

Experimentelle und analytische Untersuchung von Flüssigmetallströmungen mit freier Oberfläche bezogen auf das Neutronenproduktionstarget der Bestrahlungsanlage DONES

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

von der KIT-Fakultät für Maschinenbau des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
angenommene

DISSERTATION

von

Björn Brenneis

Tag der mündlichen Prüfung:	13. Oktober 2023
Hauptreferent:	Prof. Dr. Robert Stieglitz
Korreferent:	Prof. Dr. Thomas Wetzel

Abstract

Für den störungsfreien Betrieb von Bestrahlungsanlagen wie der DEMO Oriented Neutron Source (DONES) wird eine stationäre Flüssigmetallströmung mit einer Mindestschichtdicke im konkaven offenen Strömungskanal vorausgesetzt. Dies erfordert einerseits die notwendige Schichtdicke der Flüssigmetallströmung im Betrieb zu überwachen und andererseits mögliche Ursachen für eine Schichtdickenreduzierung im Voraus zu untersuchen. Als Ursache für eine Variation der Schichtdicke kommen neben dem Verlust der Strömung hauptsächlich Oberflächenwellen in Betracht. Insbesondere stabile Wellenstrukturen im Nachlauf von Störstellen, sogenannte Wakes, wurden als sicherheitsrelevanter Einfluss erkannt. Deren Verlauf stromab der Störstelle wird mittels analytischer Überlegungen auf dimensionslose Kennzahlen bezogen, die die Übertragung der Lithiumströmung auf Wasser erlauben. Die Verifikation des analytischen Modells erfolgt an einem skalierten Wasserexperiment über die Messung der Entwicklung der Wellen stromab einer definierten Störstelle im konkaven offenen Strömungskanal. Ziel der Messungen ist zudem die Erfassung des Höhenprofils der Wakes, deren Abhängigkeit von der Störstellengröße, der Strömungsgeschwindigkeit und der Position stromab der Störstelle.

Zur kontaktlosen, genauen und orts aufgelösten Erfassung von Höhenprofilen entlang einer Linie wird der Fokus in dieser Arbeit auf optische Sensoren gelegt. Für die Erfassung des Höhenprofils in der Wasserströmung wird ein selbst entwickelter Triangulationssensor verwendet.

Im Fall der Strömung in DONES sind für optische Sensoren die hohe Reflektivität und der durch die Umgebungsbedingungen notwendige große Messabstand eine besondere Herausforderung. Nach der Einordnung und Bewertung der verschiedenen optischen Messmethoden werden zwei kommerzielle optische Messsysteme zur Erfassung der Schichtdicke in Flüssigmetallströmungen ausgewählt. Zur Validierung der ausgewählten Messsysteme werden Abstandsmessungen auf feste spiegelnde Modelloberflächen, sowie dem Flüssigmetall GaInSn durchgeführt. Zudem werden die Messungen mit Raytracing Simulationen verglichen, bei denen insbesondere der Einfluss kleiner Oberflächenwellen auf das Messergebnis untersucht wird.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Einführung zu DONES	2
1.2	Lithium Target	4
1.2.1	Oberflächenfluktuationen	5
1.2.2	Analytische Beschreibung der Wakes	8
1.3	Umgebungsrandbedingungen in DONES	10
2	Messverfahren zur Abstandsmessung auf Flüssigmetallströmungen	12
2.1	Messprinzipien zur optischen Abstandsmessung	12
2.1.1	Time of flight	13
2.1.2	Triangulation	13
2.1.3	Intensität	14
2.1.4	Phasenvergleichsverfahren	15
2.2	DONES relevante Spezifikationen	18
2.3	Bekannte Messverfahren für Flüssigmetalle	20
2.4	Potentielle Messsysteme zur Schichtdickenmessung	25
2.5	Bewertung der Messsysteme mit Blick auf DONES	26
3	Validierung ausgewählter optischer Messverfahren	29
3.1	Verwendete Modelloberflächen	29
3.1.1	Feste Modelloberfläche	29
3.1.2	Modelloberfläche GaInSn	30
3.2	Messreihe mit ausgewähltem Sensor	30
3.2.1	Messaufbau für Messungen mit dem Laser Radar ATS600	31
3.2.2	Durchführung und Ergebnis der ATS600 Testmessungen	32
3.3	Simulierte Messung auf welliger spiegelnder Oberfläche mit IVVS	36
3.3.1	Simulationsrandbedingungen in Blender	36
3.3.2	Variation der Eingangsparameter	39
3.3.3	Simulierte optische Messung eines Wakes	41

3.4	Vergleich der Simulation mit Experimenten	42
3.5	Messsystem Vorschläge für DONES	43
3.6	Ausblick und Implementierung in DONES	44
4	Schichtdickenmessung einer Wasserströmung mit DONES ähnlicher Targetgeometrie	48
4.1	DONES ähnlicher Strömungsprüfstand	48
4.2	Aufbau FIDES	51
4.3	Sensorentwicklung für FIDES	52
4.4	Validierung der Schichtdickenmessung in FIDES	55
4.5	Ergebnisse der Schichtdickenmessung in FIDES	57
4.5.1	Ungestörtes Oberflächenprofil	57
4.5.2	Oberflächenprofil stromab der Störstelle	61
4.6	Auswertung der Wellenformen stromab der Düse in FIDES	65
4.7	Zusammenfassung und Ausblick zur Wakecharakterisierung	70
5	Zusammenfassung und Ausblick	72
A	Statistik	83
B	Erstellen der 3D gedruckten Modelloberfläche	83
C	Lithium und Deuteronen	84
D	Höhenprofil numerisch	84
E	Triangulationssensor Auswertalgorithmus	86

Abkürzungsverzeichnis

DEMO Demonstration Fusion Power Plant.

DLP Double Layer Projection.

DONES DEMO Oriented Neutron Source.

dpa displacements per atom.

ELTL EVEDA Lithium Test Loop.

EVEDA Engineering Validation and Engineering Design Activities.

FIDES Facility for experimental Investigation of 3D Surface flow.

FMCW Frequency Modulated Continuous Wave.

GaInSn Galinstan.

HFTM High Flux Test Module.

IFMIF International Fusion Materials Irradiation Facility.

ITER International Thermonuclear Experimental Reactor.

IVVS ITER in vessel viewing system.

LADAR laser detection and ranging.

LIDAR light detection and ranging.

RIA Radiation Induced Attenuation.

RIE Radiation Induced Emission.

RIL Radiation Induced Luminescence.

TC Test Cell.

TIR Target Interface Room.

ToF Time of Flight.

