

Fakultät für Physik und Astronomie Heidelberg

Bachelorarbeit in Physik
von

Fritz Kühlein

Geboren in Rostock

2019

Vertikaler Impulstransport bei kleinen Windwirklängen in einem linearen Wind-Wellenkanal

vorgelegt am 11.04.2019
am Institut für Umweltphysik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Bernd Jähne.

Zweitgutachter:
Prof. Dr. Norbert Frank

Zusammenfassung

In einem linearen Wind-Wellen-Kanal am Heidelberger Institut für Umweltphysik (IUP) wurden luftseitige Strömungsprofile gemessen, um den Impulstransport zwischen Luft und Wasser zu quantifizieren. Dies geschah mit Hilfe einer aktuell entwickelten Art der Particle-Streak-Velocimetry (PSV), die die zeitlich aufgelöste Abbildung zweidimensionaler Strömungsfelder erlaubt. Die Messtechnik, bei der ins Strömungsfeld gestreute Partikel mit einer Kamera erfasst werden, konnte damit in einem weiteren Windkanal erprobt und bestätigt werden. Aus den Strömungsfeldern wurde für verschiedene Messbedingungen der mittlere Gesamtschub sowie dessen Komponenten, die turbulente sowie der viskose Schubspannung bestimmt. Die Bestimmung dieser Größen erlaubte weiterhin die Abschätzung des druckinduzierten Schubs. Die Messungen wurden bei drei verschiedenen Windwirklängen zwischen 75 und 220 cm und jeweils bei vier Windgeschwindigkeiten zwischen 1 und 6 m/s durchgeführt. Die bestimmten Schubspannungsprofile stimmen gut mit denen von vergleichbaren Arbeiten überein und ermöglichen darüber hinaus erstmals die Abschätzung des Einflusses der Windwirklänge auf die Schubspannungsaufspaltung. In der Auswertung der Messdaten traten Probleme bei der Partikeldetektion in gewissen Geschwindigkeitsbereichen auf, deren Einfluss minimiert, die aber im Rahmen dieser Arbeit nicht behoben werden konnten.

Abstract

Air sided flow profiles were measured in the linear wind-wave-facility of the Heidelberg Institute for Environmental Physics (IUP) to assess the wind-induced momentum transport to a water surface. Therefore, a recently developed technique of particle streak velocimetry (PSV) was used, which allows the time-resolved imaging of two-dimensional flow fields. This measurement technique, that uses the camera-imaging of particles seeded in the flow field, could thereby be tested and approved in another wind-wave-tunnel. From the flow fields, the mean total drag and its partition into turbulent and viscous shear stresses could be determined for different flow-conditions. From these, also the acting pressure forces were estimated. The measurements were made at three different fetches from 75 to 220 cm and four windspeeds each, ranging from about 1 to 6 m/s. The obtained stress-profiles match those of similar studies and furthermore allow the assessment of the influence of different fetches on the partitioning of the shear stress for the first time. During the evaluation problems occurred in the detection of particles in certain velocity-ranges. Their impact on the data could be minimized, but the problems could not be solved within the scope of this study.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Fluiddynamische Grundgleichungen	7
2.1.1	Kontinuitätsgleichung	7
2.1.2	Navier-Stokes-Gleichung	7
2.2	Vertikaler Impulstransport	8
2.2.1	Fluiddynamische Grenzschicht und Schubspannung	8
2.2.2	Windprofil	8
2.2.3	Viskoser und turbulenter Impulstransport	10
2.2.4	Wellige Wasseroberfläche und Koordinatentransformation	10
3	Messtechnik	13
3.1	Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in Luft	13
3.2	Particle-Streak-Velocimetry (PSV)	13
3.2.1	Beleuchtung und Lasersignal	14
3.2.2	Partikel	14
3.3	Laser-Height-Camera (LHC)	15
3.4	Wellenanalyse und Bestimmung krummliniger Koordinaten	15
4	Aufbau des Experiments	17
4.1	Linearer Wind-Wellenkanal	17
4.2	Aufbau der Optiken	18
4.3	Triggerung	19
4.4	Partikelerzeugung	20
4.5	Kalibrierung	21
4.6	Überblick der durchgeführten Messungen	22
5	Auswertung	25
5.1	PSV-Algorithmus	25
5.2	Auswahl guter Detektionen	27
5.3	Schwellwert für PSV-FFT und Ungleichverteilung der Messpunkte	28
6	Ergebnisse	31
6.1	Abschätzung des Gesamtschubs aus den gemittelten Windprofilen	31
6.2	Aufteilung der Schubspannung in ihre Komponenten	32
7	Zusammenfassung und Ausblick	37

1 Einleitung

Die Prozesse an der Grenzschicht zwischen Wasser und Luft sind für viele Anwendungen im industriellen Bereich und der Umweltforschung interessant. Die Umweltphysik interessiert sich vor allem deshalb für diese Grenzschicht, um die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre, aber auch in kleineren Maßstäben wie beispielsweise über Seen oder Flüssen besser verstehen zu können. Auf dem Weg aller möglichen beobachtbaren Größen (wie Gas- und Aerosolkonzentrationen, Wärme oder Bewegungsenergie auf allen Maßstäben) zwischen Hydro- und Atmosphäre stellt die Wasseroberfläche eine Art Flaschenhals dar, der sie jedoch andererseits durch komplexe Transportmechanismen eng miteinander verknüpft (Liss (1973)).

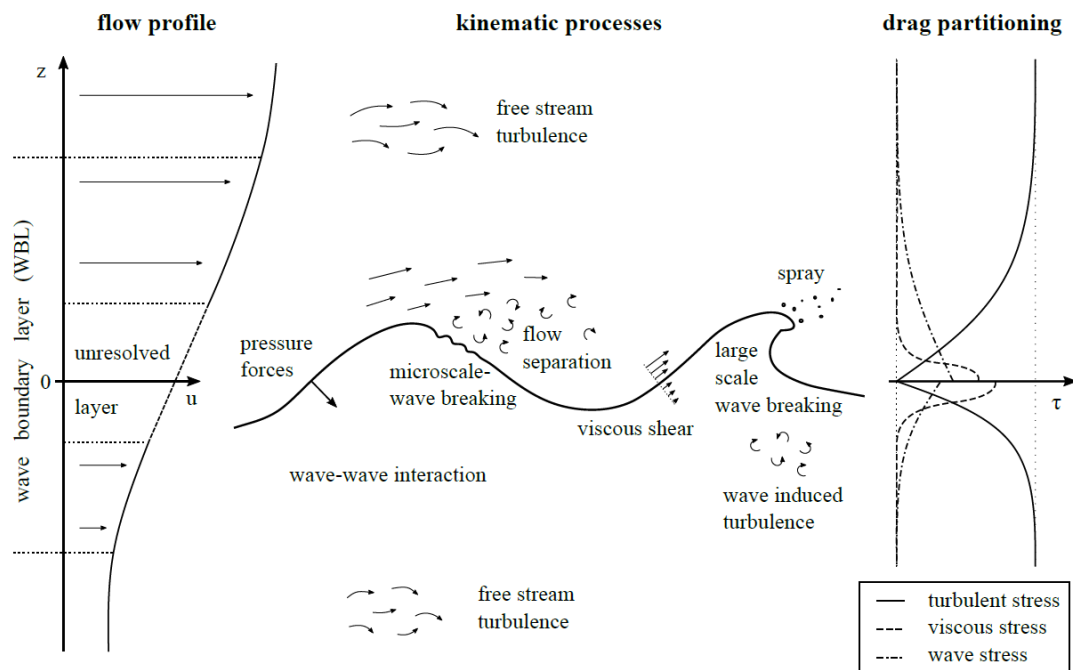


Abbildung 1.1: Überblick über die für den Impulstransport relevanten Prozesse an der Wasseroberfläche und die den Impulstransport bestimmenden Größen, entnommen aus Bopp (2018)

Eines der größten Interessensgebiete ist dabei der Gasaustausch. Forschung auf diesem Gebiet beschäftigt sich beispielsweise mit der Frage, wie viel atmosphärisches CO_2 vom Ozean aufgenommen werden kann und unter welchen Bedingungen es wieder freigegeben wird. Weiterhin ist die Erforschung des Wärmeaustauschs in diesem Bereich von großem

1 Einleitung

Forschungsinteresse. Mit diesen Phänomenen eng verknüpft ist der Impulstransport. Ein Überblick über all diese Gebiete ist in Liss u. Johnson (2014) zu finden.

Impulstransport an der atmosphärischen Grenzschicht wird physikalisch in Form von Schubspannungen quantifiziert und zeigt sich beispielsweise in Gestalt von Ozeanwellen, die durch Wind erzeugt werden und von diesem Impuls aufnehmen, transportieren und in den Ozean abgeben. Tatsächlich sind Schubspannungen an der Meeresoberfläche, die durch atmosphärische Windsysteme erzeugt werden, neben der Konvektion, der Hauptantrieb für globale und lokale Ozeanströmungen (Marshall u. Plumb (2008), Stewart (1974)).

Experimente, die sich mit dem Schub auf wellenbewegtes Wasser befassen, wurden schon zu Anfang des 20. Jahrhunderts durchgeführt. Charnock (1955) lieferte eine erste Parametrisierung des Schubs an der Oberfläche. Mit der Zeit wurden immer bessere Techniken der Strömungsmessung entwickelt. Weiler u. Burling (1967) verwendeten beispielsweise Heissdrahtanemometer, die kreuzförmig angeordnet waren, um die Kovarianz von Eddie-Strömungen direkt messen zu können. Ultraschallanemometer erhöhten die Messgenauigkeit weiter und wurden später durch optische Messmethoden ergänzt. Zu diesen zählen beispielsweise die Laser-Doppler-Anemometer und Geschwindigkeitsmessung durch Partikelabbildung (engl. Particle-Imaging-Velocimetry bzw. PIV). Diese sind allerdings auf dem offenen Ozean schwer zu handhaben, da sie sehr empfindlich sind und gute Kalibrierung erfordern (Donelan u. a. (2006)).

Dies führte auch dazu, dass zunehmend in Wind-Wellen-Kanälen im Labor gemessen wurde, in denen die Randbedingungen leichter kontrolliert werden können. Studien in linearen sowie ringförmigen Kanälen sind zahlreich (s. Jähne u. a. (1979), Ilmberger (1981), Kawamura u. a. (1981), Donelan u. a. (2004), uvm.), wobei beide Kanaltypen eigene Charakteristiken aufweisen und spezielle Messtechniken erfordern und ermöglichen, wie beispielsweise die Impulsbilanzmethode in ringförmigen Kanälen (Bopp (2014)).

Strömungsmessungen in Luft mit der PIV-Technik wurden über Oberflächenwellen erstmals von Reul u. a. (1999) durchgeführt. Weitere Studien kamen beispielsweise von Shaikh u. Siddiqui (2010), Troitskaya u. a. (2010) und Belden u. Techet (2011) und konnten bestätigen, dass der Schub ab einer bestimmten Höhe ausschließlich durch turbulente Schubspannung getragen wird (Troitskaya u. a. (2011)). Veron u. a. (2007) konnte die viskose Schubspannung erstmals phasen aufgelöst bestimmen, indem eine dreifache Reynolds-Zerlegung verwendet wurde. Diese Technik wurde in Studien von Hara u. Sullivan (2015), Buckley u. Veron (2016) sowie Buckley u. Veron (2017) weiterentwickelt, wobei auch turbulente Schubspannungen bestimmt und wellenkohärente Flüsse untersucht wurden. Auf diese Arbeiten folgten Bopp (2018) sowie Buckley u. Veron (2018), die die Aufteilung der Schubspannung über Wasserwellen in ihre verschiedenen Komponenten weiter präzisieren und bestätigen konnten. Dabei wurden unter anderem verschiedene Formen von krummlinigen Koordinatensystemen verwendet, die der Wasseroberfläche folgen und somit wellenkohärente Betrachtungen vereinfachen.

In dieser Arbeit wurde eine von Bopp (2018) entwickelte, spezielle Form der PIV, verwendet. Diese impliziert einerseits die zweidimensionale Strömungsmessung mit einer sogenannte Particle-Streak-Velocimetry (PSV), und andererseits die parallele und instantane Messung der Wasserhöhe. Die Höhenmessung erfolgt mit hoher Auflösung und mit Hilfe von laserinduzierter Fluoreszenz eines dem Wasser beigefügten Fluoreszenzfarb-

stoffs. Letzteres ermöglicht einerseits die Untersuchung von Oberflächenwellen und andererseits die Berechnung eines Koordinatensystems, das den Wellen folgt. Die von Bopp entwickelte Methode wird im Rahmen dieser Arbeit erstmals an einem kleinen linearen Wind-Wellenkanal in Heidelberg eingesetzt. Des Weiteren wird erstmals der Einfluss der Windwirklänge auf die Aufspaltung der Schubspannung in turbulente, viskose und druckabhängige Anteile untersucht.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die für die durchgeführten Messungen notwendigen theoretischen Hintergründe und Grundlagen gegeben.

Zunächst werden die notwendigen fluiddynamischen Grundlagen knapp dargestellt. Ausführlichere Herleitungen finden sich beispielsweise bei Durst (2006) und Kundu (2008). Anschließend wird der vertikale Impulstransport über glatten Oberflächen und schließlich über Wasserwellen erläutert. Genaue Berechnungen der Schubspannungsaufteilung aus der Reynolds-Zerlegung der Navier-Stokes-Gleichungen für die hier behandelten Fälle sind bei Bopp (2018) zu finden. Es wird die Einstein'sche Indexnotation verwendet.

2.1 Fluiddynamische Grundgleichungen

2.1.1 Kontinuitätsgleichung

Aufgrund der Massenerhaltung gilt in einem newtonschen Fluid mit der Dichte ρ und der Flussgeschwindigkeitsvektor u_i die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0. \quad (2.1)$$

Unter den hier betrachteten Bedingungen werden sowohl Wasser als auch Luft als inkompressibel angenommen ($\rho = \text{const.}$), wodurch sich die Gleichung weiter vereinfacht:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

2.1.2 Navier-Stokes-Gleichung

Nach dem zweiten Newton'schen Gesetz ist die Impulsänderung eines Fluidelements mit Volumen V gleich der Summe aller Kräfte \mathbf{F}_k die auf das Volumen wirken (Impulserhaltung). Für die zeitliche Änderung des Impulses p_j gilt also

$$\frac{Dp_j}{Dt} = \frac{D}{Dt}(\rho V u_j) = \sum_k \mathbf{F}_k. \quad (2.3)$$

Nimmt man wieder Inkompressibilität an und teilt Gleichung 2.3 durch das Volumen, so erhält man die Navier-Stokes-Gleichung

$$\rho \frac{Du_j}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial u_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i u_j) \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho g_j + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij}. \quad (2.4)$$

Deren linke Seite ergibt sich aus der totalen Zeitableitung zu einem Beschleunigungs- und einem Advektionsterm. Die rechte Seite hingegen setzt sich aus drei wirkenden Kraftkomponenten zusammen: Die Normalkräfte ausgedrückt durch den Gradienten des Druckes p , die Schwerkraft mit der Gravitationskonstante g und die Scherkräfte abhängig vom Gradienten des Schubspannungstensors τ_{ij} . Auf den Schubspannungstensor soll später noch näher eingegangen werden.

