abbildung A.22: Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 7,9 Hz

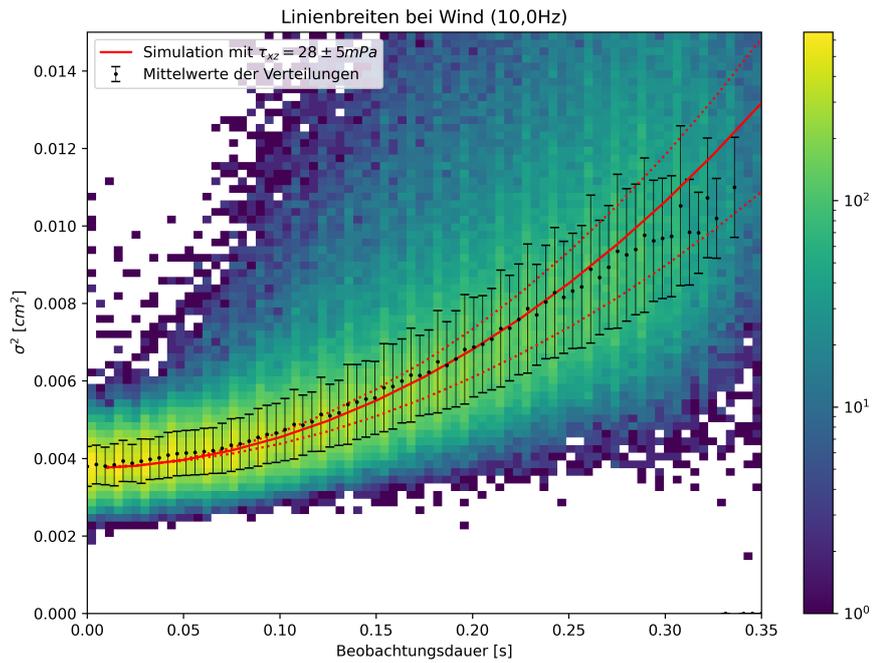


Abbildung A.23: Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 10,0 Hz

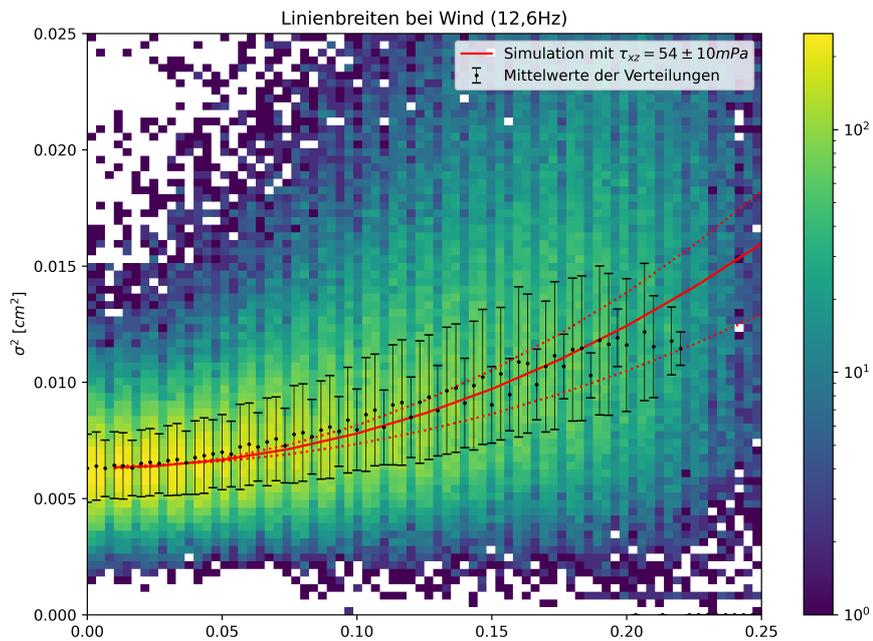


Abbildung A.24: Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 12,6 Hz

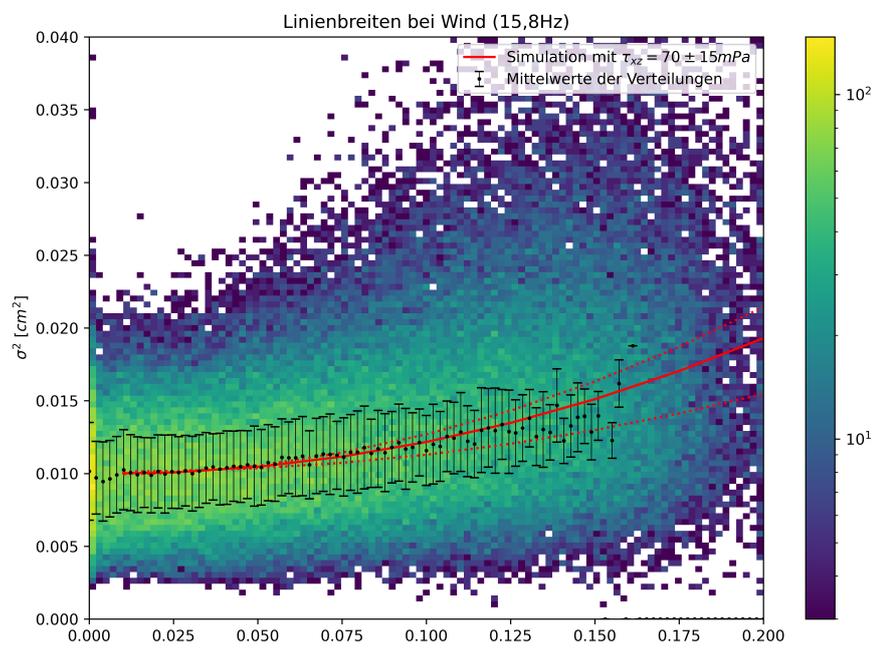


Abbildung A.25: Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufträgen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windsteuerfrequenz f_a von 15,8 Hz

A.5 Integral der gefitteten Linien bei ausgeprägter Scherströmung

Abbildungen A.14 bis A.31 zeigen eine Histogrammverteilung des Flächeninhalts A [bel. Einheiten] der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen (abzüglich des Temperaturuntergrunds) für alle Messungen. Aus den Diagrammen lässt sich ablesen, dass bei vorhandener Scherströmung die in