1 Einführung

Zur Charakterisierung des neutroneninduzierten Schädigungsverhaltens von Materialien für zukünftige Fusionsreaktoren sind Bestrahlungsanlagen erforderlich, welche ein Neutronspektrum ähnlich dem eines Fusionsreaktors bereitstellen. Eine solche Anlage ist die DEMO Oriented Neutron Source (DONES). Hierin wird mittels eines Linearbeschleunigers ein Deuteronenstrahl auf eine offene Kanalströmung aus flüssigem Lithium gerichtet, wobei durch die Wechselwirkung von Deuteronen und Lithium für Fusionsreaktoren typische Neutronenflüsse und -energien erzeugt werden. Die Wechselwirkung der beschleunigten Deuteronen mit Lithium führt zudem zu einer Wärmefreisetzung in der Lithiumströmung. Zur Sicherstellung eines stabilen und störungsfreien Betriebs in dem die Wärme in der Lithiumströmung und nicht in der Kanalrückwand freigesetzt wird ist eine Mindestschichtdicke der Lithiumströmung erforderlich. Damit wird auch eine möglichst stabile freie Oberfläche vorausgesetzt, was unter anderem eine permanente Überwachung der Schichtdicke erfordert.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist einerseits die Frage welche Art von Störungen der freien Oberfläche einen kritischen Einfluss auf die Schichtdicke haben und andererseits welche Möglichkeiten es gibt die Schichtdicke einer solchen Flüssigmetallströmung mit freier Oberfläche optisch zu erfassen. Mit Blick auf die Messsysteme sollen zwei optische Sensoren ausgewählt werden, welche die notwendigen optischen Randbedingungen für den Einsatz in DONES erfüllen. Eine Vorauswahl von Sensoren ergibt sich aus den in der Vergangenheit getesteten und an Flüssigmetallströmungen eingesetzten Messsystemen. Zur Validierung der beiden ausgewählten Sensoren werden Messungen auf unterschiedlichen Modelloberflächen vorgestellt und mit simulierten Messungen verglichen. Im zweiten Teil der Arbeit werden Experimente an einem zur Lithiumströmung ähnlichen Wasserkreislauf vorgestellt. Hierbei wird der Zusammenhang zwischen der Größe einer im Kreislauf montierten Störstelle und der davon im Nachlauf auftretenden Oberflächenwellen mit dem Fokus auf deren Höhenprofile untersucht.

1.1 Einführung zu DONES

Der Bau zukünftiger Fusionsreaktoren erfordert Strukturmaterialien, die sowohl der hohen Wärmebelastung als auch der Schädigung durch hohe Flüsse hoch energetischer Neutronen über einen langen Zeitraum standhalten. Die hoch energetischen Neutronen (schnelle Neutronen) mit 14,1 MeV ergeben sich aus der Fusion von Deuterium mit Tritium zu Helium



In besonderem Maße sind die plasmanahen Komponenten, wie das Blanket [Abb. 1.1], dem hoch energetischen Neutronenfluss ausgesetzt. Durch die Bestrahlung mit schnellen Neutronen kommt es in den verwendeten Materialien neben Verlagerungsschädigungen (displacements per atom (dpa)) auch zu Transmutation und damit zur Bildung von Wasserstoff und Helium. Die Summe dieser Auswirkungen lässt sich nicht durch die Bestrahlung der Werkstoffe mit energieärmeren Neutronen aus der Kernspaltung mit Energien $< 2 \text{ MeV}$ nachbilden. Eine Vertiefung der Fragestellung zu relevanten Materialien für die Fusion wird von Knaster et al. (2016) gegeben. Um zuverlässige Aussagen über die Lebensdauer der im Fusionsreaktor eingesetzten Materialien treffen zu können, sind Bestrahlungsexperimente mit schnellen Neutronen bei einem fusionstypischen Neutronenspektrum notwendig.

Für solche Materialtests sind Bestrahlungsanlagen mit Neutronenquellen um 14 MeV in der Planung. Eine solche Anlage ist DONES. Zur Erzeugung eines fusionstypischen Neutronenspektrums wird in DONES die Strippingreaktion von beschleunigten Deuteronen mit Lithium verwendet [Anhang C]. Dabei werden Deuteronen von 40 MeV und 125 mA

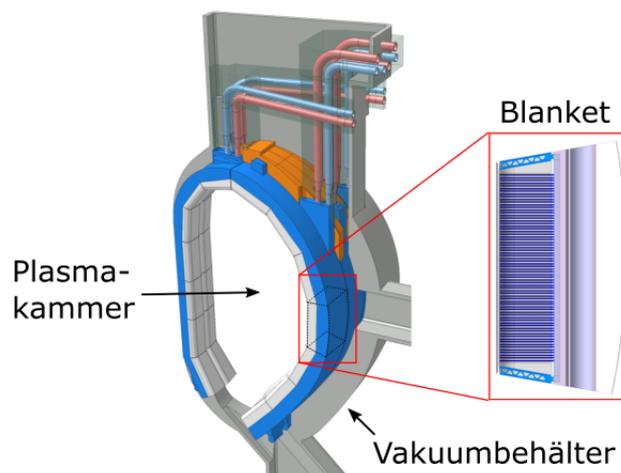


Abbildung 1.1: Skizze eines Segments des Tokamak mit Blanket nach Hernández et al. 2018.

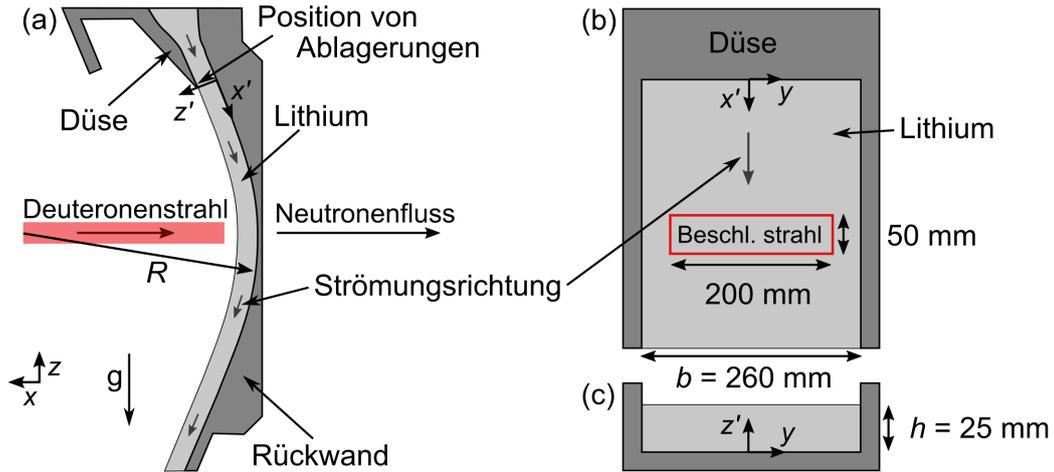


Abbildung 1.2: Skizze des Lithium Targets in DONES. (a) Seitenansicht auf den Schnitt des Targets. (b) Frontalansicht auf das Target aus der Richtung des Beschleunigers. (c) Querschnitt des offenen Kanals am Düsenaustritt.

mit einem Linearbeschleuniger auf einen 25 mm dicken Lithiumfilm geschossen, wie der Skizze aus Abb. 1.2 zu entnehmen ist. Das 250 °C warme Lithium strömt von oben aus einer rechteckigen Düse mit einer Breite von $b = 260$ mm und einer Austrittshöhe von $h = 25$ mm. Stromab der Düse strömt das Lithium mit $u = 15$ m/s durch einen senkrechten offenen konkaven Kanal mit einem Krümmungsradius R der Rückwand. $x' = 197$ mm stromab der Düse trifft der Deuteronenstrahl auf einer Fläche von 50×200 mm² unter einem Einfallswinkel von 9° (Drehwinkel um die z -Achse, ausgehend von der x -Achse siehe Abb. 1.2 und Abb. 1.3) auf die Flüssigmetallströmung. Der durch die Strippingreaktion von Deuteronen und Lithium erzeugte vorwärts gerichtete Neutronenfluss bestrahlt die Materialproben, welche hinter dem Target angebracht sind.