2.2 Vertikaler Impulstransport

2.2.1 Fluiddynamische Grenzschicht und Schubspannung

Ein wichtiges fluiddynamisches Beispiel ist die Strömung entlang einer Wand. Man nimmt an, dass die Strömung in großem Abstand zur Wand gleichmäßig und parallel zu dieser verläuft. Nahe der Wand nimmt die Strömungsgeschwindigkeit allerdings aufgrund von Reibungseffekten ab. Die Schicht, in der die Strömungsgeschwindigkeit von der Wand beeinflusst wird, wird nach Ludwig Prandtl *Grenzschicht* oder *Reibungsschicht* genannt (Schlichting u. Gersten (2006)).

Der Geschwindigkeitsgradient ergibt sich dadurch, dass durch Reibung Impuls senkrecht zur Flussgeschwindigkeit übertragen wird, nämlich vom frei strömenden Fluid in Richtung der Wand. Dieser Impulsübertrag übt also einen 'Schub' auf die Wand aus, weshalb man die entsprechende physikalische Größe als Schubspannung bezeichnet. Allgemein wird die Schubspannung durch den bereits in der Navier-Stokes-Gleichung (2.4) erwähnten Schubspannungstensor τ beschrieben. Dieser hat die Komponenten

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right), \quad (2.5)$$

mit der stoffabhängigen dynamischen Viskosität μ und dem Kronecker-Einheitsstensor δ_{ij} . Im Fall des Transports von x-Impuls (horizontal) in z-Richtung (vertikal) betrachtet man dessen Komponente

$$\tau_{xz} = -\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right). \quad (2.6)$$

Um die Schubspannung zu bestimmen, ist es also wichtig, das Strömungsprofil in der Grenzschicht zu kennen.

2.2.2 Windprofil

In Abbildung 2.1 ist das Windprofil in der Grenzschicht dargestellt. Es kann in vier Teile unterteilt werden: Einen großen turbulenten Teil, die viskose Unterschicht nahe der Wand und jeweils einer Übergangsschicht.

Im viskosen verläuft die Strömung rein parallel zur Wand und der Impulsübertrag ist rein durch die Viskosität bestimmt. Hier verläuft das Geschwindigkeitsprofil linear:

$$u(z) = \frac{u_*^2}{\nu} z, \quad (2.7)$$

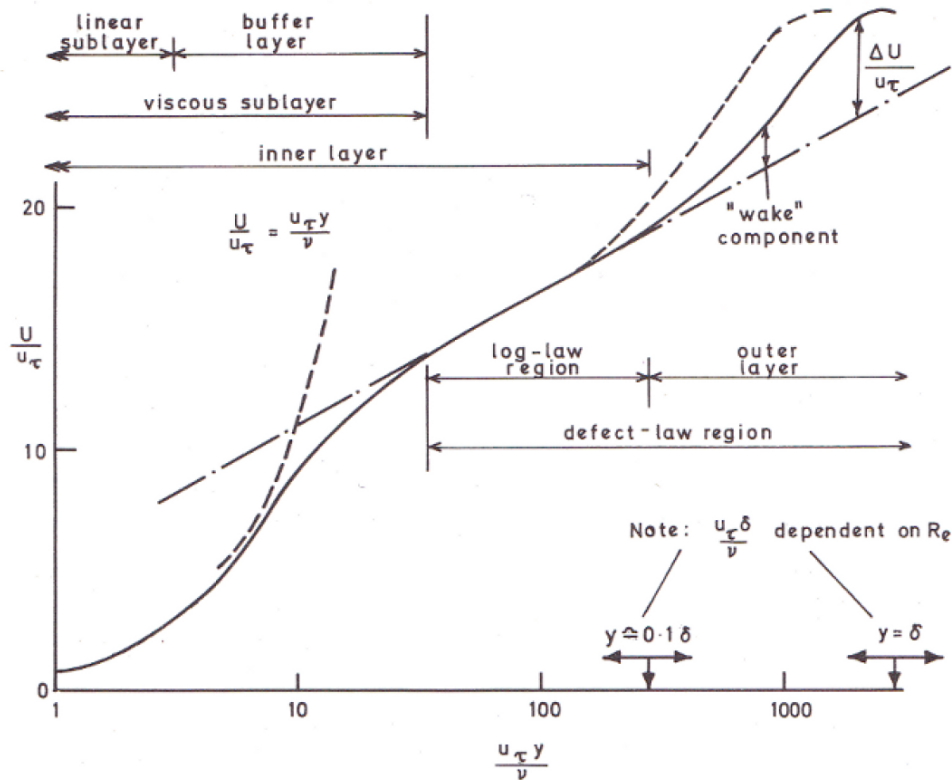


Abbildung 2.1: Strömungsprofil über einer glatten Wand in halblogarithmischer Darstellung und dimensionslosen Koordinaten (entnommen aus Bradshaw (1976))

wobei u_*^2 die sogenannte Schubspannungsgeschwindigkeit und $\nu = \mu/\rho$ die kinematische Viskosität bezeichnen. Die Schubspannungsgeschwindigkeit ergibt sich aus der Schubspannung τ als

$$u_* = \sqrt{\frac{|\tau|}{\rho}}, \quad (2.8)$$

Der turbulente Teil zeichnet sich durch chaotische Verwirbelungen aus. In diesem Bereich hat das Geschwindigkeitsprofil einen logarithmischen Verlauf. Dieser Verlauf ist auch als logarithmisches Windprofil ('law-of-the-wall') bekannt:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (2.9)$$

mit der Von-Karman-Konstante κ sowie der Rauigkeitslänge z_0 .

Im sogenannten 'Buffer-layer' findet der Übergang vom viskosen zum turbulenten Regime statt. Es kann durch experimentell motivierte Gleichungen beschrieben werden. Oberhalb des turbulenten Regimes befindet sich der 'Wake'-Teil des Profils, in dem der Geschwindigkeitsgradient und damit der Impulstransport schwindet.

2.2.3 Viskoser und turbulenter Impulstransport

In der viskosen Schicht nimmt man an, dass die Strömung rein horizontal verläuft. In diesem Fall ergibt sich die Schubspannung nach Gleichung 2.6 zu

$$\tau_{visc,xz} = -\mu \frac{\partial u_x}{\partial z}. \quad (2.10)$$

Im turbulenten Fall kann diese Annahme nicht mehr gemacht werden. Durch Verwirbelungen ist das Geschwindigkeitsfeld außerdem nicht mehr zeitlich konstant. Um dieser Tatsache gerecht zu werden, verwendet man die nach Osborne Reynolds benannte Reynolds-Zerlegung, die das Geschwindigkeitsfeld u in einen gemittelten Teil \bar{u} und einen fluktuierenden Teil u' aufteilt:

$$u = \bar{u} + u' \quad (2.11)$$

Die Mittelung kann dabei zeitlich, räumlich oder über ein Ensemble erfolgen. Die gleiche Zerlegung kann außerdem für andere instantane Größen wie Temperatur und Druck erfolgen. Setzt man diese Zerlegung in die Navier-Stokes-Gleichung (2.4) ein, und führt anschließend eine zeitliche Mittelung durch (weil nur im Mittel die Impulserhaltung gilt), so ergibt sich folgender Term für die turbulente Schubspannung:

$$\tau_{turb,xz} = -\overline{\rho u'_x u'_z} \quad (2.12)$$

Innerhalb der Grenzschicht setzt sich die gesamte Schubspannung dann zusammen als

$$\tau_{xz} = \tau_{turb,xz} + \tau_{visc,xz}, \quad (2.13)$$

wobei im realen Fall rein viskoser oder rein turbulenter Impulstransport immer nur näherungsweise vorliegt.

In den unteren 10-15% der Grenzschicht ist die gesamte Schubspannung in etwa konstant. Diesen Bereich nennt man deshalb auch *constant-flux-layer* und erstreckt sich bis unterhalb des Wake-Bereichs. Im Wake-Bereich fällt die gesamte Schubspannung linear ab, bis sie am Übergang von Grenzschicht zum freien Flussfeld ganz verschwindet.

2.2.4 Wellige Wasseroberfläche und Koordinatentransformation

Im in dieser Arbeit untersuchten Fall ist die Oberfläche nicht immer glatt, sondern teils von Wellen durchzogen. Dadurch wird die Reynolds-Mittelung über konstante Höhen z innerhalb der Wellengrenzschicht problematisch, da die Ebenen konstanter Höhe in kartesischen Koordinaten die Wasseroberfläche schneiden. Treten Wellen auf, so kann auch die Annahme von rein horizontaler Strömung in der laminaren Unterschicht nicht mehr gemacht werden: Sofern die Strömung der Oberfläche folgt, so weist sie eben deshalb auch vertikale Geschwindigkeitskomponenten auf (bei steileren Wellen oder höheren Windgeschwindigkeiten kann es außerdem sogar zur Ablösung der laminaren Hauptströmung von der Wasseroberfläche und damit zu Turbulenzen innerhalb der Wellengrenzschicht kommen).

Um dem Fall der Strömung über eine wellige Oberfläche gerecht zu werden, ist es sinnvoll ein Koordinatensystem einzuführen, das der Wasseroberfläche folgt. Hier gibt es verschiedene Möglichkeiten. Nach Bopp (2018) zeigt es sich als ausreichend, keine zur Wasseroberfläche orthogonalen, winkelerhaltenden Koordinaten einzuführen, sondern x- und y-Koordinate festzuhalten und nur die z-Koordinate zu transformieren:

$$x^* = x \quad (2.14)$$

$$y^* = y \quad (2.15)$$

$$z^* = z - f(\vec{x}^*, t) \quad (2.16)$$

Die Funktion f muss dabei auf der Höhe $z^* = 0$ der Wasserhöhe $\eta(x, t)$ entsprechen. Die Jakobideterminante dieser Funktion ist dann

$$J = \left(1 + \frac{\partial f}{\partial z^*}\right)^{-1} \quad (2.17)$$

Die einfachste Möglichkeit einer solchen Koordinatentransformation wäre eine einfache Verschiebung $f(x, t) = \eta(x, t)$. Da in größeren Abständen zur Wasseroberfläche der Fluss aber nicht mehr von Wellen beeinflusst wird, ist es physikalisch sinnvoller, eine mit z^* exponentiell abfallende Verschiebung einzuführen. Bopp (2018) multipliziert dazu jede Mode der fouriertransformierten Wasseroberfläche mit einem Exponentialterm, sodass die Wellen gemäß ihrer Wellenlänge gewichtet werden: kleine Kapillarwellen zerfallen so schneller als lange Schwerewellen. Die Funktion f ergibt sich dann zu

$$f(x, z^*, t) = \sum_n a_n \cos(k_n x - \Phi_n) e^{-\sigma_d k_n z^*}, \quad (2.18)$$

wobei k_n die Wellenzahlen und a_n und Φ_n die Amplituden und Phasen sind, die sich aus der Fouriertransformation der Oberflächenhöhe ergeben. Mit dem Faktor σ_d kann angepasst werden, wie schnell die Koordinaten mit wachsendem z^* in kartesische Koordinaten übergehen, der Shift also verschwinden soll. Hier wird $\sigma_d = 1$ gewählt (vgl. Bopp (2018)). In Abbildung 2.2 ist eine solche Koordinatentransformation beispielhaft für eine im Rahmen dieser Arbeit gemessene Oberflächenstruktur dargestellt.

Diese Transformation kann nun wiederum auf die Navier-Stokes-Gleichung (2.4) angewendet werden. Da die Ebenen konstanter Höhenkoordinate nun nicht mehr parallel zur Hauptströmungsgeschwindigkeit, also horizontal, verlaufen, kommt dabei ein Schubspannungsterm τ_{pres, xz^*} hinzu, der Druckkräfte auf die geneigte Wasseroberfläche ausdrückt. Insgesamt ergeben sich in den neuen Koordinaten also drei Komponenten für die Schubspannung, sodass

$$\tau_{xz^*} = \tau_{turb, xz^*} + \tau_{visc, xz^*} + \tau_{pres, xz^*} = \rho u_*^2. \quad (2.19)$$

Die einzelnen Schubspannungskomponenten ergeben sich in den neuen Koordinaten wie folgt:

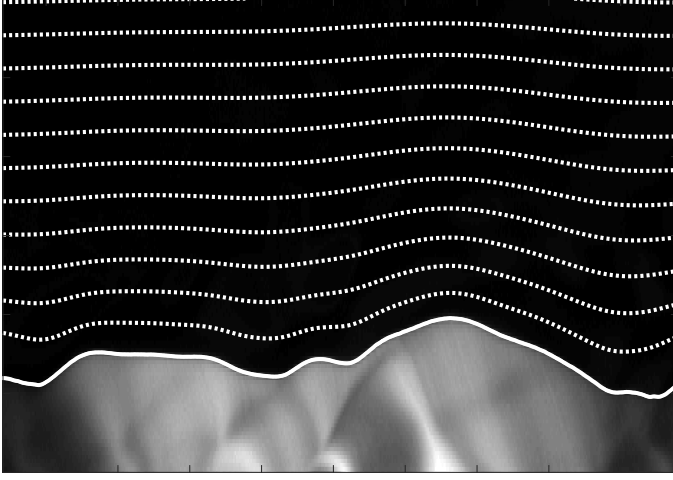


Abbildung 2.2: Beispiel eines Bildes der Wasseroberfläche, das im Rahmen dieser Arbeit aufgenommen wurde. Eingezeichnet ist die detektierte Wasseroberfläche (s. Abschnitt 3.3) sowie die entsprechend per FFT berechneten krummlinige z^* -Koordinaten. Die gestrichelten Linien repräsentieren Linien von konstantem z^* im Abstand von 1 mm. Die x-Koordinaten bleiben davon unberührt und sind hier nicht eingezeichnet.

$$\tau_{pres,xz^*} = -\frac{1}{J} p \frac{\partial z^*}{\partial x} = p \frac{\partial f}{\partial x} \quad (2.20)$$

$$\tau_{turb,xz^*} = -\rho \overline{U'_z u'_x} \quad (2.21)$$

$$\tau_{visc,xz^*} = \frac{1}{J} \tau_{visc,xx} \frac{\partial z^*}{\partial x} + \frac{1}{J} \tau_{visc,xz} \frac{\partial z^*}{\partial z} \quad (2.22)$$

$$= -\tau_{visc,xx} \frac{\partial f}{\partial x} + \tau_{visc,xz} \quad (2.23)$$

U_z bezeichnet hier die vertikale Geschwindigkeit bezüglich der transformierten Koordinaten und kann als

$$U_z = u_z - u_x \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial t} \quad (2.24)$$

berechnet werden. Bopp (2018) spaltet weiterhin noch von der turbulenten Schubspannung einen wellenkohärenten Teil τ_{wave,xz^*} ab, indem die Reynolds-Zerlegung um einen phasengemittelten Teil zu einer dreifachen Zerlegung erweitert wird. Der Druckterm τ_{pres,xz^*} und der Wellenterm τ_{wave,xz^*} können dann zum sogenannten Wellenschub oder 'formdrag' τ_{form,xz^*} zusammengefasst werden, da sich beide erst bei einer gewellten Wasseroberfläche ergeben. Die dreifache Zerlegung wurde hier nicht angewandt, da es aufgrund anderer Messbedingungen nicht als sinnvoll erachtet wurde.