der von der Kamera erfassten Schicht deponierte Wärme tendenziell deutlich stärker mit der Zeit abnimmt, als in den Messungen ohne Wind (Vgl. Anhang A.3). Bei vorhandener Scherströmung spielt die Diffusion von Wärme in tiefere Schichten daher eine wichtige Rolle und muss berücksichtigt werden, was in der genutzten numerischen Simulation auch der Fall ist. Es kann zu Binningartefakten (spaltenweise auftretende niedrigere Verteilungswerte) kommen.

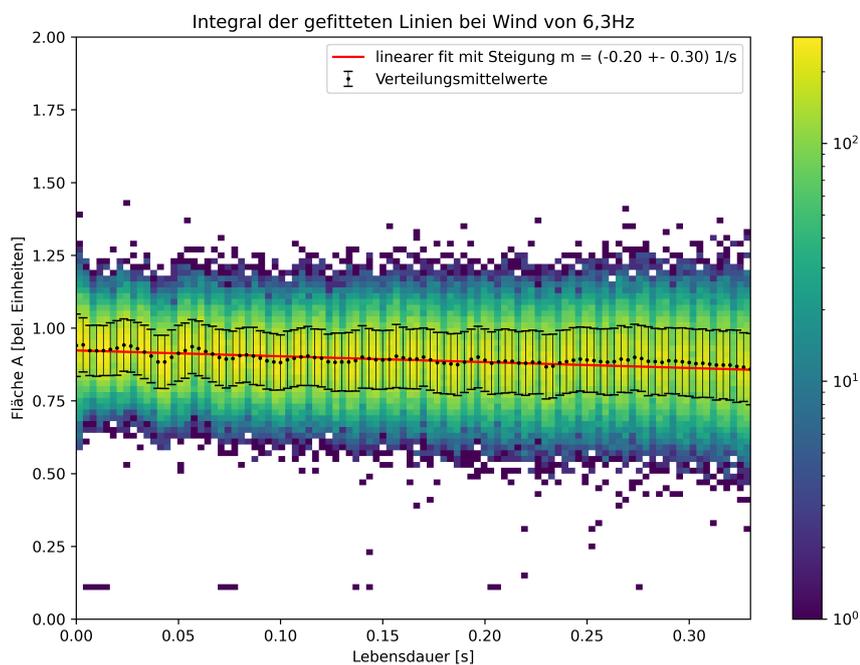


Abbildung A.26: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 6,3 Hz. Gaußintegral abzüglich des Temperaturoffsets. Entspricht der im von der Kamera erfassten Tiefenbereich deponierten Wärme. Logarithmische Farbskala zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit verdeutlicht, dass mit vorhandener Scherströmung die Diffusion von Wärme in die Tiefe eine wichtige Rolle spielt.