Die Bestrahlungsanlage DONES orientiert sich, wie von Ibarra et al. (2014) beschrieben, an der International Fusion Materials Irradiation Facility (IFMIF), wobei nur ein Beschleuniger zum Einsatz kommt (Abb. 1.3). Damit werden die Anforderungen an die verbauten Komponenten aufgrund der geringeren Neutronenflüsse und Wärmefreisetzung reduziert. Die im Zusammenhang dieser Arbeit relevanten Räume in DONES sind die Test Cell (TC) und der Target Interface Room (TIR) (Abb. 1.3). In der TC befindet sich das Lithiumtarget und das High Flux Test Module (HFTM), welches die Materialproben hält. Der TIR liegt entlang des Wegs der beschleunigten Teilchen vor dem Target und ist über eine ca. 3,5 m dicke Wand von der Test Cell getrennt. Der Deuteronenstrahl wird durch einen beam duct durch die Wand geführt. Der sekundäre beam duct wird nicht für den Beschleuniger benötigt und kann als Zugang für die Messtechnik dienen.

1.2 Lithium Target

Abb. 1.2 zeigt die Kanalgeometrie des Lithium Targets in DONES. Im Folgenden bezieht sich die Breite auf die y -Achse und die Höhe auf die z' -Achse, welche immer senkrecht auf dem Kanalboden steht. Die x' -Achse liegt in Strömungsrichtung des Lithiumstroms immer tangential auf dem Kanalboden.

Die Aufgabe des Lithiumfilms ist es einen stabilen Neutronenfluss im Bereich der zu bestrahlenden Materialproben zur Verfügung zu stellen, ohne dass es zu einer übermäßigen Wärmefreisetzung in der Kanalrückwand oder im Lithium kommt. Dabei sind insbesondere die Temperatur und die Schichtdicke des Lithiums wichtige Faktoren. In Sachen Temperatur ist die druckabhängige Siedetemperatur des Lithiums eine obere Grenze. Da der Deuteronenstrahl in Vakuumröhren auf das Li-Target geführt wird, ergibt sich an der Lithiumoberfläche (Eindringtiefe von 0 mm) eine Siedetemperatur von 344 °C (Abb. 1.4). Mit steigender Eindringtiefe in das Lithium entlang der z' -Achse erhöht sich aufgrund der Zentrifugalkräfte der Druck im Fluid und damit die Siedetemperatur. Abb. 1.4 zeigt den Verlauf der Siedetemperatur und Lithiumtemperatur über der Eindringtiefe in die Lithiumströmung in Abhängigkeit von zwei Strömungsgeschwindigkeiten bei einem festen Krümmungsradius von $R = 250$ mm [Ida et al. (2002)]. Die maximale Temperatur im Lithium wird bei einer Eindringtiefe von 19 mm am Bragg-Peak erreicht, da hier der Deuteronenstrahl die meiste Energie an das Lithium abgibt [H. Kondo et al. (2011)]. Um die in DONES angepeilte Strömungsgeschwindigkeit von 15 m/s besteht somit eine hinreichende Marge zum Siedepunkt des Lithiums. Damit der Deuteronenstrahl im Lithium gestoppt wird und die Wärme (5 MW) im Lithium freigesetzt wird muss der Lithiumfilm in DONES nach dem Temperaturverlauf in Abb. 1.4 eine Mindestdicke von ca. 22 mm haben.

Um den Abtransport der Wärme zu gewährleisten und den Energieeintrag möglichst weit von der Rückwand fernzuhalten ist ein Sollwert der Schichtdicke von $z' = 25 \pm 1$ mm in DONES definiert. Im Fall einer Unterschreitung dieser Schichtdicke sollte der Beschleuniger

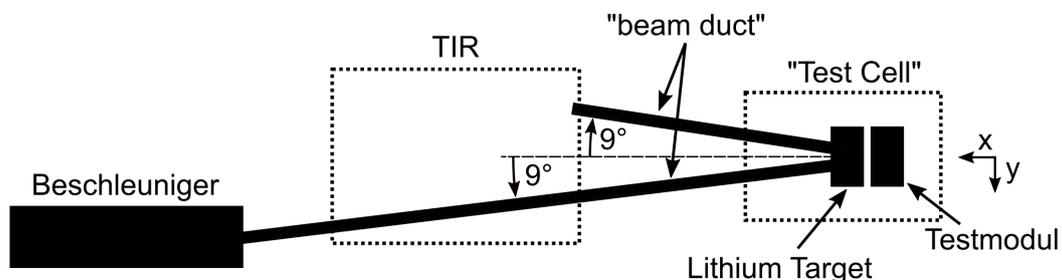


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Bestrahlungsanlage DONES. Der Beschleuniger schießt Deuteronen über den „beam duct“ auf das Lithium Target in der Test Cell. Die Materialproben werden im Testmodul gehalten.

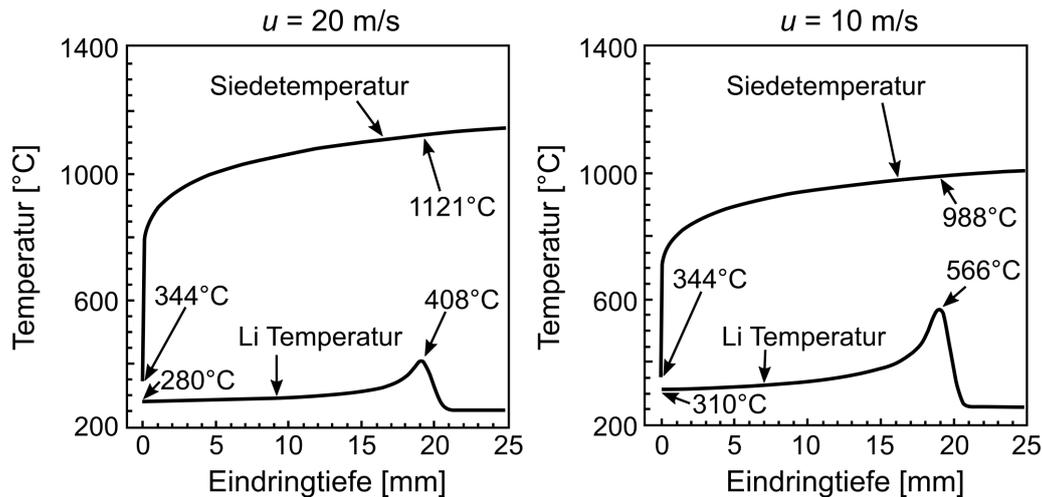


Abbildung 1.4: Temperatur- und Siedetemperaturverlauf im Lithium der Strömung in DONES über der Eindringtiefe bei zwei verschiedenen mittleren Geschwindigkeiten u nach Ida et al. (2002).

niger zum Schutz der Anlage abgeschaltet werden. Eine übermäßige Überschreitung der Schichtdicke würde für eine unerwünschte Verminderung der Neutronenflussdichte an den zu bestrahlenden Materialproben sorgen. Zudem muss eine Abschaltung des Beschleunigers aufgrund von fehlerhaften Schichtdickenmessungen vermieden werden. Um die Dicke der Lithiumströmung einzuhalten müssen die verschiedenen Einflüsse, welche die Schichtdicke verändern, untersucht werden. Neben einem generellen Verlust des Massenstroms haben auch auftretende Oberflächenfluktuationen einen entscheidenden Einfluss auf die Schichtdicke.