3 Messtechnik

Folgendes Kapitel dient einem kurzen Überblick über die Techniken, mit denen die Daten dieser Arbeit aufgenommen wurden. Die konkrete Realisierung der Messungen ist in Abschnitt 4 beschrieben, während die anschließende Auswertung der Daten in Abschnitt 5 genau erläutert ist.

3.1 Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in Luft

Es gibt viele verschiedene Techniken, um Strömungsgeschwindigkeiten in Luft zu messen. Grundsätzlich ist dabei die Schwierigkeit, die Strömung durch die Messung möglichst wenig zu beeinflussen. Klassische Möglichkeiten der Strömungsmessung sind dabei über Staudruckmessungen (bspw. mit einem Pitot-Rohr), mit Flügelrad-, Ultraschall- oder Heizdrahtanemometern. Mit all diesen Messgeräten sind allerdings nur einzelne, feste Messpunkte möglich. Darüber hinaus wurden deshalb diverse optische Messmethoden entwickelt, bei denen beleuchtete Partikel als Tracer dienen, die mit zeitlich und räumlich hochauflösenden Kameras abgebildet werden. Sie können unter der Bezeichnung *Particle-Imaging-Velocimetry* (PIV) zusammengefasst werden und ermöglichen Messungen an sehr vielen, statistisch im Strömungsfeld verteilten Messpunkten (Raffel u. a. (2007)). Je nach Partikeldichte können so einzelne Partikel oder Gruppen von Bild zu Bild nachverfolgt werden. In der Untergruppe der *Particle-Streak-Velocimetry* (PSV) wird die Belichtungszeit so lange gewählt, dass innerhalb eines Bildes 'streaks', also als Spuren der Partikel zu identifizierende Streifen entstehen. Die hier verwendete Methode ist insofern neu, als dass die Partikel innerhalb einer Belichtungszeit mit einem Lasersignal von sieben Lichtpulsen in verschiedenen Abständen beleuchtet werden.

3.2 Particle-Streak-Velocimetry (PSV)

Die Particle-Streak-Velocimetry wurde in der hier angewendeten Form von Bopp (2018) entwickelt. Das Grundprinzip der PSV liegt dabei darin, in das Strömungsfeld gestreute Partikel mit Lichtpulsen zu beleuchten, sodass ein Partikel als mehrere aufeinanderfolgende Punkte im Kamerabild zu sehen ist. Bei bekannter Frequenz der Lichtpulse kann so Geschwindigkeit und Position der Partikel bestimmt werden. Mit dem von Bopp verwendeten Lasersignal kann auch die Flugrichtung direkt bestimmt werden. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten der Messmethode erläutert. Eine ausführliche Beschreibung, an der diese orientiert ist, findet sich bei Bopp (2018).

3.2.1 Beleuchtung und Lasersignal

Eine Besonderheit der von Bopp (2018) entwickelten PSV ist das verwendete Lasersignal, mit dem die Partikel beleuchtet werden (s. Abbildung 3.1). Es besteht im Wesentlichen aus einem Sinussignal von insgesamt 9 Perioden, wobei die 6. und 7. Periode ausgesetzt wird. Dies hat den Zweck, dass das Signal auch bei kurzen Streaks noch an der Lücke erkannt werden kann, wenn die einzelnen Peaks aufgrund der begrenzten Auflösung der Kamera beginnen zu verschwimmen. Außerdem ist so die Bewegungsrichtung des abgebildeten Partikels eindeutig bestimmbar.

Im Unterschied zu Bopp (2018) wurde das Signal hier noch mit einem Offset versehen, sodass das Signal in der 6. und 7. Periode nicht ganz auf Null abfällt. Dies vereinfacht später dem PSV-Algorithmus (s. Abschnitt 5.1) die Zuordnung beider Signalteile zu einem einzelnen Streak.

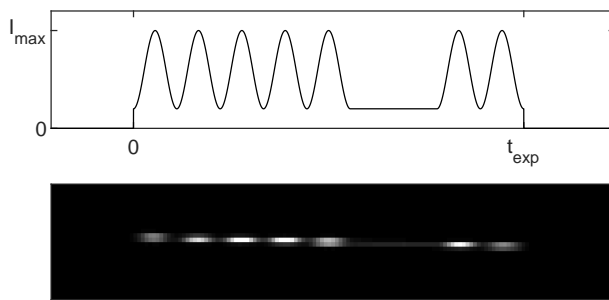
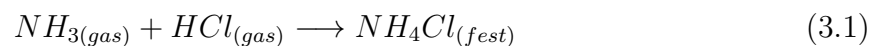


Abbildung 3.1: Beleuchtungssignal für die PSV, zusammengesetzt aus einem Teil mit 5 und einem Teil mit 2 Laserpulsen und Offset von einem Fünftel der Maximalintensität. Unten das resultierende Bild eines Partikels in der Kameraaufnahme.

3.2.2 Partikel

Für die PSV ist auch entscheidend, welche Partikel verwendet werden. Ausschlaggebend ist dabei primär deren Größe. Sind sie zu groß, folgen sie aufgrund von Trägheit und Gewicht nicht mehr der Strömung. Sind sie zu klein, so sind sie mit der in der Auflösung begrenzten Kamera nicht mehr abbildbar. Hier wurden Ammoniumchlorid-Kristalle verwendet, die eine Größe im Bereich von $1\ \mu\text{m}$ haben. Sie entstehen in einer Säure-Base-Reaktion aus Ammoniak und Salzsäure:



Findet diese Reaktion im gasförmigen Zustand statt, so kondensieren kleinste Kristalle aus Ammoniumchloridsalz. Diese haben für die Messungen optimale Eigenschaften, da sie die richtige Größe haben und durch ihre annähernd sphärische Form Licht gleichmäßig in alle Richtungen streuen. Wie die Partikelerzeugung realisiert wurde, ist in Abschnitt 4.4 beschrieben.

3.3 Laser-Height-Camera (LHC)

Um ein besseres und zeitlich ausreichend aufgelöstes Bild der Wasseroberfläche zu generieren, wird zusätzlich zur PSV-Kamera eine *Laser-Height-Camera* (LHC) installiert. Die realisierte räumliche und zeitliche Auflösung hängt dabei von Auflösung und Abbildungsmaßstab der Kamera bzw. der Belichtungszeit und Bildrate ab. Diese misst die momentane Oberflächenhöhe, indem das mit einem Fluoreszenzfarbstoff versetzte Wasser während der Belichtungszeit mit einer möglichst schmalen Lichtfläche in Luftströmungsrichtung beleuchtet wird (Laserinduzierte Fluoreszenz). Ein Algorithmus detektiert dann aus den aufgenommenen Bildern die Höhe der Wasseroberfläche, wobei eine Genauigkeit von Subpixelniveau erreicht wird. Eine ausführliche Beschreibung der Methode ist bei Schwarz (2016) zu finden.

Der Bildausschnitt der LHC ist deutlich größer als der der PSV-Kamera, der in etwa mittig darin liegt.

3.4 Wellenanalyse und Bestimmung krummliniger Koordinaten

Die LHC-Daten ermöglichen nun die Bestimmung krummliniger Koordinaten, die der Wasseroberfläche folgen. Diese können dann mittels einer Kalibrierung (s. Abschnitt 4.5) für die detektierten Partikel der PSV-Kamera verwendet werden. So wird auch die Grenzschicht unterhalb der Wellenberge für Höhenmittelungen zugänglich. Außerdem können aus der mittels LHC bestimmten Oberflächenhöhe weitere Informationen über das Wellenfeld gezogen werden.

4 Aufbau des Experiments

Der Messaufbau für die Windgeschwindigkeitsmessungen mittels PSV besteht im wesentlichen aus vier Komponenten. Die erste Komponente ist dabei der Wind-Wellen-Kanal selbst, in dem die Messungen stattfinden. Weiterhin kommen die Kameras für die Bildaufnahme und der optische Aufbau für die Laserbeleuchtung der Partikel und der Wasseroberfläche hinzu. Die vierte Komponente ist der Partikelgenerator, mit dem die Partikel erzeugt und in den Kanal geleitet werden. Im Folgenden werden diese Komponenten genau erläutert.

4.1 Linearer Wind-Wellenkanal

Die Messungen wurden an einem linearen Wind-Wellenkanal durchgeführt, der sich am Heidelberger Institut für Umweltphysik (IUP) befindet. Der Aufbau desselben wurde von A. Herzog durchgeführt und ist in Herzog (2010) genauer erläutert.

In Abb. 4.1 ist der Aufbau des Kanals dargestellt. Im Wasserbassin ist eine maximale Windwirklänge (Fetch) von 340 cm erreichbar, wobei Messungen durch eingelassene Seiten- und Deckelfenster bei Fetchlängen von 40 cm bis 240 cm möglich sind. Die mittlere Wassertiefe beträgt 9 cm, die Höhe des darüber liegenden Windfeldes liegt dann bei 27 cm. Der Kanal ist auf Höhe der Wasseroberfläche 37 cm breit und die mittlere Querschnittsfläche des Luftraums beträgt ca. 996 cm^2 . Der Jet-Einlass am Anfang des Wasserbassins erhöht die vom Windgenerator erzeugte Windgeschwindigkeit, wobei durch ein darin angebrachtes Wabengitter Turbulenzen minimiert und der Fluss homogenisiert wird. Am Ende des Bassins befindet sich ein 80 cm langer Wellenbrecher, der Reflexionen von Wellen am Kanalende verhindert. Das Wasservolumen beträgt 0.15 m^3 gegenüber einem Luftvolumen von 3 m^3 und bei einer Wasseroberfläche von 1.11 m^2 . (Herzog (2010), Eger (2012))

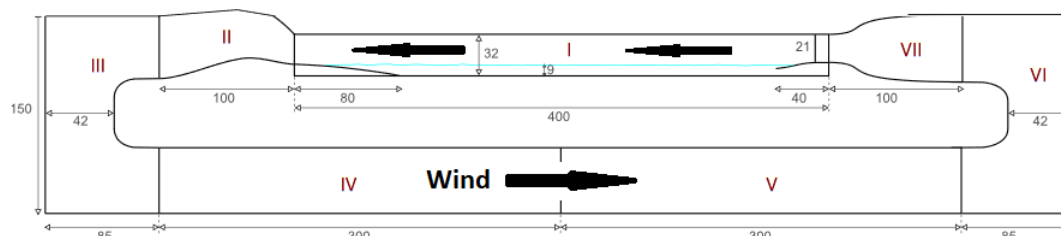


Abbildung 4.1: Aufbau des von A. Herzog aufgebauten linearen Wind-Wellen-Kanals. Die wichtigsten Komponenten sind: I. Wasserbassin, IV. Windgenerator-Einheit, VII. Jet-Einlass mit Fluss-Homogenisator; Abmessungen in [cm], entnommen aus Herzog (2010)

4 Aufbau des Experiments

Laut Herzog (2010) sind im Kanal Windgeschwindigkeiten von bis zu 15 m/s möglich. In Abb. 4.2 ist die von Herzog (2010) gemessene Plateauwindgeschwindigkeit gegen die Generatorfrequenz aufgetragen. Diese bezeichnet die Windgeschwindigkeit, die auf Höhe des stärksten Flusses (etwa in der Mitte zwischen Kanaldecke und Wasseroberfläche) erreicht wird. Da zu hohe Windgeschwindigkeiten den Aufbau stark beanspruchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit nur bis zu einer Generatorfrequenz von 20 Hz gemessen, was einer Windgeschwindigkeit von $u_{plateau} = 5.8 \text{ m/s}$ entspricht.

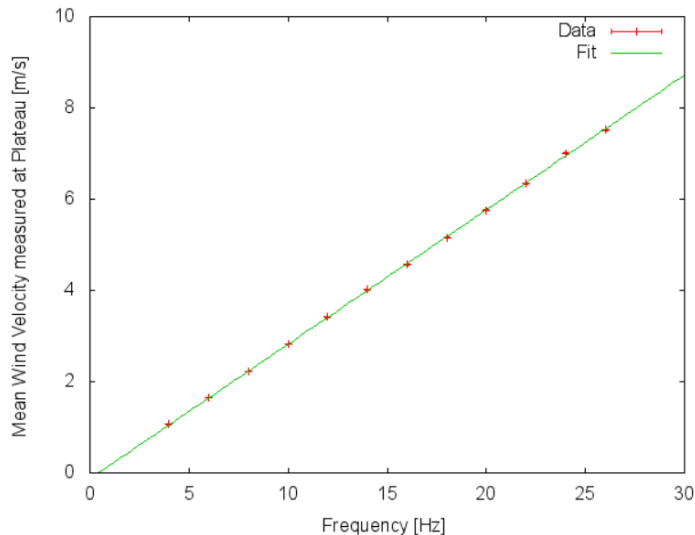


Abbildung 4.2: Plateauwindgeschwindigkeit im Windkanal in Abhängigkeit der Rotationsfrequenz des Windgenerators. Linearer Fit: $u_{plateau} = 0.295 \frac{\text{m}}{\text{sHz}} \cdot f - 0.13 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. (entnommen aus Herzog (2010))

4.2 Aufbau der Optiken

Um die Strömungsgeschwindigkeit im Windkanal mittels PSV abbilden zu können (vgl. Abschnitt 5.1), sind am Kanal Laser zur Beleuchtung und Kameras zur Bilderzeugung installiert. Dabei sind 4 Laser für die Belichtung der PSV-Bilder und ein Laser für die Belichtung der LHC-Bilder vorgesehen. Die Laser werden gemeinsam mit der jeweiligen Kamera über einen Funktionsgenerator getriggert, wobei die Aufnahme von PSV- und LHC-Bildern zeitlich getrennt erfolgt (s. Abschnitt 4.3). Der Aufbau ist in Abbildung 4.3 skizziert.