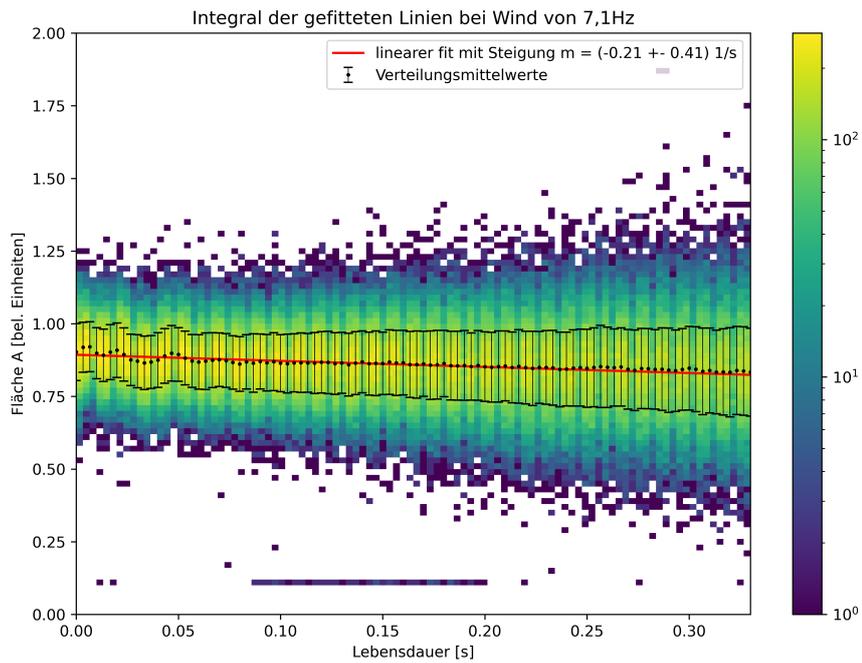


Abbildung A.27: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 7,1 Hz

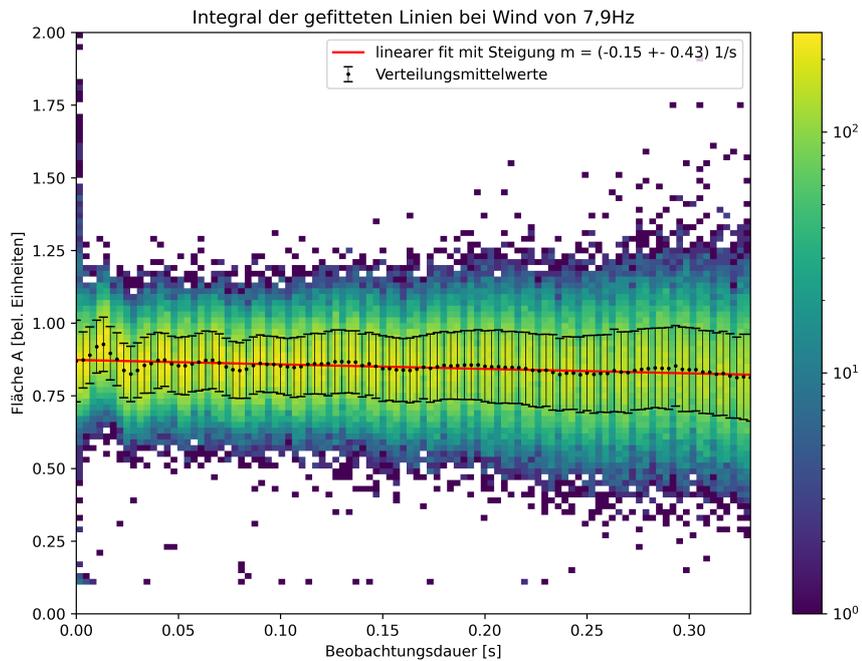


Abbildung A.28: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 7,9 Hz

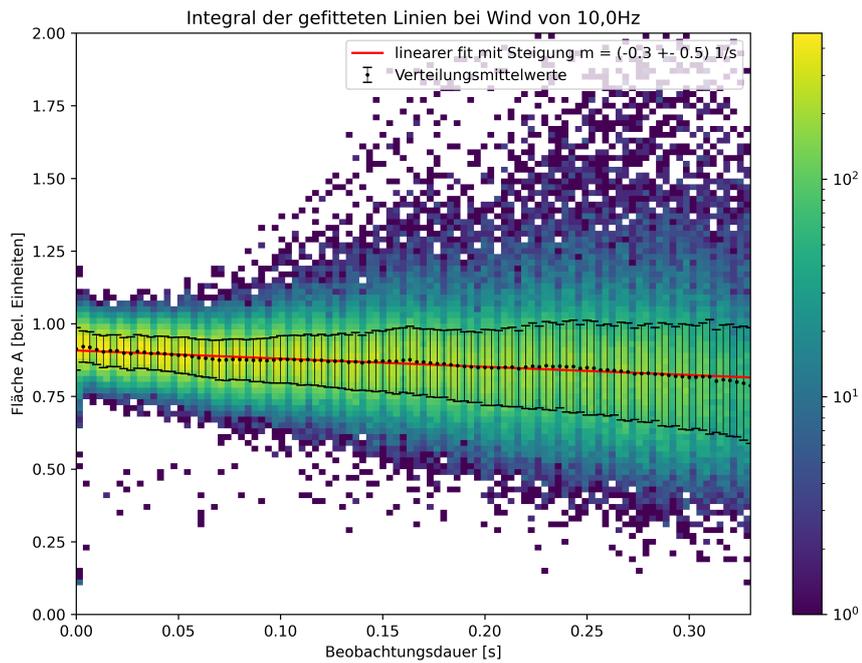


Abbildung A.29: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 10,0 Hz

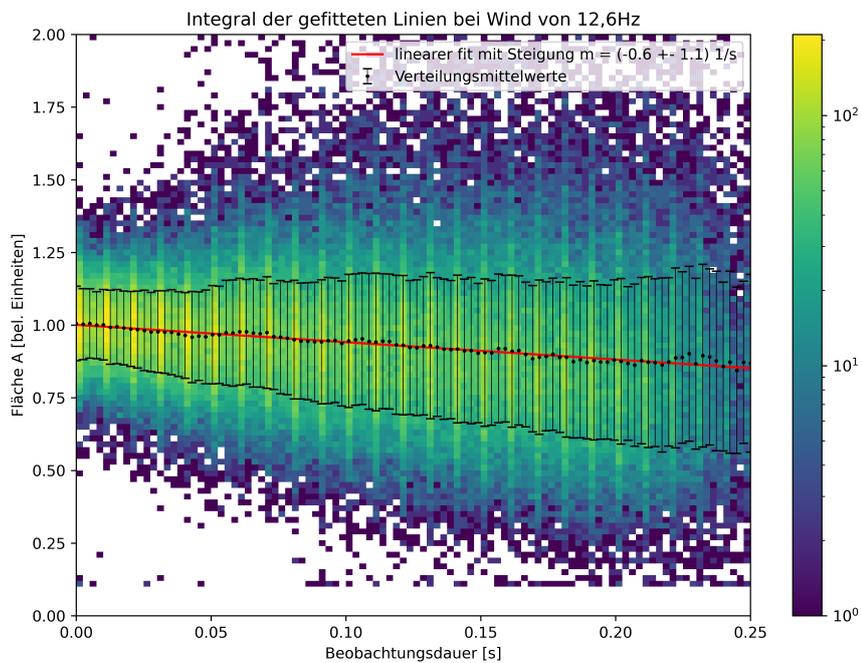