1.2.1 Oberflächenfluktuationen

Das Verhalten der freien Oberfläche stromab einer zu DONES ähnlichen Düse in einer horizontalen Wasserströmung konnte von Itoh et al. (2000) in drei Regionen entlang der Strömungsrichtung unterteilt werden [Abb. 1.5]. Der erste Bereich direkt nach dem Düsenaustritt bildete keine sichtbaren Oberflächenwellen. Im zweiten Bereich bildeten sich periodisch zweidimensionale Wellenstrukturen mit einer dominanten Wellenlänge von 0,5 mm und 1 mm aus, welche im dritten Bereich zu irregulären 3D Strukturen zerfallen. Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit werden die ersten beiden Regionen immer kleiner, bis im Fall der konkaven Rückwand, bei Geschwindigkeiten von $u > 10$ m/s nur noch der dritte Bereich übrig bleibt. Auch Experimente mit Lithium von H. Kondo et al. (2005) zeigen, dass sich bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $u > 9$ m/s keine geordneten periodischen Oberflächenwellen mehr ausbilden, sondern turbulente nicht periodische Wellen.

Die Hauptursachen für Oberflächenwellen in Strömungen wie dem DOENS Target sind von Gordeev (2008) zusammengefasst. Dabei hat insbesondere die wandnahe Geschwin-

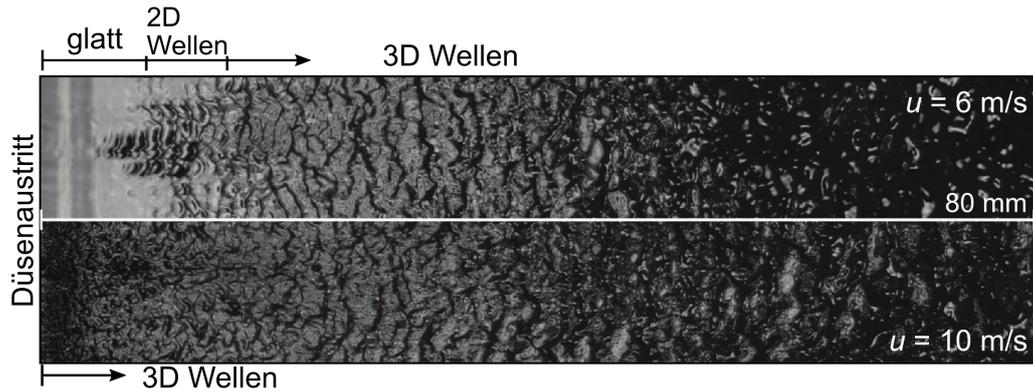


Abbildung 1.5: Bilder (Belichtungszeit von $10 \mu\text{s}$) der freien Oberfläche einer Wasserströmung stromab einer Düse im horizontalen Strömungskanal bei zwei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten u [Itoh et al. (2011)].

digkeitsverteilung am Düsenaustritt, an dem sich sprunghaft die Randbedingung von der Haftbedingung zu freier Oberfläche ändert einen Einfluss. Die wandnahe Geschwindigkeitsverteilung ist abhängig von der Reynolds-Zahl [Abschnitt 4.1] und der Rauheit der Düsenwand. Die Messungen von Ida et al. (2002) zeigen deutlich größere Oberflächenwellen im Fall höherer Wandrauheiten bei DONES relevanten Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich von $u = 15 \text{ m/s}$. Dabei wird der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung im wandnahen Bereich als dominanter Einfluss festgestellt. Somit empfiehlt sich für die Düse eine möglichst glatte Oberfläche mit einer Rauheit $< 6,3 \mu\text{m}$.

In der Arbeit von H. Kondo et al. (2010) wird die Messung der Oberflächenwellen an einem Prüfstand mit horizontaler Lithiumströmung beschrieben. Dabei wird eine mittlere Wellenhöhe (Höhendifferenz zwischen Wellental und Wellenberg) von $1 - 1,5 \text{ mm}$ gemessen, was im Toleranzbereich der Schichtdicke von $\pm 1 \text{ mm}$, heißt einer Wellenhöhe von 2 mm , liegt. Die maximal gemessene Wellenhöhe bei der Strömungsgeschwindigkeit von $u = 15 \text{ m/s}$ beträgt 4 mm . Sie wird nur mit einer sehr geringen Frequenz von weniger als 1 s^{-1} erreicht.

H. Kondo et al. (2017) stellen Ergebnisse aus den Messungen der Lithiumoberfläche im EVEDA Lithium Test Loop (ELTL) vor. Die verwendete Teststrecke ist im Aufbau vergleichbar zu Abb. 1.2, mit einer Düsenaustrittshöhe von $h = 25 \text{ mm}$ und einer reduzierten Breite der Teststrecke von $b = 100 \text{ mm}$. Die Strömungsgeschwindigkeit von $u = 15 \text{ m/s}$ und die Temperatur von 250°C am Düsenaustritt sind identisch zu den Randbedingungen von IFMIF. Gemessen wird eine Schwankung der mittleren Schichtdicke von $0,17 \text{ mm}$ im Auftretsbereich des Beschleunigerstrahls. Die mittlere Wellenamplitude (entspricht der halben Wellenhöhe) liegt bei $0,26 \text{ mm}$ und die maximale Amplitude bei $1,46 \text{ mm}$. Die Verteilung der Oberflächenwellenamplitude folgt in guter Näherung einer Rayleigh Verteilung, welche ein bewährtes Modell zur Beschreibung von Wasserwellen ist.

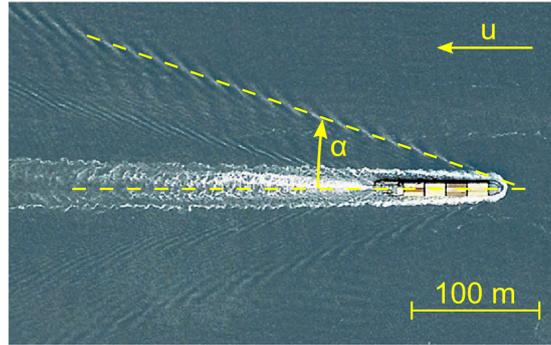


Abbildung 1.6: Aufnahme der Wellenstrukturen im Nachlauf eines Schiffes mit eingezeichnetem Öffnungswinkel α des Wake nach Rabaud und Moisy (2013)

Zusammengefasst ergibt sich für die gemessenen Oberflächenwellen der Lithiumströmung im Auftreffbereich des Beschleunigerstrahls bei $u = 15 \text{ m/s}$ [Kanemura et al. (2015b)]:

- Mittlere Filmdicke: $26,08 \pm 0,09 \text{ mm}$
- Mittlere Wellenamplitude: $0,26 \pm 0,01 \text{ mm}$
- Maximale Wellenamplitude: $1,46 \pm 0,25 \text{ mm}$.

Die maximale Wellenamplitude liegt zwar außerhalb des Toleranzbereichs von $\pm 1 \text{ mm}$, allerdings sind dies nur sehr wenige Wellen. 99,7% der Wellenamplituden liegen innerhalb der Toleranz [Kanemura et al. 2015b]. Die durch Oberflächenwellen variierende Schichtdicke verringert den Abstand des Bragg peaks zur Kanalrückwand. Der damit erzeugte Wärmeeintrag in die Rückwand wird von Yoshihashi-Suzuki et al. (2012) für IFMIF zu $< 2 \text{ W/cm}^2$ abgeschätzt. Im Vergleich zu der nuklearen Heizung durch den Neutronenfluss von 25 W/cm^3 [Wakai et al. (2018)] kann der Einfluss der Oberflächenwellen vernachlässigt werden.