Kameras und Laser sind an Schienen befestigt und können so längs des Kanals verschoben werden, um verschiedene Fetches ausmessen zu können.

Kameras Für LHC und PSV-Kamera wurden jeweils CCD-Kameras des Typs *Basler acA1920-155um* verwendet.

Der Blickwinkel beider Kameras ist dabei schräg abwärts gerichtet, damit Wellen im Vordergrund der Lasersheets nicht Teile des Bildes verdecken. Damit die Fokusebene der PSV trotzdem vertikal liegt, wird eine sogenannte *Scheimpflug-Optik* verwendet: Die CCD-Kamera wird in einem gewissen Winkel α am Objektiv angebracht, sodass sich die Fokusebene um $m \cdot \alpha$ neigt. Dabei bezeichnet m den Abbildungsmaßstab, der abhängig von der Brennweite am Objektiv abzulesen ist. So kann ein im gesamten Bildausschnitt

scharfes Bild erreicht und gleichzeitig die Schärfentiefe klein gehalten werden, um Fehldetektionen und Spiegelungen zu minimieren. Für die LHC ist dies nicht notwendig, weil hier nur auf die Wasseroberfläche scharfgestellt werden muss, und außerdem eine größere Schärfentiefe tolerierbar ist.

Laser Insgesamt sind fünf blaue Laser angebracht, die gemeinsam ein Lasersheet erzeugen. Alle Laser sind dazu mit je einer sphärischen Linse und einer Zylinderlinse ausgestattet, um das Laserlicht zu fokussieren und in Windrichtung zu einem Sheet aufzuweiten.

Um genügend Licht zu generieren sind für die PSV-Kamera vier Laser nötig. Durch die damit erreichte Streulichtintensität werden kürzere Belichtungszeiten und damit die Messung bei höheren Windgeschwindigkeiten ermöglicht. Jeder der Laser erzeugt blaues Licht mit der Wellenlänge 450 nm und wird mit einer Leistung von etwa 3 W betrieben. Auf Wasserhöhe sind alle vier Lasersheets etwa 1.5 cm breit und so ausgerichtet, dass sie genau aufeinander liegen. Für die LHC ist ein einzelner Laser desselben Modells vorgesehen. Dieser ist auf Wasserhöhe auf knapp 6 cm Breite aufgeweitet. Alle Lasersheets sind quer zur Windrichtung etwa 1 mm dick.

Damit die Wasseroberfläche in den Kamerabildern gut zu erkennen ist, wurde das Wasser in geringer Konzentration mit dem grüngelb fluoreszierenden Farbstoff Pyranin vermischt.

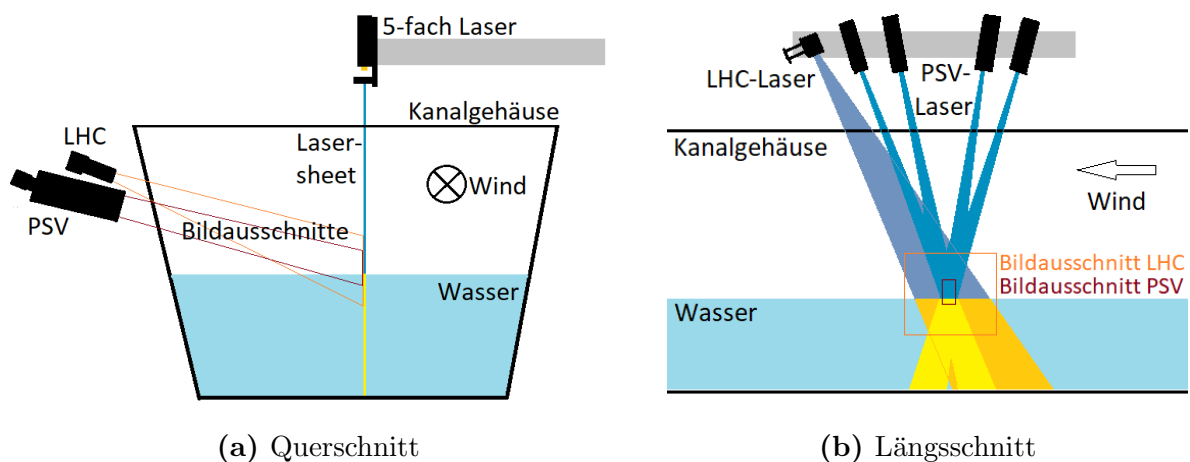


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Optikaufbaus im linearen Windkanal. Die grüngelbe Fluoreszenz des blauen Laserlichts im mit Pyranin angereicherten Wasser ist durch entsprechende Farben angedeutet.

4.3 Triggerung

Die Triggerung der Kameras und Laser erfolgt mit Hilfe eines Funktionsgenerators. Dieser hat zwei Ausgänge, von denen einer für PSV und der andere für LHC verwendet wird. Die Kameras werden jeweils mit dem selben Signal getriggert wie der zugehörige Laser. Die

4 Aufbau des Experiments

zeitliche Anordnung der Signale ist in Abb. 4.4 dargestellt. Beide Kameras sind so eingestellt, dass eine vorher eingestellte Belichtungszeit gestartet wird, sobald das Triggersignal einen bestimmten Schwellwert überschreitet. Die Länge des Triggersignals entspricht also nicht unbedingt der Belichtungszeit sondern nur der Zeit, während der der entsprechende Laser leuchtet.

Für die PSV können die von Bopp (2018) verwendeten Signale in den Funktionsgenerator geladen werden. Diese Signale werden vorab für jede zu messende Windgeschwindigkeit generiert und deren Länge jeweils so skaliert, dass die längsten Partikelpuren im Kamerabild etwa 100 -150 Pixel lang und nicht gekrümmt sind. Sie entsprechen der in Abschnitt 5.1 erläuterten Form, sind aber zu Beginn des jeweiligen Signals um einen Rechteckpuls von $20\ \mu\text{s}$ Länge erweitert. Dies hat den Zweck, dass der Anfang des eigentlichen PSV-Signals im Bild nicht aufgrund der Reaktionszeit der Kamera ($\sim 10\ \mu\text{s}$) abgeschnitten wird. Damit der Triggerpuls nicht im Bild zu sehen ist, kann an der Kamera dann eine entsprechende Auslöseverzögerung eingestellt werden. Das eigentliche PSV-Signal (ohne Triggerpuls) ist zwischen 360 und $900\ \mu\text{s}$ lang und die Belichtungszeit wird jeweils so gewählt, dass das ganze Signal im Bild zu sehen ist. Das Signal wird dann mit einer Frequenz von $100\ \text{Hz}$ wiedergegeben.

Das LHC-Triggersignal ist ein einfacher Rechteckpuls mit Länge $200\ \mu\text{s}$ und Frequenz $400\ \text{Hz}$ und wird vom Funktionsgenerator selbst generiert.

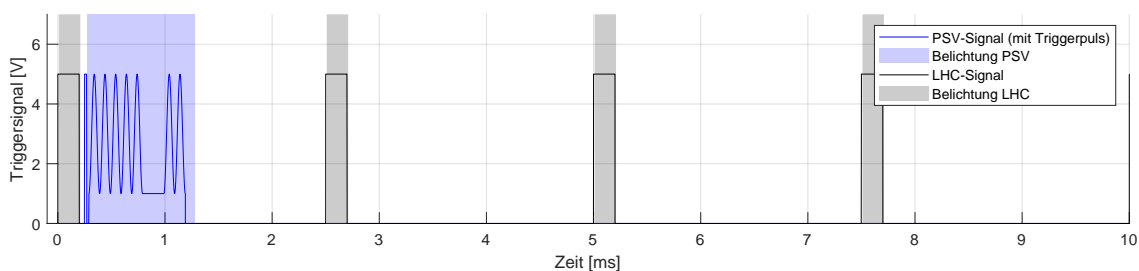


Abbildung 4.4: Triggersignale und Belichtungszeiten für PSV und LHC. Hier ist das PSV-Signal für die niedrigste gemessene Windgeschwindigkeit dargestellt, für höhere Windgeschwindigkeiten werden entsprechend kürzere Signale verwendet. Der Ablauf wiederholt sich jeweils nach $10\ \text{ms}$.

4.4 Partikelerzeugung

Wie die in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Ammoniumchloridkristalle erzeugt werden, ist in 4.5 schematisch dargestellt. Zwei Waschflaschen mit Salzsäure und Ammoniak werden mit sauberer Druckluft gespült, sodass vom jeweiligen Stoff gesättigte Luft aus den Waschflaschen strömt. Der so entstehende Ammoniak- und der Salzsäuredampf werden dann in einem etwas dickeren Rohr zusammengeführt, in dem sich die Salzkristalle ausbilden. Durch ein Sichtfenster sind diese dann als grauer Rauch erkennbar. Dieser Partikelrauch wird dann in den Kanal geleitet.

Um die Reaktion zu optimieren, kann der Fluss der Druckluft in die beiden Waschflaschen kontrolliert werden. Da der Sättigungsdampfdruck von Ammoniak etwa 14 mal

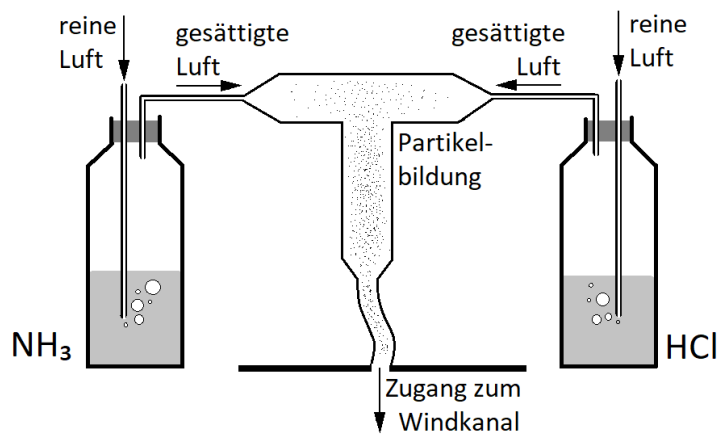


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Partikelerzeugung. Die Frischluftzufuhr wird jeweils durch Flussregler kontrolliert. (Abbildung angelehnt an Bopp (2018))

höher ist als der von Salzsäure, muss der Druckluftzufluss für die Salzsäure dem 14-fachen des Zuflusses für Ammoniak entsprechen.

Die Partikel werden kurz vor der Windgeneratoreinheit (s. Abb. 4.1) in den Windkanal gegeben, sodass sie bis zum Eintritt in den Bereich des Wasserbasins möglichst gleichmäßig verteilt werden.

4.5 Kalibrierung

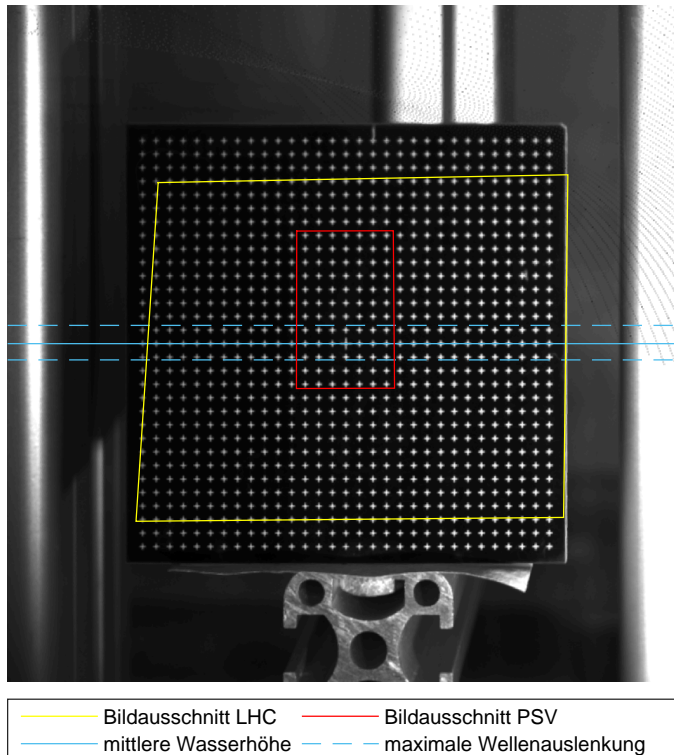


Abbildung 4.6: Darstellung der Bildausschnitte von LHC und PSV-Kamera mit markiertem Wasserpiegel. Die Gitterkonstante des Kalibrierungsgitters beträgt 2 mm. Der Bildausschnitt der LHC ist leicht verzerrt, da diese schräg von rechts oben auf das Gitter gerichtet ist.

Zur Kalibrierung wird ein Gitter von 6 x 6 cm Größe und mit Gitterpunkten in

4 Aufbau des Experiments

Abständen von 2 mm im Lasersheet platziert. In Abb. 4.6 sind die Bildausschnitte beider Kameras dargestellt (da die LHC von schräg rechts oben auf das Lasersheet gerichtet ist, ist der zugehörige Bildausschnitt relativ zur Laser-/Gitterebene verzerrt). Dann wird mit LHC und PSV-Kamera jeweils ein Bild aufgenommen, in denen dann von einem Algorithmus die Gitterpunkte erkannt werden. Um die Bildkoordinaten $((X, Y)$ in Pixel) in Koordinaten der echten Welt $((x, y)$ in mm) zu transformieren, wird auf die Gitterpunkte die Projektionsfunktion

$$x = \frac{a_{11}X + a_{12}Y + a_{13} + a_{14}X^2 + a_{15}Y^2 + a_{16}XY}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33} + a_{34}X^2 + a_{35}Y^2 + a_{36}XY} \quad (4.1)$$

$$y = \frac{a_{21}X + a_{22}Y + a_{23} + a_{24}X^2 + a_{25}Y^2 + a_{26}XY}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33} + a_{34}X^2 + a_{35}Y^2 + a_{36}XY} \quad (4.2)$$

$$a_{33} = 1 \quad (4.3)$$

gelegt. Die durch die Bedingung 4.3 verbleibenden 17 freien Parameter a_{ij} werden mit einer geeigneten Methode angepasst. Dadurch können reale Koordinaten aus dem Kamerabild mit einer Genauigkeit von etwa 10 % der Auflösung bestimmt werden. (Bopp, 2018, S. 43 ff.)

Die Auflösung liegt bei etwa 12 $\mu\text{m}/\text{Pixel}$ (PSV) bzw. 120 $\mu\text{m}/\text{Pixel}$ (LHC).