Abbildung A.30: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 12,6 Hz

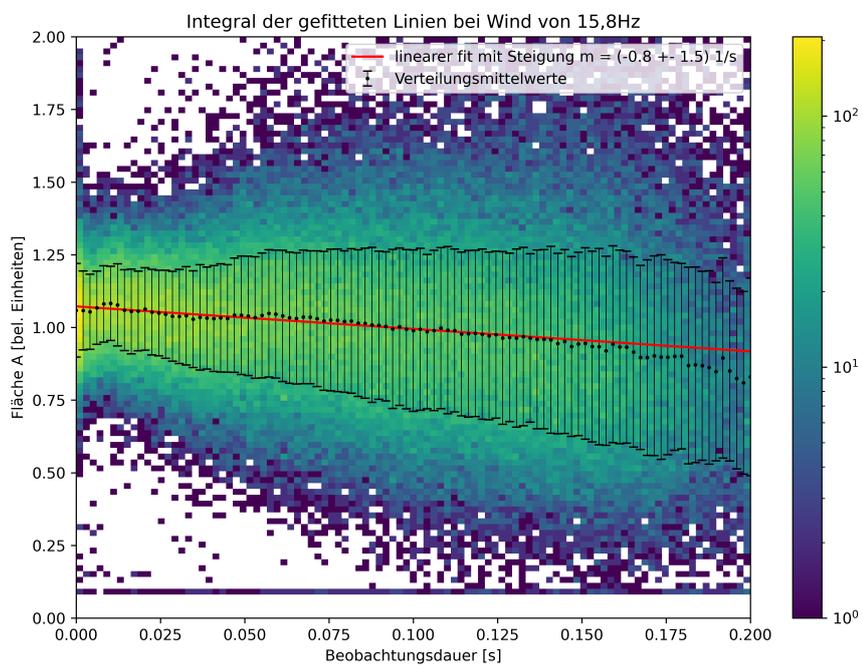


Abbildung A.31: Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 15,8 Hz

Anhang B

Selbstständigkeitserklärung

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

Heidelberg, den 04.12.2023,

A handwritten signature in black ink that reads "Sebastian Leyer". The script is cursive and fluid.