Neben den Oberflächenwellen reduzieren auch stabile Wellenstrukturen im Nachlauf von Störstellen, im folgenden als Wakes bezeichnet, lokal die Schichtdicke. Von H. Kondo et al. (2007) wurden diese in einer horizontalen Lithiumströmung mittels Streifenprojektion bis wenige Millimeter stromab der Düse vermessen. Ursprünglich ergibt sich die Untersuchung von Wakes aus der Schifffahrt, aufgrund ihres Einflusses auf den Strömungswiderstand [Rabaud und Moisy (2013)]. In jüngerer Vergangenheit wird hauptsächlich die Form von Wakes über den Öffnungswinkel α der stabilen Wellenfront wie in Abb. 1.6 dargestellt untersucht. Für gleichbleibend große Störstellen ergaben die Experimente eine Abhängigkeit des Öffnungswinkels α von der Strömungsgeschwindigkeit u [Moisy und Rabaud (2014), Pethiyagoda et al. (2021)]. Als Modell für die Wake erzeugende Störstelle dienen unter anderem Zylinderstäbe, welche teilweise in eine Wasserströmung eingetaucht oder durch ein Wasserbecken gezogen werden. Der Fokus bei den meisten Messungen mit Bezug auf

ein Höhenprofil ist die Aufstauung stromauf und die Senke im Gebiet direkt stromab der Störstelle [Ageorges et al. 2019, Chaplin und Teigen 2003, Koo et al. 2014]. Der für DONES relevante Bereich ≈ 180 mm stromab der Störstelle wurde noch nicht mit Blick auf das Höhenprofil untersucht. Damit ergibt sich die relevante Fragestellung der zeitlichen und räumlichen Entwicklung von Wakes, deren Höhenprofil und Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit und Störstellenabmessungen, wie Eindringtiefe der Störstelle in die Strömung und Störstellendurchmesser.

1.2.2 Analytische Beschreibung der Wakes

Nach Lamb (1932) lassen sich Wellen mit gleicher Phase die durch eine sich bewegende Störstelle in ruhigem Wasser bzw. eine stehende Störstelle in einer stationären Strömung erzeugt werden mit

$$\begin{aligned}x' &= p \cdot \cos(\theta) - \frac{dp}{d\theta} \cdot \sin(\theta), \\y &= p \cdot \sin(\theta) + \frac{dp}{d\theta} \cdot \cos(\theta),\end{aligned}\tag{1.2}$$

beschreiben. Hierbei bewegt sich die Störstelle mit der Geschwindigkeit u auf der x' -Achse in negative x' Richtung. y liegt in der Ebene der freien Oberfläche und steht senkrecht zu x' . Bezogen auf Abb. 1.2 beschreibt x' die Achse in Strömungsrichtung tangential zum Kanalboden und y die Kanalbreite. Die Linie p verbindet den Ursprung ($x' = 0$; $y = 0$) der Störung mit Punkten auf der Welle unter dem Winkel θ zur x' Achse. Diese Punkte mit gleicher Phase haben die Position (x', y) .

Der Winkel kann geometrisch durch die Phasengeschwindigkeit $c = u \cdot \cos(\theta)$ und die Geschwindigkeit der Störstelle u beschrieben werden. Die Phasengeschwindigkeit ist auch über die Dispersionsrelation für Oberflächenwellen,

$$c = \sqrt{\left(\frac{\lambda g}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\lambda\rho}\right) \cdot \tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right)},\tag{1.3}$$

definiert [Bestehorn (2006)]. Dabei gehen neben der Schwerkraft g auch die Dichte ρ und die Oberflächenspannung σ des verwendeten Fluids mit ein. Die Wellenlänge $\lambda = p/n$ ist von der zu wählenden Variable n abhängig, die als positiv ganzzahliges Vielfache von 0,5 gewählt werden kann. Wird n als gerades vielfaches gewählt, so beschreibt Gl. (1.2) die Position stabiler Wellentäler. Im anderen Fall stehen die Kurven für die Position eines Wellenbergs.

Lamb (1932) beschreibt mit diesen Gleichungen die Wellenstruktur hinter einer Störstelle unter dem Einfluss der Erdbeschleunigung und unter Vernachlässigung der Oberflächenspannung in tiefem Wasser. Solche durch die Schwerkraft dominierten Wellen sind im

Folgenden als Schwerewellen bezeichnet. Die Annahme „tiefes Wasser“ bedeutet, dass die Wellenlänge viel kleiner als die Wassertiefe h ist, wodurch $\tanh(2\pi h/\lambda) \approx 1$. Der damit einhergehende Fehler ist kleiner als 3% für $\lambda < 3,6 \cdot h$ [Lighthill (1978)]. Folglich ergibt sich die Phasengeschwindigkeit zu $c = \sqrt{\lambda g/(2\pi)}$. Mit diesen Annahmen wird die Position der Wellen gleicher Phase durch Gl. (1.4) beschrieben.

$$\begin{aligned} x' &= \frac{2\pi n u^2}{g} \cdot (1 + \sin^2(\theta)) \cdot \cos(\theta) = \frac{2\pi n u^2}{g} \cdot \frac{1}{4} \cdot (5 \cos(\theta) - \cos(3\theta)), \\ y &= -\frac{2\pi n u^2}{g} \cdot \cos^2(\theta) \cdot \sin(\theta) = -\frac{2\pi n u^2}{g} \cdot \frac{1}{4} \cdot (\sin(\theta) + \sin(3\theta)). \end{aligned} \quad (1.4)$$

H. Kondo et al. (2004) beschreiben die stabilen Wellenstrukturen in der Lithiumströmung von IFMIF ebenfalls mit Gl. (1.2). Aufgrund der kleinen Oberflächenstrukturen überwiegt die Oberflächenspannung gegenüber der Schwerkraft in der Phasengeschwindigkeit. Solche durch die Oberflächenspannung dominierten Wellen werden im Folgenden als Kapillarwellen bezeichnet. Die Bedingung für „tiefes Wasser“ wird noch angenommen. Damit ergibt sich die Phasengeschwindigkeit zu $c = \sqrt{2\pi\sigma/(\lambda\rho)}$ und die dazugehörige Position der Wellen zu

$$\begin{aligned} x' &= \frac{2\pi\sigma n}{u^2\rho} \cdot \frac{1 - 2 \tan^2(\theta)}{\cos(\theta)}, \\ y &= \frac{2\pi\sigma n}{u^2\rho} \cdot \frac{3 \sin(\theta)}{\cos^2(\theta)}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Zusätzlich lassen sich die Gleichungen auch ohne Annahmen zu den dominanten Kräften lösen. Die Annahme für tiefes Wasser wird beibehalten. Außerdem wird statt der Erdanziehung die Beschleunigung durch die Zentrifugalkraft u^2/R berücksichtigt, welche im betrachteten Fall eine Größenordnung größer als die Erdanziehung ist [H. Kondo et al. (2004)]. Der Radius R ist dabei der Krümmungsradius des Kanalbodens, wie in Abb. 1.2 dargestellt. Damit ergibt sich aus Gl. (1.3) und der genannten Beziehung $c = u \cdot \cos(\theta)$,

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{u^2}{2\pi n R} \cdot p^2 - u^2 \cdot \cos^2(\theta) \cdot p + \frac{2\pi n \sigma}{\rho}, \\ 0 &= \frac{1}{2\pi n R} \cdot p^2 - \cos^2(\theta) \cdot p + 2\pi n R \cdot \left(\frac{1}{Fr \cdot We} \right)^2, \end{aligned} \quad (1.6)$$

mit der Froude-Zahl $Fr = \sqrt{R/h}$ und Weber-Zahl $We = u \cdot \sqrt{\rho L/\sigma}$. Die beiden Lösungen $p_{1,2}$ aus Gl. (1.6) ergeben in Gl. (1.2) eingesetzt sowohl die Wake Form der Kapillarwellen als auch die Form der Schwerewellen, welche beide in Abb. 1.7 für die Strömungsgeschwindigkeit von $u = 15 \text{ m/s}$ in Lithium und $n = 0,5$ dargestellt sind. Aus den Lösungen der analytischen Gleichungen ergibt sich zudem, dass Wakes, welche sich an den Düsennecken bilden, nicht in den Auftrittsbereich des Beschleunigerstrahls reichen.