4.6 Überblick der durchgeführten Messungen

Die für diese Arbeit verwendeten Messungen wurde über einen Zeitraum von etwa zwei Wochen durchgeführt, nachdem alle Testmessungen abgeschlossen und die einwandfreie Funktion des Messaufbaus festgestellt wurde. Für jeden der drei Fetches wurde eine Messreihe mit vier Messungen bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten aufgenommen. Daraus ergaben sich zwölf Messungen, die in Tabelle 4.1 zur Übersicht aufgelistet sind. Die Messdauer betrug jeweils 30 Minuten, was mit dem in Abschnitt 4.3 beschriebenen Triggerschema 180.000 PSV-Bildern und 720.000 LHC Bildern entspricht. Der Messaufbau musste für jeden Fetch neu eingestellt werden, wodurch die PSV-Bildausschnitte und damit die Höhen der errechneten Windprofile von Fetch zu Fetch um einige mm variieren (vgl. Abbildung 5.3). Vor und nach jeder der drei Messreihen wurden Kalibrierungen durchgeführt, von denen jeweils die mit der besseren Übereinstimmung von LHC- und PSV-Bild verwendet wurde.

4.6 Überblick der durchgeführten Messungen

Messung	Fetch [cm]	f_{vent} [Hz]	$u_{plateau}$ [m/s]	$n_{part,tot}$ [10^6]	$n_{part,gut}$ [10^6]	p_{gut}
1	75	5	1,3	29,6	17,6	59%
2	75	10	2,8	13,1	6,0	46%
3	75	15	4,3	13,8	5,7	41%
4	75	20	5,8	8,1	3,2	39%
5	160	5	1,3	9,1	5,0	55%
6	160	10	2,8	14,8	6,4	43%
7	160	15	4,3	16,6	5,7	34%
8	160	20	5,8	17,1	6,0	35%
9	220	5	1,3	12,7	3,8	30%
10	220	10	2,8	13,1	5,1	39%
11	220	15	4,3	10,5	3,4	32%
12	220	20	5,8	8,3	2,7	33%

Tabelle 4.1: Übersicht über die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen. Es wurde bei drei verschiedenen Fetches und jeweils 4 verschiedenen Windgeneratorfrequenzen f_{vent} gemessen. Aus f_{vent} wurde jeweils nach Abb. 4.2 die Plateauwindgeschwindigkeit $u_{plateau}$ bestimmt. Weiterhin ist die Anzahl der insgesamt detektierten Partikel $n_{part,tot}$ sowie deren absoluter und relativer Anteil der als gut ausgewählten Detektionen angegeben ($n_{part,gut}$ und p_{gut}). Die Auswahlkriterien für gute Detektionen sind in Abschnitt 5 erläutert.

5 Auswertung

Jede der 12 Messungen wurde zunächst mit dem in Abschnitt 5.1 erläuterten PSV-Algorithmus ausgewertet. Dieser liefert die Positionen, Geschwindigkeitsvektoren und erhaltenen Streakwellenlängen λ_{fit} aller Partikel in Pixelkoordinaten, sowie die Residuen Θ_{fit} des jeweils besten und des zweitbesten Fits.

Im nächsten Schritt wurden diese Rohdaten dann weiter verarbeitet. Dabei wurden zunächst alle Rohdaten aus PSV und LHC mittels der Kalibrierung in reale Koordinaten transformiert. Aus den LHC-Höhendetektionen wurden dann für den Aufnahmezeitpunkt jedes PSV-Bildes entsprechende Bilder der Oberflächenhöhe berechnet. Da die PSV-Bilder jeweils in der Zeit zwischen zwei LHC-Aufnahmen aufgenommen wurden (s. Abb. 4.4), konnte dies durch eine Gewichtung der Höhendetektion vor und nach der PSV-Aufnahme mit den entsprechenden zeitlichen Abständen der Aufnahmen geschehen. Das Ergebnis wurde dann noch einmal mit der nur auf Pixelniveau bestimmten Höhendetektion der PSV-Bilder verglichen, wobei die Kalibrierung überprüft und eventuell um einen Offset korrigiert werden konnte. Anschließend wurde aus den so gewonnen Oberflächenprofilen für jedes PSV-Bild die Fouriertransformation der Wasseroberfläche berechnet und somit die krummlinigen Koordinaten bestimmt, wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben. Die Daten aller Partikel werden dann in die erhaltenen Koordinaten transformiert. Außerdem werden in diesem Schritt weitere Größen bestimmt, die für die Berechnung der verschiedenen Schubspannungskomponenten vonnöten sind.

5.1 PSV-Algorithmus

Das Herzstück der PSV ist der von Bopp (2018) entwickelte Algorithmus, mit dem die Partikel im Kamerabild detektiert und deren Position und Geschwindigkeit bestimmt wird. Dies geschieht in vielen Einzelschritten die in Bopp (2018, S. 49 ff.) im einzelnen erklärt sind und von denen hier nur die wichtigsten zusammengefasst werden. In 5.1 sind einige der hier erläuterten Schritte grafisch dargestellt.

Zunächst werden alle im Bild erkannten Lichtpunkte oberhalb der Wasseroberfläche zu Streaks zusammengefasst. Entlang dieser Streaks wird dann ein eindimensionales Profil extrahiert, wobei eine Maske verwendet wird, die drei Pixel breit ist, sodass auch leichte Krümmungen und schräge Streaks gut abgebildet werden.

An das so gewonnene Streakprofil wird dann das Lasersignal aus Abbildung 3.1 gefittet. Um den Algorithmus zu beschleunigen, geschieht dies in 2 Schritten. Zunächst wird das Profil mit einem Fast-Fourier-Transform-Algorithmus (FFT) fouriertransformiert, um eine erste Abschätzung der Signalwellenlänge λ_{streak} zu erhalten. Aus der Fouriertransformation kann noch nicht die Flugrichtung bestimmt werden, aber deren Ergebnis wird dann als Startpunkt für den eigentlichen Fit verwendet. Liegt das FFT-Ergebnis über

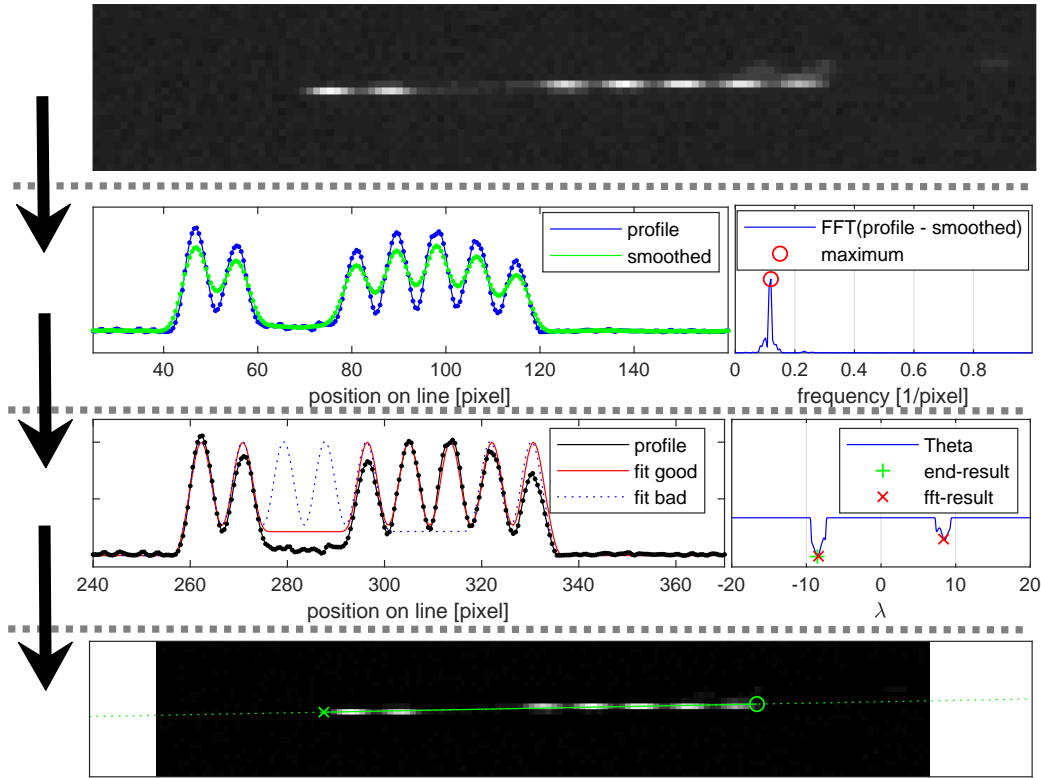


Abbildung 5.1: Verkürzte und vereinfachte Darstellung der Schritte zur Extraktion von Partikelgeschwindigkeiten durch den PSV-Algorithmus von Bopp (2018). Die Flugrichtung des Partikels ist in diesem Fall von rechts nach links, weshalb das Lichtsignal relativ zu dem in Abb. 3.1 umgekehrt ist. Aus einem bereits vorbearbeiteten Bild werden mit einer Maske von 3 Pixeln Breite eindimensionale Profile extrahiert. Diese werden zunächst fouriertransformiert, um eine erste Abschätzung von λ_{streak} zu erhalten. Anschließend werden Modellprofile an das extrahierte Signal gefittet und so die Länge des Profils bestimmt. Nicht dargestellt sind die vorherigen Schritte, in denen Lichtpunkte erkannt, zu Streaks zusammengefügt und Position und Orientierung bestimmt werden.

einer gesetzten Schwelle, so wird der Fit nur im Bereich um diesen Wert ausgeführt. Bei kleinen Wellenlängen λ_{streak} verschmieren allerdings die einzelnen Pulse des PSV-Signals und die FFT liefert kein gutes Ergebnis mehr. Der Fit wird dann auf einen größeren Bereich erweitert.

Der durchgeführte Fit ist nun kein kontinuierlicher Fit im eigentlichen Sinne. Vielmehr wird das extrahierte Profil g_{prof} mit einer großen Menge an zuvor erstellten Modellprofilen g_{mod} verglichen, und die beste Übereinstimmung ausgewählt. Die Modellprofile werden in beiden Flugrichtungen mit Wellenlängen von $\lambda_{fit} = 0 - 20$ Pixel in Schritten von 0,05 Pixel erstellt und auf eine Auflösung von 0,5 Pixel projiziert, sodass sie bei kleineren Streaklängen eine zunehmende Verwischung durch die begrenzte Kameraauflösung simulieren. Diese Modellsignale werden dann über das extrahierte Profil gelegt, und das jeweilige Residuum

$$\Theta_{fit} = \frac{\sum |g_{mod,i} - g_{prof,i}|}{\sum g_{mod,i}} \quad (5.1)$$

minimiert (vgl. Abbildung 3.1). An Θ_{fit} kann auch die Güte des besten Fits abgelesen werden. Schließlich werden Position, Start- und Endpunkt der Streaks, Wellenlänge λ_{fit} des besten Modellsignals abgespeichert, sowie das Residuum des besten und des zweitbesten Fits. Letzteres geschieht deshalb, da der zweitbeste Fit meist das Signal mit gleicher Wellenlänge, aber umgekehrter Richtung ist, wie auch in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Bei kleinen Geschwindigkeiten oder auch schlechten Profilen g_{prof} ist die Richtung für den Algorithmus schwer zu erkennen und die Residuen von bestem und zweitbestem Fit unterscheiden sich nur wenig. Ist die Differenz der Residuen also klein, so kann dies auch als Kriterium für einen schlechten Fit dienen.

5.2 Auswahl guter Detektionen

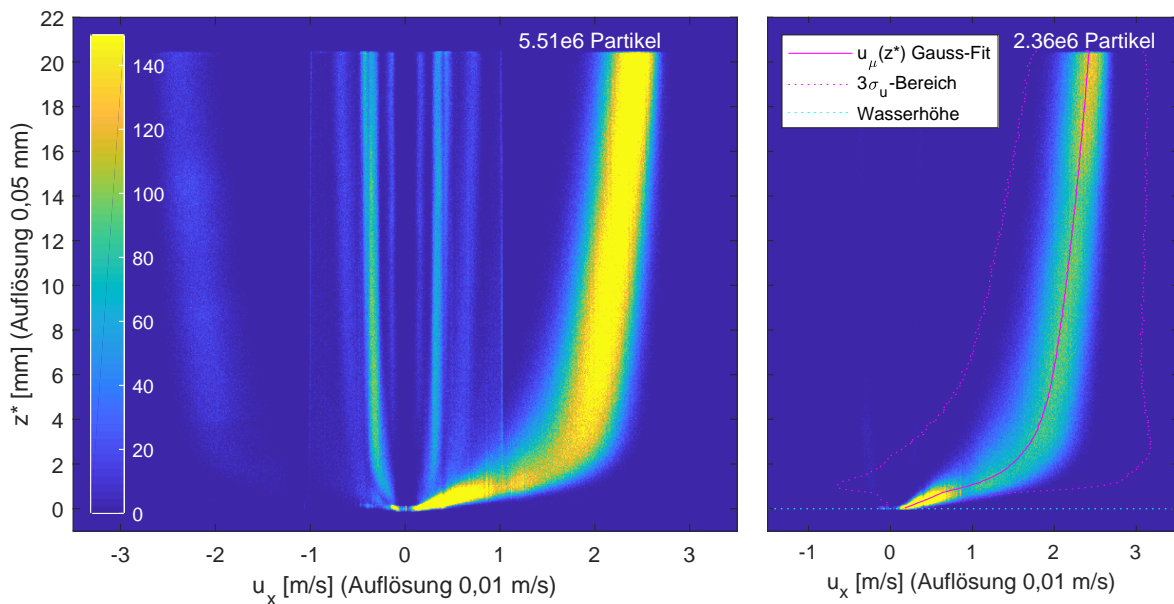


Abbildung 5.2: Histogramme der Partikeldaten einer beispielhaften Messung vor und nach der Auswahl durch die Kriterien 5.2 und 5.3. Gelbe Farben stehen für hohe Dichten von Partikeldetektionen, blaue Farben für geringe Dichten. In diesem Fall erfüllen etwa 43% der Messpunkte die Kriterien. Rechts sind außerdem die Ergebnisse des Fits von Gaußkurven für jede Histogrammzeile sowie die Wasseroberfläche eingetragen. Für alle anschließenden Berechnungen wurde nur die durch Wasserhöhe und $3\sigma_u$ -Bereich eingegrenzte Datenmenge verwendet.