Sebastian Leyer

Literatur

- Beć, Krzysztof und Christian Huck (Feb. 2019). „Breakthrough Potential in Near-Infrared Spectroscopy: Spectra Simulation. A Review of Recent Developments“. In: *Frontiers in Chemistry* 7. DOI: [10.3389/fchem.2019.00048](https://doi.org/10.3389/fchem.2019.00048).
- Bopp, Maximilian (2014). „Luft- und wasserseitige Strömungsverhältnisse im ringförmigen Heidelberger Wind-Wellen-Kanal (Aeolotron)“. Master's thesis. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, Germany. DOI: [10.11588/heidok.00017151](https://doi.org/10.11588/heidok.00017151).
- Charnock, H. (1955). „Wind stress on a Water Surface“. In: *Q.J.R. Meteorol. Soc* 81, S. 639–640.
- Crapper, G. D. (1957). „An exact solution for progressive capillary waves of arbitrary amplitude“. In: 2, S. 532–540. DOI: [10.1017/S0022112057000348](https://doi.org/10.1017/S0022112057000348).
- Cussler, E. L. (1997). *Diffusion - Mass Transfer in Fluid Systems*. 2. Aufl. Cambridge: Cambridge University Press.
- Emmel, Arne (2017). „Bestimmung der Geschwindigkeit und des Geschwindigkeitsgradienten an der windgetriebenen Wasseroberfläche“. Bachelor's thesis. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, Germany.
- Frew, N. M. u. a. (1995). „Variation of air–water gas transfer with wind stress and surface viscoelasticity“. In: *Air-water Gas Transfer, Selected Papers from the Third International Symposium on Air-Water Gas Transfer*. Hrsg. von B. Jähne und E. C. Monahan. Hanau: AEON, S. 529–541. DOI: [10.5281/zenodo.10405](https://doi.org/10.5281/zenodo.10405).
- Gade, Martin u. a. (1998). „Wind wave tank measurements of wave damping and radar cross sections in the presence of monomolecular surface films“. In: 103.C2, S. 3167–3178. DOI: [10.1029/97JC01578](https://doi.org/10.1029/97JC01578).
- Garbe, C. S. (2007). „Measuring and Modeling Fluid Dynamic Processes using Digital Image Sequence Analysis“. Habilitation thesis. IWR, Fakultät für Physik und Astronomie, Heidelberg University. DOI: [10.11588/heidok.00019717](https://doi.org/10.11588/heidok.00019717).
- Gruber, Nicolas u. a. (2019). „The oceanic sink for anthropogenic CO₂ from 1994 to 2007“. In: 363.6432, S. 1193–1199. DOI: [10.1126/science.aau5153](https://doi.org/10.1126/science.aau5153).
- Hühnerfuss, Heinrich (2006). „Basic physicochemical principles of monomolecular sea slicks and crude oil spills“. In: *Marine Surface Films*. Hrsg. von Martin Gade, Heinrich Hühnerfuss und Gerald M. Korenowski. Springer, S. 21–35. DOI: [10.1007/3-540-33271-5_4](https://doi.org/10.1007/3-540-33271-5_4).
- InfraTec (2021). *Benutzerhandbuch Infrarot-Thermografiekamera ImageIR*.
- IPG (2016). *ELR-Series User Guide*.