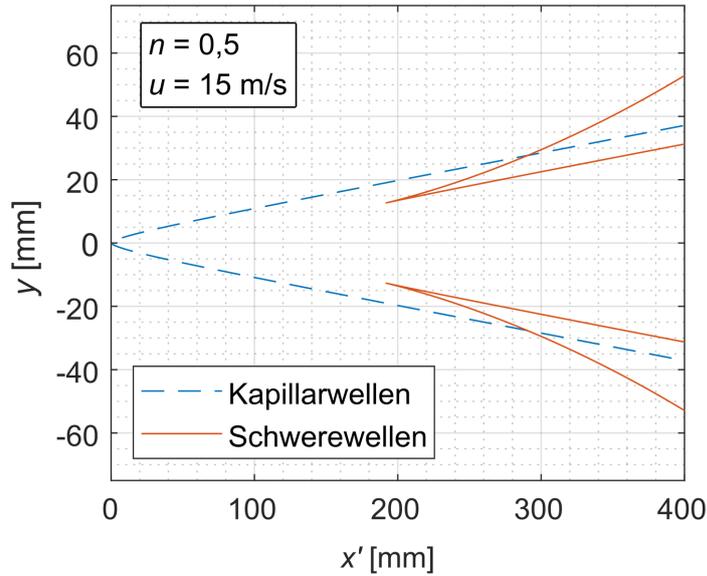


Abbildung 1.7: Ebene Ausbreitung der Kapillar- und Schwerewellen, jeweils erster Wellenberg $n = 0.5$, bei den gegebenen Randbedingungen für Lithium nach der analytischen Gleichung von Lamb (1932).

1.3 Umgebungsrandbedingungen in DONES

Neben der Beschaffenheit der zu messenden Oberfläche haben auch die Umgebungsrandbedingungen in DONES einen entscheidenden Einfluss auf die Auswahl eines Messsystems. Hierbei ist insbesondere der vorliegende Neutronenfluss und die Gammastrahlung zu berücksichtigen. Für ein potentiell optische Messsystem ist entscheidend ob die vorliegende Strahlenbelastung (Abb. 1.8) einen Einfluss auf die in der Test Cell (TC) oder dem vorgelagertem Target Interface Room (TIR) verwendeten Komponenten hat. Die Strahlenbelastung wird in Gray pro Zeiteinheit angegeben. Gray ist die Energie die pro Masseneinheit vom Material absorbiert wird. Sie ist außerdem materialabhängig und wird meist bezogen auf Edelstahl angegeben. In DONES ist die Belastung stark davon abhängig ob der Beschleunigerstrahl ein oder abgeschaltet ist und wie nah man sich am Target befindet. Bei eingeschaltetem Beschleunigerstrahl beträgt die Strahlenbelastung in der TC 0,2 MGy/h und im TIR 6 Gy/h. Ist der Strahl abgeschaltet herrscht in der TC 0,1 Gy/h [Ida und Watanabe (2014)].

Die in der TC und dem TIR aus Simulationen erhaltene totale Strahlenbelastung für Siliziumdioxid (silica) ist in Abb. 1.8 in Mega Gray pro Jahr dargestellt. Die Größenordnung des Energieeintrags fällt dabei in der TC von 10^3 MGy/y bis 10^1 MGy/y mit steigendem Abstand vom Target ab. Hinter der Betonwand im TIR ist die Dosisleistung in der Größenordnung von 1 MGy/y.

Die Werte für Siliziumdioxid sind für die passiven optischen Komponenten wie optische Fasern und Linsen von Interesse. Verglichen mit Experimenten zu maximalen Dosiswerten

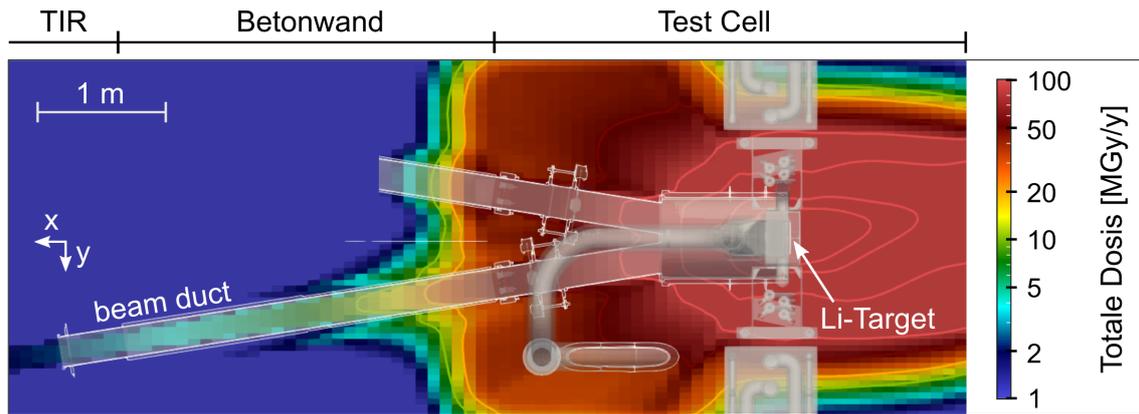


Abbildung 1.8: Totale Dosis in Mega Gray pro Jahr für Siliziumdioxid in der TC bis zum TIR.

kann somit eine Aussage darüber getroffen werden, ob die entsprechenden Komponenten in der TC oder im TIR verwendet werden können.

Halbleiterkomponenten wie Laser und Fotodetektor mit einem Dosislimit von geschätzten 100 Gy können somit weder direkt in der TC noch im TIR eingesetzt werden [K. Kondo et al. 2012, Nagatani et al. 2011]. Ein optischer Zugang mit einer optischen Faser wäre eine Möglichkeit die aktiven Komponenten mit größerem Abstand zum Target platzieren zu können. Die Wirkung von Strahlung auf optische Fasern wurde in der Vergangenheit oftmals untersucht. Hauptsächlich führt die Bestrahlung zu erhöhten optischen Verlusten bis zur Trübung der Faser. Zusammengefasst gibt es drei Hauptmechanismen in auf Quarzglas basierten Fasern, welche zu erhöhten Verlusten führen.

Die Radiation Induced Attenuation (RIA) ist die erhöhte Absorption bestimmter Wellenlängen in der Faser durch Punktdefekte. Im Betrieb kann ein durch die Temperatur getriebener Wiederherstellungsprozess die Anzahl der Punktdefekte reduzieren. Es stellt sich damit ein Gleichgewicht zwischen Produktion und Wiederherstellung von Defekten ein. Die Radiation Induced Emission (RIE) bezeichnet die durch Strahlung hervorgerufene Lichtemission in der Faser. Diese ist entweder Radiation Induced Luminescence (RIL) oder Cerenkov Strahlung. Bei sehr hohen Strahlendosen kommt es in der Faser zu Verdichtung oder Schwellung.