Um brauchbare Windprofile zu erhalten ist es wichtig, schlechte Streak-Fits des PSV-Algorithmus als solche zu erkennen und auszusortieren. Bopp (2018) legt dafür zwei Kriterien an: Das Residuum des Streakfits Θ_{fit} darf eine bestimmte Schwelle nicht überschreiten,

5 Auswertung

während die Differenz $\Delta\Theta_{fit}$ des Residuums zu dem des zweitbesten Fits einen Mindestwert haben muss. Letzteres Kriterium schließt Detektionen mit unklarer Richtung aus. Die jeweiligen Schwellwerte sind dabei von der Wellenlänge der Streaks λ_{streak} abhängig und wurden von Bopp (2018, S. 59 ff.) zu

$$\Theta_{fit} < -0,21125 \exp(-0,74749 \lambda_{streak}) + 0,38786 \quad (5.2)$$

$$\Delta\Theta_{fit} > -0,36395 \exp(-3,104 \lambda_{streak}) + 0,20327 \quad (5.3)$$

bestimmt. Diese Kriterien konnten in dieser Arbeit übernommen werden, der Effekt auf die Messdaten ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Man sieht klar, dass die nicht ins erwartete Windprofil fallenden Detektionen dadurch größtenteils ausscheiden. Allerdings werden auch viele Messpunkte innerhalb des später verwendeten Bereichs aussortiert. In Tabelle 4.1 ist der jeweilige Prozentsatz p_{gut} der Detektionen, die diese Kriterien erfüllen, angegeben.

Allerdings wurden noch weitere Detektionen aussortiert: Um Höhenprofile der Windgeschwindigkeiten zu erhalten, wurden Histogramme mit einer vertikalen Binbreite von $\Delta z = 0,1$ mm erstellt (s. Abbildung 5.2). In jeder dieser so eingeteilten Höhen wurde zunächst durch den Fit einer Gauss-Funktion eine mittlere Windgeschwindigkeit $u_\mu(z^*)$ mit Verteilungsbreite σ_u bestimmt. Um weitere vom erhaltenen Windprofil stark abweichende Detektionen (die als Artefakte des PSV-Algorithmus zu identifizieren sind) auszuschließen, wurden anschließend alle Messpunkte, die signifikant (also um mehr als $3\sigma_u$) von $u_\mu(z^*)$ abweichen, aussortiert. Weiterhin wurden Detektionen unterhalb der Wasseroberfläche, die vermutlich von Reflexionen herrühren, nicht berücksichtigt. Die so erhaltene Menge an verwendeten Detektionen ist in Abbildung 5.2 markiert. Aus dieser Menge wurden dann Mittelwerte \bar{u} und Fluktuationen u' berechnet.

5.3 Schwellwert für PSV-FFT und Ungleichverteilung der Messpunkte

In Abbildung 5.3 sind die Histogramme der Partikeldetektionen aller Messungen dargestellt. Die Verteilungen entsprechen weitgehend der Erwartung eines logarithmischen Windprofils mit linearem Anteil in der oberflächennahen Grenzschicht, allerdings lassen sich jeweils im unteren Geschwindigkeitsbereich Schwankungen in der Detektionsdichte erkennen: Einerseits ist bei kleinen Geschwindigkeiten eine verhältnismäßig hohe Dichte an Partikeldetektionen erkennbar, wobei nicht klar ist, ob das einfach an der kleinen Breite des Profils in diesem Bereich liegt. Weiterhin treten Unebenheiten bei immer gleichen charakteristischen Wellenlängen λ_{fit} auf, die daher eindeutig als Artefakte des PSV-Algorithmus zu deuten sind. Insbesondere werden in dem Geschwindigkeitsbereich weniger Partikel erkannt, der kurz über dem Schwellwert liegt, ab dem der PSV-Algorithmus auf die erste Abschätzung von λ_{streak} vertraut. Wird dieser Schwellwert tiefer gesetzt, wird die Lücke im Histogramm noch größer. Durch das Erhöhen des Schwellwerts wird der Algorithmus allerdings zunehmend langsamer und produziert mehr Fehldetektionen mit zu

5.3 Schwellwert für PSV-FFT und Ungleichverteilung der Messpunkte

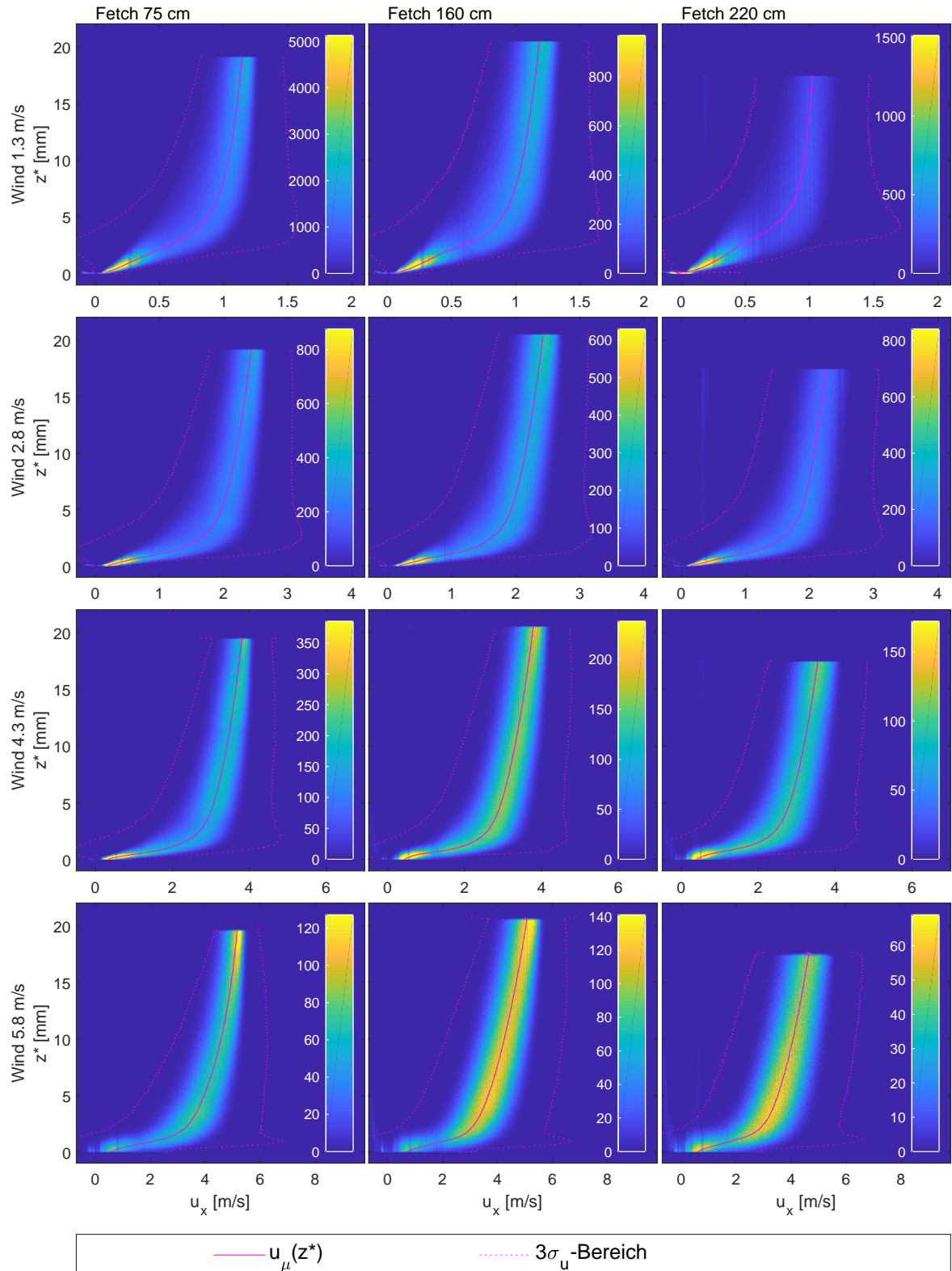


Abbildung 5.3: Histogramme der Partikeldetektionen für alle Messungen mit Binbreiten 0,1 mm in z^* und 0,2 m/s in u_x . Unterschiedliche Höhen der Profile rühren von leicht abweichenden Kamerabildausschnitten im Messaufbau für verschiedene Fetches her. Wie in Abbildung 5.2 sind jeweils die aus Gauss-Fits erhaltenen Werte u_μ für jedes Bin in z^* sowie der entsprechende $3\sigma_u$ Bereich gekennzeichnet, auf den die Auswertung eingegrenzt ist.

5 Auswertung

kleinen Geschwindigkeiten im oberen Profilbereich. In diesem Fall wurde versucht, einen Kompromiss zu finden, wobei die Lücken sichtlich nicht ganz geschlossen werden konnten.

Dies beeinflusst nun unweigerlich die Mittelung der Geschwindigkeiten über konstante Höhen in dem Bereich, den die Ungleichverteilungen betreffen. Dieser Bereich ist in den Histogrammen auch an der großen Verteilungsbreite σ_u zu erkennen und fällt ungünstigerweise in etwa mit dem physikalisch besonders interessanten Übergang von viskos zu turbulent dominiertem Impulstransport zusammen.

Weiterhin ist erkennbar, dass die gesamte Anzahl der Detektionen von Messung zu Messung teils sehr unterschiedlich ist (vgl. auch Tabelle 4.1). Dies liegt vor allem daran, dass die Partikelmenge im Laufe einer Messung abnimmt, da die Partikel sich verflüchtigen oder im Wasser lösen. Es wurde versucht, dies durch weitere Partikelzugaben während den Messungen zu kompensieren, was unterschiedlich gut gelang. Andererseits schwankt die Menge der Detektionen auch mit der Einstellung des Messaufbaus und der daraus resultierenden Qualität der PSV-Bilder.

6 Ergebnisse

6.1 Abschätzung des Gesamtschubs aus den gemittelten Windprofilen

Um eine Abschätzung des Gesamtschubs τ im Bereich der Grenzschicht zu machen, wurde der Bereich oberhalb der größten Wellenberge in kartesischen Koordinaten betrachtet, so dass einfache Mittelwerte gebildet werden können. Es wurde die Annahme eines 'Constant-Flux-Layer' gemacht, einer Grenzschicht mit Dicke, in der der Gesamtschub konstant ist und die etwa die unteren 10-15% der gesamten Grenzschicht ausmacht (Troitskaya u. Rybushkina (2008)). Oberhalb des Bereichs konstanten Schubs fällt der Schub etwa linear ab. Um dieses Verhalten zu untersuchen und die Dicke des Constant-Flux-Layer zu bestimmen, betrachtet Bopp (2018) nur die turbulente Schubspannung, die ab einer gewissen Höhe dominiert. In dieser Arbeit fiel die Dicke des Constant-Flux-Layer δ_τ allerdings deutlich in die Größenordnung des Einflussbereichs der viskosen Grenzschicht. Deshalb wurde hier die Summe aus viskoser und turbulenter Schubspannung betrachtet. Diese wurden nach Gleichungen 2.10 und 2.12 bestimmt.

In Abbildung 6.1 ist die Summe aus $\tau_{turb,xz}$ und $\tau_{visc,xz}$ gegen die Höhe z in kartesischen Koordinaten aufgetragen, wobei die Messpunkte in vertikale Bins von 0.05 mm Auflösung eingeteilt sind. Pro Fetch sind jeweils vier Messungen bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten eingetragen, wobei die berechnete Schubspannung mit zunehmender Windgeschwindigkeit steigt. Um den konstanten und den linear abfallenden Teil zu beschreiben, wurde eine abschnittsweise lineare Funktion gefittet, die an der Obergrenze des Constant-Flux-Layer einen Knick hat. Diese Funktion beschreibt die Messdaten insbesondere im linear abfallenden Teil recht gut. Im Bereich des Constant-Flux-Layer beschreibt die gemessene Schubspannung allerdings teils deutliche Wellenbewegungen, die vom Fit abweichen. Es konnte nicht geklärt werden, ob dies nur durch die in Abschnitt 5.3 beschriebenen Unebenheiten in der Messpunktverteilung verursacht wird, oder auch physikalische Ursachen hat, die mit dem Übergang von viskosem zu turbulentem Impulstransport zusammenhängen. Dennoch stimmen die erhaltenen Werte für den Gesamtschub im Constant-Flux-Layer bei den jeweiligen Windgeschwindigkeiten von Fetch zu Fetch überein.

Die so durch die Position des Knicks in der Fitfunktion erhaltenen Werte für die Dicke des Constant-Flux-Layer δ_τ sind in Abbildung 6.1 in blau eingetragen. Bopp (2018) legt durch diese Punkte wiederum einen linearen Fit $\delta_\tau(\tau)$. Zum Vergleich wurde dieser Fit auch hier für jeden Fetch durchgeführt. Die Fits gehen von kleinen zu größeren Fetches von negativer zu positiver Steigung über. Bopp (2018) erhält bei einem deutlich größeren Fetch von 28 m zwar auch eine deutlich größere Steigung, extrapoliert man aber die hier erhaltenen Steigungen auf diesen Fetch, so stimmt die Tendenz keineswegs mit den Er-

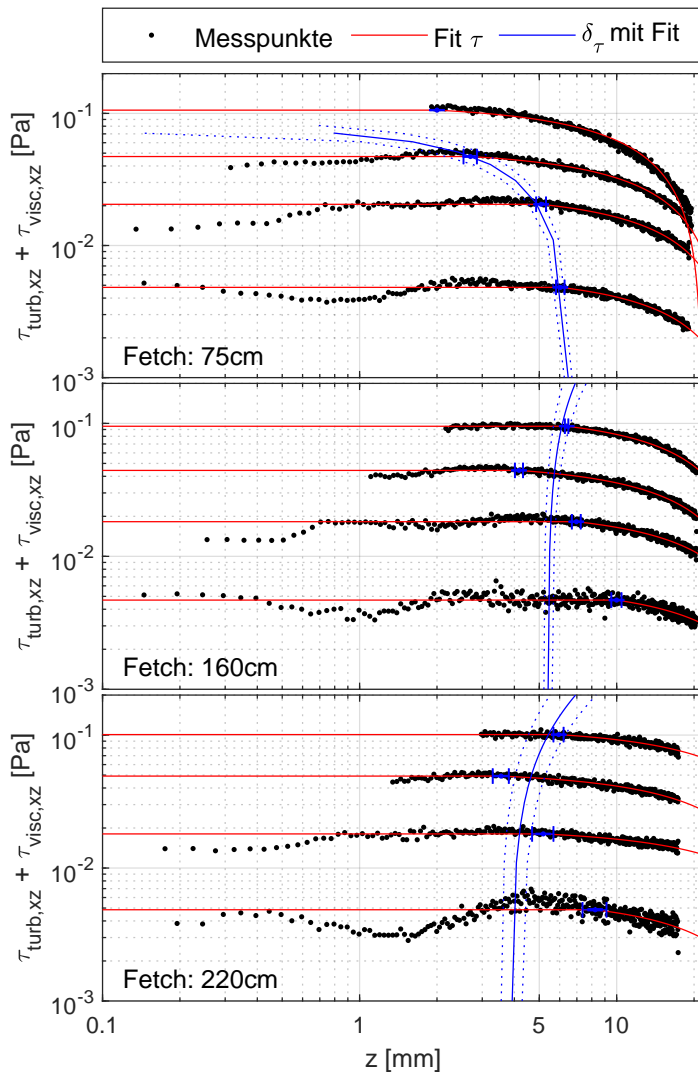


Abbildung 6.1: Abschätzung des Gesamtschubs aus viskoser und turbulenter Schubspannung. Es wurden die Messdaten jeweils oberhalb des höchsten Wellenberges und kartesische Koordinaten verwendet. Pro Fetch sind Kurven von vier Messungen aufgetragen, wobei die Kurven mit größeren Werten in τ größeren Windgeschwindigkeiten entsprechen. In blau eingetragen ist die jeweils bestimmte Dicke des Constant-Flux-Layer und ein linearer Fit durch diese Punkte, wobei letzterer die Messungen nicht gut zu beschreiben scheint.

gebnissen von Bopp überein. Allerdings ist auch nicht klar, inwieweit die hier als Dicke des Constant-Flux-Layer erhaltenen Werte vielleicht von den bereits erwähnten Schwankungen der Schubspannung innerhalb des Constant-Flux-Layer verfälscht sind. Generell ist in Abbildung 6.1 ersichtlich, dass die Linearen Fits für δ_τ nur begrenzt zu den Messergebnissen passen.