- Jähne, Bernd (2012). „Gas transfer at water surfaces“. In: *Environmental Fluid Mechanics - Memorial Volume in honour of Professor Gerhard H. Jirka*. Hrsg. von W. Rodi und M. Uhlmann. IAHR Monograph. CRC Press/Balkema. Kap. 22, S. 389–404. URL: <http://www.crcnetbase.com/isbn/9780203803967>.
- (2023). „Almost lossless compression of noisy images“. In: 0.0. DOI: [10.1515/teme-2023-0028](https://doi.org/10.1515/teme-2023-0028).
- Krall (2013). „Laboratory Investigations of Air-Sea Gas Transfer under a Wide Range of Water Surface Conditions“. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Heidelberg University. DOI: [10.11588/heidok.00014392](https://doi.org/10.11588/heidok.00014392).
- Krall und Jähne (2023). „Annular wind-wave tanks“. In: *Air-Water Gas Exchange: Cross-linking field measurements, laboratory measurements and modeling*. Hrsg. von Bernd Jähne, Kerstin E. Krall und Christa Marandino. in press. Heidelberg University Publishing.
- Kundu, P. K. (2004). *Fluid Mechanics*. 3th. San Diego, CA: Academic Press.
- Kunz, Jakob und Bernd Jähne (2018). „Investigating small scale air-sea exchange processes via thermography“. In: 4, S. 4. DOI: [10.3389/fmech.2018.00004](https://doi.org/10.3389/fmech.2018.00004).
- Münnich, K. O. u. a. (1978). „Gas exchange and evaporation studies in a circular wind tunnel, continuous radon-222 measurements at sea, and tritium/helium-3 measurements in a lake“. In: *Turbulent Fluxes through the Sea Surface, Wave Dynamics, and Prediction, Proceedings of the Symposium, Marseille, 1977*. Hrsg. von A. Favre und K. Hasselmann. Plenum, S. 151–166. DOI: [10.1007/978-1-4612-9806-9_11](https://doi.org/10.1007/978-1-4612-9806-9_11).
- Popp, C. J. (2006). „Untersuchung von Austauschprozessen an der Wasseroberfläche aus Infrarot-Bildsequenzen mittels frequenzmodulierter Wärmeeinstrahlung“. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Heidelberg University. DOI: [10.11588/heidok.00006489](https://doi.org/10.11588/heidok.00006489).
- Rocholz, Roland (2008). „Spatiotemporal Measurement of Short Wind-Driven Water Waves“. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Heidelberg University. DOI: [10.11588/heidok.00008897](https://doi.org/10.11588/heidok.00008897).
- Sharqawy, M. H. et al (2010). *Thermophysical properties of seawater: a review of existing correlations and data, Desalination and Water Treatment*. DOI: [10.5004/dwt.2010.1079](https://doi.org/10.5004/dwt.2010.1079).
- Stewing, Roman (2023). „Optimierung thermografischer Messmethoden zur Geschwindigkeits- und Geschwindigkeitsgradientenmessung“. Bachelor’s thesis. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, Germany.
- Stokes, S.G.G. (1847). *On the Theory of Oscillatory Waves*. Printed at the Pitt Press by John W. Parker.
- Voigt, Philipp Immanuel (2019). „Simulation and Measurement of the Water-sided Viscous Shear Stress without Waves“. Bachelor’s thesis. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, Germany. DOI: [10.11588/heidok.00026653](https://doi.org/10.11588/heidok.00026653).
- (2021). „Investigation of the Water-sided Shear Layer at a Wind-driven Wavy Surface by Active Thermography“. Master’s thesis. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, Germany. DOI: [10.11588/heidok.00030834](https://doi.org/10.11588/heidok.00030834).

WMO, World Metrological Organization (2020). *Guide to Wave Analysis and Forecasting*. WMO.
ISBN: 978-92-63-10702-2. URL: <https://library.wmo.int/idurl/4/31871>.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Darstellung der Grenzschichten auf Wasser- und Luftseite, aus (Kunz und B. Jähne, 2018)	3
2.2	vereinfacht dargestellter Verlauf der Geschwindigkeit (links) und des Geschwindigkeitsgradienten (rechts) in der viskosen Grenzschicht, aus (Emmel, 2017)	4
2.3	Charakterisierung von Wellen nach Periodendauer, aus (WMO, 2020)	9
2.4	Chemische Struktur von Oberflächenfilmen, aus (Hühnerfuss, 2006)	10
2.5	Intensitätsspektrum eines idealen schwarzen Strahlers bei verschiedenen Temperaturen, aus (Popp, 2006)	13
3.1	Darstellung des Tiefenprofils einer Laserlinie bei windinduzierter Geschwindigkeitscherung, aus (Garbe, 2007). Die gestrichelten Linien stellen die frisch aufgeprägte Linien zum Zeitpunkt t_0 dar. Die Windrichtung ist in dieser Grafik von links nach rechts.	16
3.2	Vergleich der Verbreiterungsmodelle aus (Emmel, 2017) (a) und (Voigt, 2019) (b). Zu beachten ist die unterschiedliche Windrichtung: In Abbildung (a) zeigt der Wind in positive x-Richtung, in Abbildung (b) zeigt er in negative x-Richtung.	18
4.1	Computergenerierte Darstellung des Aeolotron, modifiziert aus (Krall, 2013). Der Kanal hat einen Außendurchmesser von 10m, das Becken ist ca. 62cm breit. Die gesamte Grundkonstruktion ist aus Holz gefertigt. Der Kanal ist in 16 nummerierte Segmente unterteilt. In der Decke der Segmente 4, 8, 12 und 16 sitzen Axialventilatoren zur Winderzeugung. In Segment 13 sitzt in der Decke ein optisches Fenster, durch das Laser und Infrarotkamera in den Kanal gerichtet werden	21
4.2	Darstellung des optischen Aufbaus am Kanal, nicht maßstabsgetreu, adaptiert aus (Stewing, 2023)	24
4.3	Laserausgang: Lichtleitfaser aus Glasfaser (gelb ummantelt) mit Kollimator, Fotografie aus (Stewing, 2023)	26
4.4	Foto der verwendeten Aufweitungsoptik mit Kollimatorhalterung, Zerstreuungslinse, Zylinderlinse und Sammellinse, aus (Stewing, 2023)	26
5.1	Kalibrierbild und Perspektivenkorrektur	31
5.2	Übersicht Rohbild und komprimiertes und perspektivenkorrigiertes Bild (Aufnahmen zum identischen Zeitpunkt aus der Messung mit 6,3Hz	31