Die Wirkung von Strahlung auf die Dämpfung von Licht in einer optische Faser hängt unter anderem vom Kernmaterial, Mantelmaterial, Strahlendosis [Gy/s], totaler Dosis, Strahlungstyp, Wellenlänge des zu leitenden Lichts, Temperatur und Herstellungsprozess ab [Wijnands et al. 2011, Girard et al. 2013, Shikama et al. 2000]. Optische Fasern mit Verlusten von ~ 1 dB/10m bei totalen Dosen in der Größenordnung von 1 MGy sind kommerziell verfügbar, was deren Einsatz im TIR ermöglicht.

2 Messverfahren zur Abstandsmessung auf Flüssigmetallströmungen

Dieses Kapitel stellt verschiedene Messverfahren mit Blick auf die Messung von Oberflächenstrukturen von Flüssigmetallströmungen mit freier Oberfläche vor. Zunächst werden einige grundlegende Messprinzipien mit besonderem Fokus auf optische Abstandsmessungen, sowie die aus den DONES Randbedingungen folgenden Spezifikationen behandelt. Anschließend werden einige schon auf Flüssigmetall getestete und potentielle Sensoren vorgestellt. Abschließend werden die verschiedenen vorgestellten Sensoren mit Blick auf die DONES Spezifikationen bewertet.

2.1 Messprinzipien zur optischen Abstandsmessung

Optische Verfahren zur Abstandsmessung lassen sich nach den ihnen zugrunde liegenden Messprinzipien in drei Kategorien einordnen [Beyerer et al. 2016]. Diese sind wie in Abb. 2.1 dargestellt die Triangulation, das Messen der Intensität und das Messen der Laufzeit. Letztere wird nochmals in das direkte Messen der Laufzeit (Time of Flight) und das indirekte Messen über die Phasenverschiebung aufgeteilt.

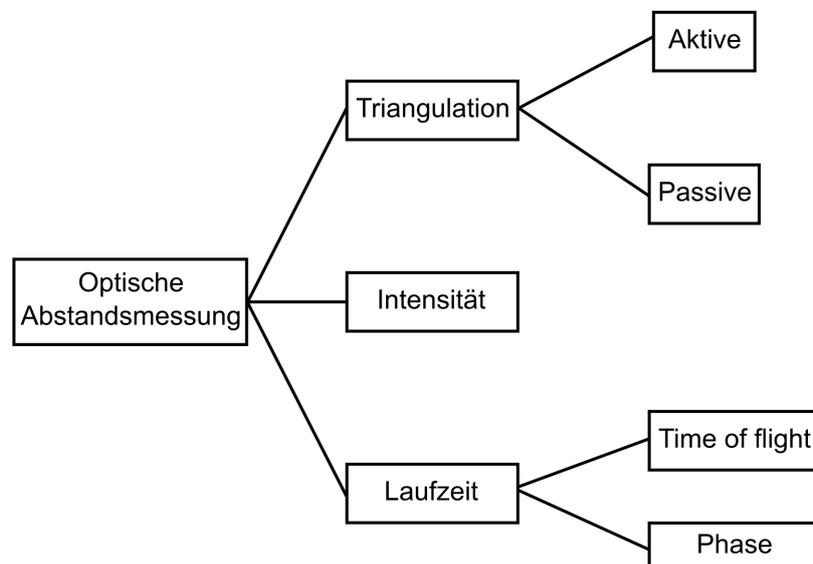


Abbildung 2.1: Übersicht zu den grundlegenden optische Messprinzipien zur Abstandsmessung nach Beyerer et al. 2016.

2.1.1 Time of flight

Beim Time of Flight (ToF) Verfahren wird die Laufzeit t gemessen, die ein Lichtimpuls benötigt um von der Lichtquelle über die Messoberfläche zurück in den Sensor zu gelangen. Durch die bekannte Lichtgeschwindigkeit $c = c_0/n$, welche sich aus der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 und dem Brechungsindex n des zu durchlaufenden Mediums zusammensetzt, kann die Strecke s bis zur Oberfläche berechnet werden.

$$s = \frac{1}{2} \cdot c \cdot t \quad (2.1)$$

Das Laufzeitverfahren hängt somit davon ab wie genau kleine Zeitdifferenzen Δt gemessen werden können. Es kann somit zum Messen großer Abstände von mehreren Metern verwendet werden, wobei die Messgenauigkeit im Zentimeter-Bereich liegt [Beyerer et al. (2016)].

2.1.2 Triangulation

Bei der Triangulation wird die Entfernung zum Messobjekt mittels der bekannten Geometrie des Messkopfes und der Position des gemessenen Signals auf dem Detektor ermittelt.

Die Kategorie der Triangulationsverfahren lässt sich in die Unterkategorien der aktiven und passiven Triangulation unterteilen. Bei der aktiven Triangulation wird ein Lichtpunkt, eine Linie (Lichtschnitt) oder ein Muster (z.B. Streifenprojektion) auf die Oberfläche projiziert oder die Spiegelung eines solchen über die Oberfläche beobachtet (Deflektometrie). Abb. 2.2 zeigt beispielhafte Anordnungen der aktiven Triangulation. In der Anordnung aus Abb. 2.2 a) schneiden sich die Ebene der Linse, des Detektors und des Lasers in Punkt O . Der unbekannte Abstand s wird über den detektierten Punkt auf dem Detektor d , die Basislänge l , den Winkel θ und die Brennweite der Linse f mit,

$$s = \frac{d \cdot f}{\left(d - f \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{l}{f} - \frac{1}{\tan(\theta)}\right)^2}\right) \cdot \sin(\theta)}, \quad (2.2)$$

berechnet [Beyerer et al. (2016)]. In der Lichtschnittanordnung aus Abb. 2.2 b) wird die Höhendifferenz Δz bei bekanntem Einfallswinkel des Lasers θ aus dem detektierten Abstand Δx mit,

$$\Delta z = \Delta x \cdot \tan(\theta), \quad (2.3)$$

berechnet. Die Strecke Δx wird in diesem Fall aus einem kalibrierten Kamerabild gewonnen.

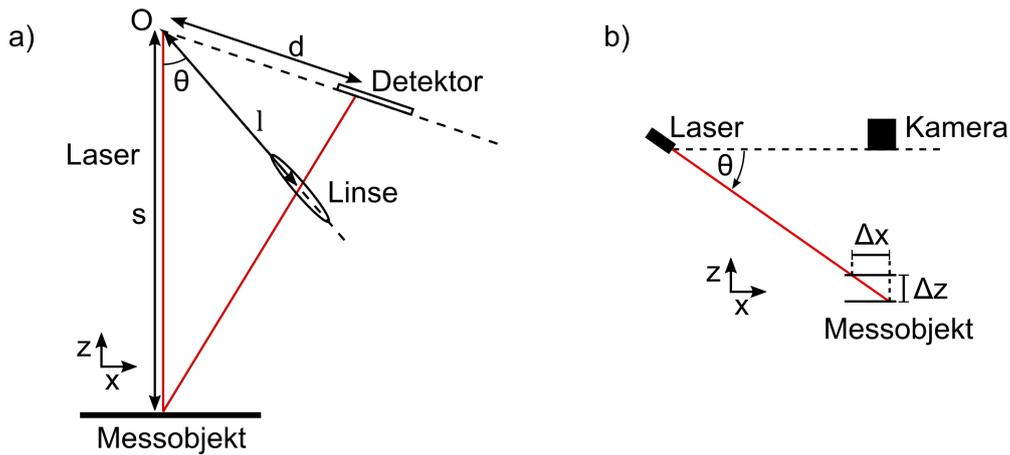


Abbildung 2.2: a) Beispielhafte Anordnung von Laser, Linse (Objektiv) und Detektor zur Messung der Länge s zum Messobjekt. b) Skizze zur Anordnung der Höhendifferenzmessung mittels Lichtschnittverfahren nach Beyerer et al. (2016).