6.2 Aufteilung der Schubspannung in ihre Komponenten

Nach der Bestimmung des Gesamtschubs wurden nun die rein viskose und die rein turbulente Schubspannung bestimmt. Diese sind in Abbildung 6.2 für alle Messbedingungen aufgetragen. Dies geschieht insbesondere auch für die von Wellen beeinflusste Schicht und in krummlinigen Koordinaten mit vertikalen Bins von 0,05 mm Höhe. Die turbulente Schubspannung wird nach Gleichung 2.21 berechnet. Sie ist in dunkelblau aufgetragen. Die viskose Schubspannung schätzt Bopp (2018) hier innerhalb der Wellenschicht durch die

6.2 Aufteilung der Schubspannung in ihre Komponenten

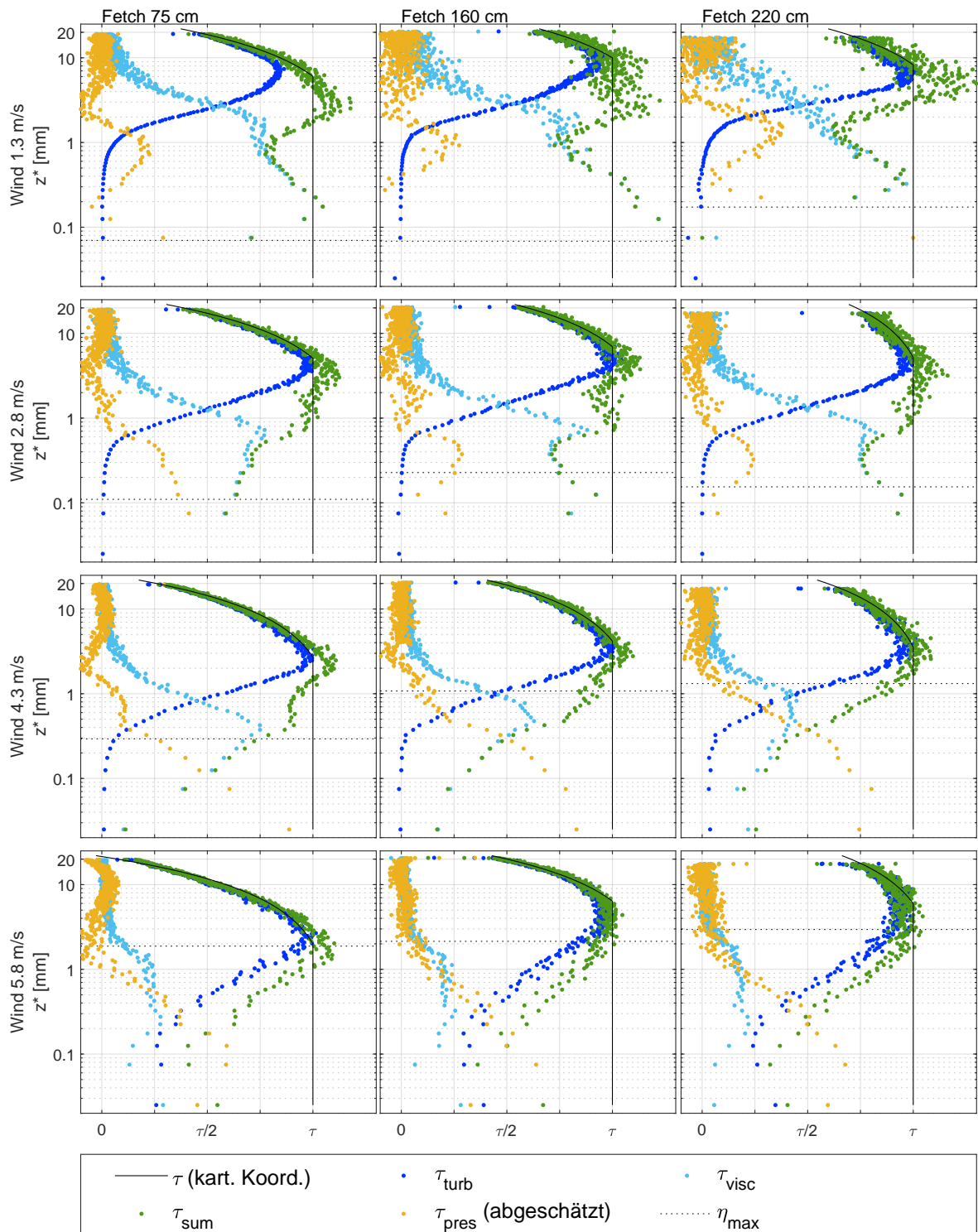


Abbildung 6.2: Aufteilung der Schubspannungskomponenten für alle realisierten Messbedingungen und in krummlinigen Koordinaten. Aufgetragen sind der in Abschnitt 6.1 in kartesischen Koordinaten bestimmte Gesamtschub τ , die turbulente und die viskose Schubspannung τ_{turb} und τ_{visc} , die Summe aus beiden τ_{sum} sowie die daraus abgeschätzten Druckkräfte τ_{pres} . Zur Orientierung ist die maximale Wellenhöhe η_{max} in kartesischen Koordinaten eingetragen.

6 Ergebnisse

Ableitung der Geschwindigkeitskomponente parallel zu Ebenen von konstantem z^* nach dem senkrechten Abstand zur Wasseroberfläche ab. Da hier allerdings über alle Phasen gemittelt wird, entspricht der senkrechte Abstand zur Wasseroberfläche im Mittel gerade z^* und die Geschwindigkeitskomponente horizontal in z^* gerade u_x , weshalb Gleichung 2.23 verwendet werden kann. Die viskose Schubspannung ist in Abbildung 6.2 als hellblaue Punkte eingetragen. Weiterhin ist in grün die Summe aus turbulenter und viskoser Schubspannung τ_{sum} dargestellt. Die schwarze Kurve stellt jeweils den Gesamtschub τ dar, wie er in Abschnitt 6.1 bestimmt wurde. Dieser wurde zwar in kartesischen Koordinaten berechnet, da die krummlinigen Koordinaten oberhalb der höchsten Wellen aber in kartesische Koordinaten übergehen und der Gesamtschub unterhalb dieses Bereichs als konstant angenommen wird, können die Werte auch in krummlinigen Koordinaten verwendet werden. Betrachtet man die Aufteilung der Schubspannungskomponenten in Gleichung 2.19, so fehlt nun noch die Druckkomponente der Schubspannung τ_{pres} . Diese wurde abgeschätzt, indem die Differenz von τ_{sum} zum Gesamtschub τ gebildet wurde. Das Ergebnis ist in gelb aufgetragen. Weiterhin ist als Referenz die jeweilige maximale Wellenhöhe η_{max} in kartesischen Koordinaten angegeben.

Die Ergebnisse stimmen grundsätzlich mit anderen Studien überein. Beispielsweise Hara u. Sullivan (2015) und Buckley u. Veron (2018) bestimmen zwar nicht explizit viskose Schubspannungen, sondern konzentrieren sich auf die Zusammensetzung des turbulenten Reynolds-Impulstransports, bestätigen allerdings den schnellen Anstieg des turbulenten Schubs von Null ab und den anschließenden linearen Abfall desselben. Die hier bestimmte turbulente Schubspannung zeigt besonders klar den schnellen Abfall der turbulenten Schubspannung in Richtung der Wasseroberfläche, dessen Höhe klar mit der Dicke des viskosen Einflussbereichs korreliert. Bopp (2018) beobachtet insbesondere bei kleinen Windgeschwindigkeiten einen Höhenbereich, in dem τ_{turb} in etwa konstant bleibt. Dieser repräsentiert den oberen Teil des Constant-Flux-Layer, wo die viskose Schubspannung schon vernachlässigbar klein ist und der konstante Schub daher vom turbulenten Schub aufrechterhalten wird. Bei den von mir durchgeführten Experimenten ist dies nur bei höchster Windgeschwindigkeit und mittlerem sowie langem Fetch ansatzweise zu erkennen. Allerdings war das Constant-Flux-Layer mit etwa 2 bis 6 mm insgesamt weniger als halb so dick wie bei den Messungen von Bopp. Die Ursache dafür liegt vermutlich darin, dass die Dicke der gesamten Grenzschicht auf etwa die Hälfte der Höhe des Windkanals limitiert ist, was hier nur etwa 14 cm sind. Dadurch findet der Übergang von viskosem zu turbulentem Flussregime je nach Windgeschwindigkeit bei 10-50% der Dicke des Constant-Flux-Layer statt, während er bei Bopp schon bei etwa 1-5% von δ_τ zu erkennen ist.

Insgesamt ist klar zu erkennen, dass die Dicke der Schicht, in der die viskose Schubspannung den Impulstransport dominiert, mit zunehmender Windgeschwindigkeit kleiner wird. Außerdem scheint τ_{visc} bei größerem Gesamtschub (also größerer Windgeschwindigkeit) relativ zum Gesamtschub kleiner zu werden, wie in den Diagrammen erkennbar. Absolut nimmt der innerhalb der viskosen Schicht betrachtete Wert von τ_{visc} dennoch mit zunehmender Windgeschwindigkeit zu, scheint aber bei hoher Windgeschwindigkeit in eine Art Sättigung zu laufen. Dies stimmt mit Studien wie Grare u. a. (2013) und Banner u. Peirson (1998) überein (s. auch Bopp (2018, S. 98)). Dies ist dadurch zu erklären, dass bei höheren

6.2 Aufteilung der Schubspannung in ihre Komponenten

Windgeschwindigkeiten Wellen entstehen und damit die Druckkräfte auf die aufgeraute Oberfläche τ_{pres} einen Teil des Schubs übernehmen. Dementsprechend steigt τ_{pres} im viskosen Bereich mit zunehmender Windgeschwindigkeit an. Ein solcher Anstieg wäre auch mit wachsender Fetchlänge zu erwarten, was allerdings in den Daten kaum erkennbar ist. In größeren Höhen sollte τ_{pres} im klein werden, zeigt allerdings besonders bei der kleinsten Windgeschwindigkeit auf Höhe des viskos-turbulenten Übergangsbereichs Schwankungen um die Null. Diese sind zunächst nicht physikalisch erklärbar, möglicherweise aber auch auf die Unebenheiten in den Windprofilen in diesem Bereich zurückzuführen (s. Abschnitt 5.3), insbesondere da auch diese am stärksten bei der kleinsten Windgeschwindigkeit auftraten.

Signifikante Fetchabhängigkeiten der Schubspannungsaufspaltung sind aus den Daten insgesamt kaum ablesbar. Bereits erwähnt wurde der kaum beobachtbare Anstieg des Druckterms im viskosen Bereich mit zunehmendem Fetch. Während die Dicke der viskosen Grenzschicht bei allen Windgeschwindigkeiten über die Fetchlänge konstant zu bleiben scheint, ist auch in der Dicke des Constant-Flux-Layer kein Trend erkennbar. Zwar ist bei allen Windgeschwindigkeiten δ_τ bei kürzestem Fetch am kleinsten und bei mittlerem Fetch am größten, allerdings ist in Abbildung 6.1 erkennbar, dass diese Abweichungen nicht signifikant sind, also auch δ_τ im Rahmen der Messgenauigkeit über die Fetchlänge konstant ist.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Um die windinduzierte Schubspannung über Wasserwellen zu untersuchen, wurden zeitlich und räumlich hochaufgelöste zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder in einem linearen Wind-Wellen-Kanal aufgenommen. Das Interesse galt dabei primär der Erprobung der von Bopp (2018) entwickelten Particle-Streak-Velocimetry (PSV) und dem Vergleich seiner Ergebnisse für die Zusammensetzung des Impulstransports mit denen dieser Arbeit. Die Besonderheit der PSV besteht dabei darin, dass Partikel über die Belichtungszeit eines einzelnen Kamerabildes mit mehreren Laserpulsen beleuchtet werden, wodurch direkt und präzise Geschwindigkeitsvektoren extrahiert werden können. Die Beleuchtung der Partikel wurde von 4 Laserdioden mit jeweils 3 W Leistung realisiert. Als Partikel wurden Ammoniumchlorid-Kristalle verwendet, die dem Windfluss gut folgen. In der PSV-Messung wurde eine räumliche Auflösung von etwa $12\ \mu\text{m}$ erreicht, was etwa dem Vierfachen der Auflösung in der Arbeit von Bopp (2018) entspricht, wobei auch aufgrund des kleineren Windkanals kleinskaligere Strukturen untersucht wurden. Außerdem wurde erstmals die Aufspaltung der Schubspannung nicht nur in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit, sondern auch der Windwirkungslänge untersucht.

Kombiniert wurde die PSV-Methode mit einer Messung der momentanen Wasserhöhe durch laserinduzierte Fluoreszenz mit einer weiteren Kamera (Laser-Height-Camera/LHC). Die Belichtung dieser Bilder erfolgte durch einen fünften Laser der gleichen Bauart wie derer für die PSV. Mithilfe dieser Höhenmessung konnten krummlinige Koordinaten eingeführt werden, die in Oberflächennähe den Wellen folgen und nach oben hin in kartesische Koordinaten übergehen. Dies ermöglichte das erstellen mittlerer Windprofile auch innerhalb des Einflussbereichs der Wellen. Ein weiterer gleichartiger Laser wurde für die Beleuchtung der LHC-Bilder verwendet.

Alle Teile des Messaufbaus wurden an Schienen montiert, sodass sie entlang des Windkanals verschoben werden konnten um den Einfluss unterschiedlicher Fetches auszuloten. So wurden insgesamt 12 Messungen bei drei Fetches von 75 - 220 cm und jeweils 4 Windgeschwindigkeiten zwischen 1 und 6 m/s durchgeführt.