5.3	Vergleich xt-Bild mit dem Orientierungsvektor und dem Binärbild zur Liniendetektion. Der Orientierungsvektor ist in zwei Farbkanälen dargestellt. Gradienten in horizontaler Richtung werden im Farbraum rot-grün dargestellt, Gradienten in vertikaler Richtung im Farbraum gelb-blau. Es ergeben sich entsprechende Mischfarben. Im Binärbild (c) wird nur ein 16 px schmaler Bereich um den Linienbeginn (rechts im Bild) für den angesprochenen Box-Filter genutzt, so dass dieser nur den Linienbeginn detektiert.	33
5.4	Berechnete Oberflächengeschwindigkeiten der Abklingmessung. Einzelne Ausreißer liegen vor, da bei über 200.000 gefitteten Linien ab und an eine Linie falsch gefittet wird, oder der Sprung zu einer neu aufgeprägten Linie in der Geschwindigkeitsberechnung mit eingeht. Der gefittete Geschwindigkeitsverlauf entspricht Gl. (3.9), also dem reibungsbedingten Geschwindigkeitsabfall ohne Wind	35
5.5	Geschwindigkeitsabfall beim Ausschalten des Windes und zuvor 10,0Hz. Die blauen Messpunkte sind die gemessene Oberflächengeschwindigkeit. In rot dargestellt ist die mittlere Oberflächengeschwindigkeit im Gleichgewicht $u_{surf} = (13.7 \pm 1.1)$ cm/s. In grau dargestellt ist das Windgeschwindigkeitsprofil gemessen am Pitotrohr (rechte y-Achse [m/s] beachten). Die durchgezogene gelbene Linie ist der Fit im Bereich, der zur Bestimmung der Wasserkörpergeschwindigkeit herangezogen wurde. Die gelbe gepunktete Linie ist der errechnete Verlauf der Wasserkörpergeschwindigkeit während des Abklingvorgangs. Die blaue durchgezogene Linie ist die errechnete Wasserkörpergeschwindigkeit im Gleichgewicht $u_{bulk} = (4.55 \pm 0.08)$ cm/s. Es ergibt sich aus den Werten eine Schubspannungsgeschwindigkeit $u_* = (0.409 \pm 0.009)$ cm/s	36
5.6	Linienbreitenhistogramm für den Zeitraum nach Ausschalten des Windes (zuvor 10,0 Hz). Aus der linearen Steigung kann die Diffusionskonstante errechnet werden. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der spaltenweisen Werteverteilung. Die errechnete Diffusionskonstante ist systematisch etwas zu hoch, da sich Linien im zeitlichen Verlauf verdrehen und somit in der hier betrachteten Verarbeitung zusätzlich verbreitert erscheinen	38
5.7	Linienbreitenhistogramm bei Gleichgewichtsbedingungen (aktivem Wind) mit Standardabweichungen. In rot eingezeichnet ist die beste Übereinstimmung aus der Simulation von (Voigt, 2019). Zu beachten: Die durchgeführten Simulationen wurden nicht interpoliert, sondern sind nur in diskreten Wertschritten von 2 mPa vorhanden. Gestrichelt eingezeichnet sind Simulationen für die Schubspannung an den Fehlergrenzen.	39
5.8	Vergleich der Entwicklung der Linienflächen (als Parameter für die insgesamt auf der Oberfläche deponierte Wärme). Ohne Wind (a) ist die Fläche im Rahmen der Abweichungen konstant. Mit Wind (b) ist ein leichter Trend zu einer abnehmenden Fläche (also netto-Wärmediffusion von der Oberfläche in die Tiefe zu erkennen. . . .	40