In der Auswertung der Daten kamen Probleme mit dem PSV-Algorithmus auf, der in einem gewissen Messbereich bei kleinen Geschwindigkeiten (kurzen Partikelstreaks) Schwierigkeiten bei der Partikeldetektion hatte. Durch Anpassung eines Schwellwertes konnte die Auswirkung dessen minimiert, das Problem allerdings nicht gelöst werden. Dies zeigte sich vor allem bei den Messungen kleiner Windgeschwindigkeiten, wo eine verhältnismäßig hoch gewählte Frequenz des Lasersignals allgemein kürzere Streaks erzeugte. Das Erzeugen längerer Streaks bei allen Windgeschwindigkeiten hätte vermutlich bessere Ergebnisse geliefert, konnte aber im zeitlichen Rahmen der Arbeit nicht mehr realisiert werden.

Dennoch waren die Ergebnisse in allen Bereichen, die nicht von obigem Problem be-

7 Zusammenfassung und Ausblick

troffen waren, sehr zufriedenstellend. Aus den hochauflösenden LHC-Aufnahmen (400 Hz) konnten zwar nicht wie zunächst erhofft auch phasenabhängige Windprofile erstellt und welleninduzierte Fluktuationen bestimmt werden, da dafür die im verwendeten Kanal erzeugten Wellen zu klein und zu unstatig waren. Allerdings wurden über alle Phasen gemittelte Profile von turbulenter und viskoser Schubspannung bestimmt und der Gesamtschub abgeschätzt. Aus dem Gesamtschub konnte die Dicke einer Schicht konstanten Impulstransports (Constant-Flux-Layer) nahe der Wasseroberfläche bestimmt werden. Schließlich wurde der Einfluss der Druckkräfte auf die aufgeraute Wasseroberfläche quantifiziert, indem die Differenz der turbulent-viskosen Schubspannung zum Gesamtschub gebildet und damit die Impulstransportbilanz geschlossen wurde. Die Ergebnisse stimmen weitgehend mit denen anderer aktueller Studien überein.

Insgesamt wurden die Messungen mit der PSV-Technik also mit Erfolg weitergeführt. Da diese sich aber in einem so jungen Stadium befindet, gibt es durchaus noch Optimierungsmöglichkeiten im von Bopp (2018) entwickelten Algorithmus zur Partikeldetektion. Insbesondere wurden Probleme beim Übergang zwischen zwei Detektionsmethoden des Algorithmus entdeckt, die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt werden konnten (s. Abschnitt 5.3). Außerdem ist der Algorithmus, allein aufgrund der zu verarbeitenden Datenmenge, generell noch sehr zeitaufwändig: Bilddatensätze wie die hier erstellten erreichen bei 180.000 Bildern leicht 10-15 Millionen Partikeldetektionen, die bei üblicher Rechenleistung eines einzelnen CPU-Kerns Auswertungszeiten von bis zu 20 Tagen benötigen. Bopp (2018, S. 109) selbst schlägt hier beispielsweise die Möglichkeit der Implementierung einer Machine-Learning-Methode, die eventuell nicht nur schneller detektieren könnte, sondern auch Fehldetektionen weiter minimieren, die den Algorithmus unnötig aufhalten. Allerdings wurden in dieser Arbeit die Kriterien zur Erkennung von Fehldetektionen (s. Abschnitt 5.2) auch als gegeben angenommen. Wären diese anhand der Messdaten neu bestimmt worden, wären der Auswahl eventuell weniger Detektionen innerhalb des Profilbereichs zum Opfer gefallen, was auch die Statistik der Messungen weiter verbessert hätte.

Nach den Ergebnissen dieser Arbeit wäre es nun interessant, vergleichbare Messungen unter Einfluss einer Atmosphäre geringer Viskosität, beispielsweise aus Helium, zu wiederholen. Dadurch würde die Grenzschicht insgesamt dicker und besonders der untere, viskose Bereich könnte noch besser aufgelöst werden. Am gleichen Windkanal werden aktuell bereits Messungen derselben Methode mit zeitgleicher Messung des Gastransfers von SO_2 durchgeführt, um turbulenten Stofftransport zu untersuchen.

Literaturverzeichnis

- [Banner u. Peirson 1998] BANNER, M. L. ; PEIRSON, W. L.: Tangential stress beneath wind-driven air-water interfaces. In: *J. Fluid Mech.* 364 (1998), S. 115–145. <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112098001128>. – DOI 10.1017/S0022112098001128
- [Belden u. Techet 2011] BELDEN, Jesse ; TECHET, Alexandra H.: Simultaneous quantitative flow measurement using PIV on both sides of the air-water interface for breaking waves. In: *Experiments in Fluids* 50 (2011), Nr. 1, S. 149–161
- [Bopp 2014] BOPP, Maximilian: *Luft- und wasserseitige Strömungsverhältnisse im ringförmigen Heidelberger Wind-Wellen-Kanal (Aeolotron)*, Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg, Germany, Master's thesis, 2014. <http://dx.doi.org/10.11588/heidok.00017151>. – DOI 10.11588/heidok.00017151
- [Bopp 2018] BOPP, Maximilian: *Air-flow and stress partitioning over wind waves in a linear wind-wave facility*. Heidelberg, Dissertation, Ruperto-Carola-University of Heidelberg, Diss., 2018. <http://dx.doi.org/10.11588/heidok.00024741>. – DOI 10.11588/heidok.00024741
- [Bradshaw 1976] BRADSHAW, P. (Hrsg.): *Turbulence*. Bd. 12. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1976
- [Buckley u. Veron 2016] BUCKLEY, Marc P. ; VERON, Fabrice: Structure of the airflow above surface waves. In: *J. Phys. Oceanogr.* 46 (2016), Nr. 5, S. 1377–1397. <http://dx.doi.org/10.1175/JPO-D-15-0135.1>. – DOI 10.1175/JPO-D-15-0135.1
- [Buckley u. Veron 2017] BUCKLEY, Marc P. ; VERON, Fabrice: Airflow measurements at a wavy air-water interface using PIV and LIF. In: *Experiments in Fluids* 58 (2017), Nr. 11, S. 1–20
- [Buckley u. Veron 2018] BUCKLEY, Marc P. ; VERON, Fabrice: The turbulent air-flow over wind generated surface waves. In: *European Journal of Mechanics - B/Fluids* (2018). <http://dx.doi.org/10.1016/j.euromechflu.2018.04.003>. – DOI 10.1016/j.euromechflu.2018.04.003
- [Charnock 1955] CHARNOCK, H.: Wind stress on a Water Surface. In: *Q.J.R. Meteorol. Soc* 81 (1955), S. 639–640
- [Donelan u. a. 2006] DONELAN, M. A. ; BABANIN, A. V. ; YOUNG, I. R. ; BANNER, M. L.: Wave-Follower Field Measurements of the Wind-Input Spectral Function. Part II: Parameterization of the Wind Input. In: *J. Phys. Oceanogr.* 36 (2006), S. 1672–1689. <http://dx.doi.org/10.1175/JPO2933.1>. – DOI 10.1175/JPO2933.1

Literaturverzeichnis

- [Donelan u. a. 2004] DONELAN, MA ; HAUS, BK ; REUL, N. ; PLANT, WJ ; STIASSNIE, M. ; GRABER, HC ; BROWN, OB ; SALTZMAN, ES: On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds. In: *Geophys. Res. Lett.* 31 (2004), Nr. 18. <http://dx.doi.org/10.1029/2004GL019460>. – DOI 10.1029/2004GL019460
- [Durst 2006] DURST, Franz: *Grundlagen der Strömungsmechanik, Eine Einführung in die Theorie der Strömungen von Fluiden*. Springer, 2006. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-31324-3>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-31324-3>
- [Eger 2012] EGER, Philipp: *Messung der Luftströmung über kleinskaligen Wasserwellen mittels Particle Streak Velocimetry in einem linearen Wind-Wellen-Kanal*, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, Bachelor thesis, 2012
- [Grare u. a. 2013] GRARE, Laurent ; PEIRSON, William L. ; BRANGER, Hubert ; WALKER, James W. ; GIOVANANGELI, Jean-Paul ; MAKIN, Vladimir: Growth and dissipation of wind-forced, deep-water waves. In: *J. Fluid Mech.* 722 (2013), S. 5–50. <http://dx.doi.org/10.1017/jfm.2013.88>. – DOI 10.1017/jfm.2013.88
- [Hara u. Sullivan 2015] HARA, T. ; SULLIVAN, P. P.: Wave Boundary Layer Turbulence over Surface Waves in a Strongly Forced Condition. In: *Journal of Physical Oceanography* 45 (2015), März, Nr. 3, S. 868–883. <http://dx.doi.org/10.1175/JPO-D-14-0116.1>. – DOI 10.1175/JPO-D-14-0116.1
- [Herzog 2010] HERZOG, Alexandra: *Imaging of Water-sided Gas-Concentration Fields at a Wind-Driven, Wavy Air-Water Interface*, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, Dissertation, 2010. <http://dx.doi.org/10.11588/heidok.00011220>. – DOI 10.11588/heidok.00011220
- [Ilmberger 1981] ILMBERGER, J.: *Impulsübertrag und Strömungsverhältnisse in einem runden Wind-Wasser Kanal*, Institut für Umweltphysik, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, Diplomarbeit, 1981. <http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.13346>. – DOI 10.5281/zenodo.13346. – IUP D-167
- [Jähne u. a. 1979] JÄHNE, B. ; MÜNNICH, K. O. ; SIEGENTHALER, U.: Measurements of gas exchange and momentum transfer in a circular wind-water tunnel. In: *Tellus* 31 (1979), S. 321–329. <http://dx.doi.org/10.1111/j.2153-3490.1979.tb00911.x>. – DOI 10.1111/j.2153-3490.1979.tb00911.x
- [Kawamura u. a. 1981] KAWAMURA, H. ; OKUDA, K. ; KAWAI, S. ; TOBA, Y.: Structure of Turbulent Boundary Layer over Wind Waves in a Wind Wave Tunnel. In: *Tohoku Geophysical Journal* 28 (1981), S. 69–86
- [Kundu 2008] KUNDU, P. K.: *Fluid Mechanics*. 4th. San Diego, CA : Academic Press, Elsevier, 2008

- [Liss 1973] LISS, P. S.: Processes of gas exchange across an air–water interface. In: *Deep-Sea Research* 20 (1973), S. 221–238. [http://dx.doi.org/10.1016/0011-7471\(73\)90013-2](http://dx.doi.org/10.1016/0011-7471(73)90013-2). – DOI 10.1016/0011-7471(73)90013-2
- [Liss u. Johnson 2014] LISS, Peter S. (Hrsg.) ; JOHNSON, Martin T. (Hrsg.): *Ocean-Atmosphere Interactions of Gases and Particles*. Springer, 2014. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-25643-1>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-25643-1>
- [Marshall u. Plumb 2008] MARSHALL, John ; PLUMB, R. A.: *Atmosphere, Ocean, and Climate Dynamics, An Introductory Text*. Academic Press, 2008
- [Raffel u. a. 2007] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. E. ; WERELEY, S. T. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. 2. Heidelberg, Berlin : Springer-Verlag, 2007. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-72308-0>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-72308-0>
- [Reul u. a. 1999] REUL, N. ; BRANGER, H. ; GIOVANANGELI, J.-P.: Air flow separation over unsteady breaking waves. In: *Physics of Fluids* 11 (1999), Juli, S. 1959–1961. <http://dx.doi.org/10.1063/1.870058>. – DOI 10.1063/1.870058
- [Schlichting u. Gersten 2006] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie*. 10. Heidelberg, Germany : Springer-Verlag, 2006. <http://dx.doi.org/10.1007/3-540-32985-4>. <http://dx.doi.org/10.1007/3-540-32985-4>
- [Schwarz 2016] SCHWARZ, Katja: *Spatio-Temporal Measurements of Water-Wave Height and Slope using Laser-Induced Fluorescence and Splines*, Institut für Umweltp Physik, Universität Heidelberg, Germany, Bachelor’s thesis, 2016. <http://dx.doi.org/10.11588/heidok.00021977>. – DOI 10.11588/heidok.00021977
- [Shaikh u. Siddiqui 2010] SHAIKH, Nasiruddin ; SIDDIQUI, Kamran: An experimental investigation of the near surface flow over air-water and air-solid interfaces. In: *Phys. Fluids* 22 (2010), Nr. 2, 025103. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3313929>. – DOI 10.1063/1.3313929
- [Stewart 1974] STEWART, R. W.: The air-sea momentum exchange. In: *Boundary-Layer Meteorology* 6 (1974), S. 151–167. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00232481>. – DOI 10.1007/BF00232481
- [Troitskaya u. a. 2011] TROITSKAYA, Y ; SERGEEV, D ; ERMAKOVA, O ; BALANDINA, G: Statistical parameters of the air turbulent boundary layer over steep water waves measured by the PIV technique. In: *J. Phys. Oceanogr.* 41 (2011), S. 1421–1454. <http://dx.doi.org/10.1175/2011JP04392.1>. – DOI 10.1175/2011JP04392.1
- [Troitskaya u. Rybushkina 2008] TROITSKAYA, Y. I. ; RYBUSHKINA, G. V.: Quasi-linear model of interaction of surface waves with strong and hurricane winds. In: *Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics* 44 (2008), Oktober, S. 621–645. <http://dx.doi.org/10.1134/S0001433808050083>. – DOI 10.1134/S0001433808050083

Literaturverzeichnis

- [Troitskaya u. a. 2010] TROITSKAYA, Yu. I. ; SERGEEV, D. A. ; ERMAKOVA, O. S. ; BALANDINA, G. N.: Statistical Properties of the Atmospheric Turbulent Boundary Layer over Steep Surface Waves. In: *Doklady Earth Sciences* 433 (Part 1) (2010), S. 922 – 926
- [Veron u. a. 2007] VERON, F. ; SAXENA, G. ; MISRA, SK: Measurements of the viscous tangential stress in the airflow above wind waves. In: *Geophys. Res. Lett.* 34 (2007), S. L19603. <http://dx.doi.org/10.1029/2007GL031242>. – DOI 10.1029/2007GL031242
- [Weiler u. Burling 1967] WEILER, H. S. ; BURLING, R. W.: Direct Measurements of Stress and Spectra of Turbulence in the Boundary Layer Over the Sea. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 24 (1967), Nr. 6, S. 653–664. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1967\)024<0653:DMOSAS>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1967)024<0653:DMOSAS>2.0.CO;2). – DOI 10.1175/1520-0469(1967)024;0653:DMOSAS;2.0.CO;2

Erklärung

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

Heidelberg, den 11. April 2019