6.1	Transformierte Bilder einer frisch aufgeprägten Linie zu vergleichbaren Zeitpunkten am Beginn der Messreihe. Auffällig sind die bei einer Windfrequenz von 7,1 Hz erstmalig auftretenden horizontalen Verzerrungen, die später deutlich statistischer verteilt erscheinen. Das rechte Bild hat einen helleren Hintergrund, da parallel Gasaustauschmessungen betrieben wurden, wozu in großen Zeitintervallen die Wasseroberfläche flächig erhitzt wurde. Dies sollte sich auf die Geschwindigkeiten und Linienbreiten nicht weiter auswirken	42
6.2	Zwei Momentaufnahmen aus den Messreihen mit 12,6 Hz und 15,8 Hz. Es ist zu erkennen, dass die Wellendämpfung nachlässt. Die dunklen Streifen sind Wellenbedingte Temperaturstrukturen, außerdem ist deutlich zu sehen, dass die Linien teilweise ganz zerrissen werden, was durch erste Kapillarwellen entsteht.	43
6.3	Plot der bestimmten Werte für u_* aus Impulsbilanz und Linienbreiten. Angedeutet ist die lineare Abhängigkeit zur Windgeschwindigkeit. Die ersten 3 Datenpunkte aus der Impulsbilanzmethode sind verfälscht und sollten nicht beachtet werden.	47
A.1	Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 6,3 Hz	52
A.2	Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 7,1 Hz	53
A.3	Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 7,9 Hz	53
A.4	Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 10,0 Hz	54
A.5	Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 12,6 Hz	54
A.6	Geschwindigkeitsabfall nach Gleichgewichtsbedingungen mit Windansteuerungsfrequenz von 15,8 Hz	55
A.7	Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 6,3 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.	56
A.8	Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 7,1 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.	57
A.9	Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 7,9 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.	57
A.10	Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 10,0 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.	58

A.11	Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 12,6 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.	58
A.12	Linienverbreiterungen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 15,8 Hz. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.	59
A.13	Linienverbreiterungen bei der Abklingmessung (Scherströmung vollständig abgebaut). Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit zur Bestimmung der Diffusionskonstante.	59
A.14	Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 6,3 Hz. Gaußintegral abzüglich des Temperaturoffsets. Entspricht der im von der Kamera erfassten Tiefenbereich deponierten Wärme. Logarithmische Farbskale zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit verdeutlicht das in guter Näherung konstante Integral.	60
A.15	Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 7,1 Hz	61
A.16	Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 7,9 Hz	61
A.17	Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 10,0 Hz	62
A.18	Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 12,6 Hz	62
A.19	Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen im Messabschnitt mit abgebauter Scherströmung bei Windansteuerfrequenz von zuvor 15,8 Hz	63
A.20	Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 6,3 Hz. Eingezeichnet sind für jede Spalte Mittelwert und Standardabweichung der quadrierten Linienbreite. Die durchgezogene rote Linie ist der beste Fit aus den numerisch simulierten Breitenverläufe. Gepunktet sind jeweils die numerischen Verläufe für höhere oder niedrigere Schubspannungswerte, die gerade noch mit den Messwertunsicherheiten verträglich sind. Die mittlere Abweichung vom besten Fit ergibt die Unsicherheit des bestimmten Schubspannungswert	64
A.21	Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 7,1 Hz	65
A.22	Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 7,9 Hz	65

A.23 Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 10,0 Hz	66
A.24 Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 12,6 Hz	66
A.25 Histogrammverteilung der quadrierten Linienbreiten gegen die Beobachtungsdauer seit Aufprägen der jeweiligen Linie bei voll ausgeprägter Scherströmung und Windansteuerfrequenz f_a von 15,8 Hz	67
A.26 Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 6,3 Hz. Gaußintegral abzüglich des Temperaturoffsets. Entspricht der im von der Kamera erfassten Tiefenbereich deponierten Wärme. Logarithmische Farbskala zu Darstellung der Werteverteilungen. Linearer Fit verdeutlicht, dass mit vorhandener Scherströmung die Diffusion von Wärme in die Tiefe eine wichtige Rolle spielt.	68
A.27 Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 7,1 Hz	69
A.28 Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 7,9 Hz	69
A.29 Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 10,0 Hz	70
A.30 Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 12,6 Hz	70
A.31 Integral der an die Linien gefitteten Gaußfunktionen bei vorhandener Scherströmung und Windansteuerfrequenz von 15,8 Hz	71