In der passiven Triangulation wird die Position im Raum über Referenzpunkte in Aufnahmen des Messobjekts aus verschiedenen Blickrichtungen ermittelt (z.B. Stereoaufnahme).

2.1.3 Intensität

Die Messverfahren der Kategorie Intensität verwenden die Intensitätsinformationen des im Sensor ankommenden Lichts um Rückschlüsse auf die Form bzw. den Abstand zu ziehen. Aus dieser Kategorie kommen für die Abstandsmessung der Autofokussensor und das chromatisch konfokale Messverfahren in Frage. Beim Autofokussensor wird das Licht über eine verstellbare Linse auf die Oberfläche fokussiert. Aus der Position der Linse kann dann der Abstand zum Messobjekt bestimmt werden. Bei der chromatisch konfokalen Abstandsmessung wird die chromatische Aberration verwendet. Mit dieser ist

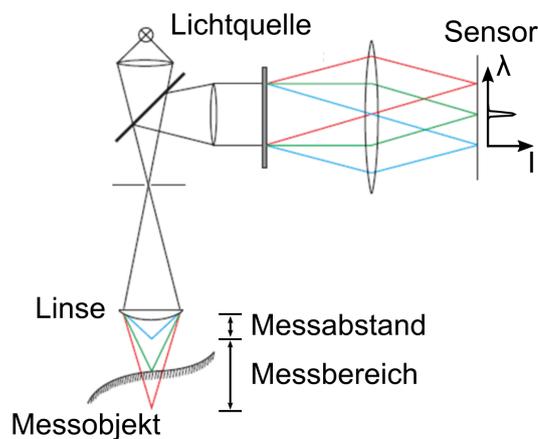


Abbildung 2.3: Skizze zum Chromatisch Konfokalen Messprinzip nach Beyerer et al. (2016).

die Brennweite einer Linse Abhängigkeit von der Wellenlänge. Unter Verwendung von weißem Licht hat somit im Messbereich nur eine Lichtwellenlänge ihren Brennpunkt auf der Oberfläche (Abb. 2.3). Diese Wellenlänge hat demzufolge die stärkste Intensität im reflektierten Spektrum. Mit der Lage des Intensitätsmaximum über der Wellenlänge lässt sich der Abstand der Oberfläche vom Messkopf bestimmen.

2.1.4 Phasenvergleichsverfahren

Beim Phasenvergleichsverfahren wird der Abstand aus der Phasenverschiebung δ zweier sich überlagernder Strahlen ermittelt. Ein grundlegender Aufbau ist beispielsweise ein Zweistrahlinterferometer wie der Michelson-Interferometer. Dabei wird das Licht eines Laserstrahls durch einen Strahlteiler in einen Objekt-(Index 1) und Referenzstrahl (Index 2) aufgeteilt (Abb. 2.4 a)). Der Referenzstrahl trifft auf einen Referenzspiegel, der Objektstrahl auf das zu vermessende Objekt. Die beiden reflektierten Strahlen werden am Strahlteiler überlagert und von einem Sensor aufgenommen. Durch die verschiedenen Abstände Δd zwischen Strahlteiler und Referenzspiegel bzw. Messobjekt und möglicherweise verschiedener Brechungsindizes n auf den beiden Lichtwegen liegt eine Phasenverschiebung $\delta = 2\pi/\lambda \cdot (n_1d_1 - n_2d_2)$ zwischen den beiden Strahlen vor (Abb. 2.4 b)).

Die Phasenverschiebung äußert sich am Detektor durch die gemessene Intensität I , die sich in folgender Weise berechnen lässt:

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\delta). \quad (2.4)$$

In Gl. (2.4) sind I_1 , I_2 und δ die Unbekannten. Zur Bestimmung der Phase können verschiedene Algorithmen angewandt werden, die sich in der Anzahl von erforderlichen Messungen Q und ihrer Genauigkeit unterscheiden. Eine Möglichkeit die Phase zu ermitteln ist es vier Messungen mit immer um eine Phasendifferenz (z.B. $\pi/4$) verschobenen Referenzspiegel durchzuführen. Daraus ergeben sich die vier Intensitätsmessungen (Naumann

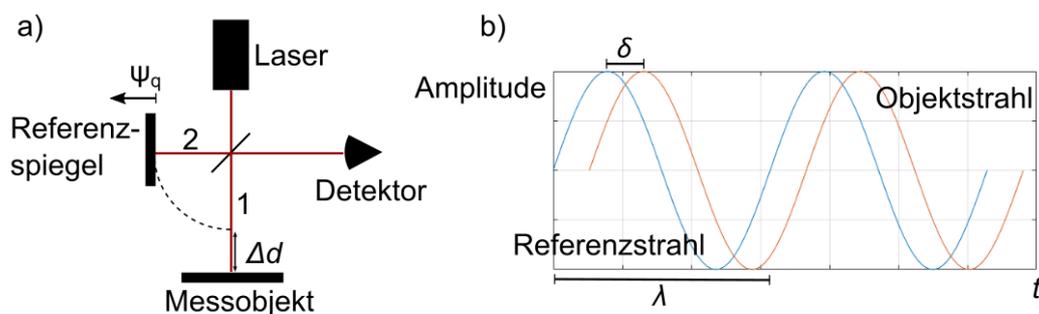


Abbildung 2.4: Skizze zum Messprinzip der Phasendifferenzmessung.

et al. 2014),

$$\begin{aligned}
I_0 &= I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\delta + 0), \\
I_{90} &= I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\delta + 1/2 \cdot \pi), \\
I_{180} &= I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\delta + \pi), \\
I_{270} &= I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\delta + 3/2 \cdot \pi),
\end{aligned} \tag{2.5}$$

aus denen sich wiederum die Phasenverschiebung δ ,

$$\delta = \tan^{-1} \left(\frac{I_{270} - I_{90}}{I_0 - I_{180}} \right), \tag{2.6}$$

ergibt.

Die Gleichungen lassen sich allgemein mit der Verschiebung des Referenzspiegels ψ_q darstellen.

$$\begin{aligned}
I_q &= I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\delta + \psi_q), \\
\psi_q &:= q \frac{2\pi}{Q}; \quad Q \geq 3, \quad q = 0, \dots, Q - 1, \\
\delta &= \arctan \left(\frac{\sum_{q=0}^{Q-1} I_q \sin(\psi_q)}{\sum_{q=0}^{Q-1} I_q \cos(\psi_q)} \right).
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Über die Phasenverschiebung lassen sich nur Distanzunterschiede innerhalb des Eindeutigkeitsbereichs eindeutig bestimmen. Der Eindeutigkeitsbereich ist auf die halbe Wellenlänge $\lambda/2$ begrenzt, was den eindeutig bestimmbareren Messbereich auf $\lambda/4$ einschränkt. Wird nur eine Wellenlänge verwendet, beispielsweise $\lambda = 780 \text{ nm}$, so ist dieser Bereich sehr klein. Zum Messen von Verschiebungen Δd , die größer als der Eindeutigkeitsbereich sind wird die Anzahl der Hell-Dunkelübergänge m gezählt, wobei sich Δd aus,

$$\Delta d = \frac{m\lambda}{2n}, \tag{2.8}$$

ergibt. In diesem Fall begrenzt der Eindeutigkeitsbereich die Auflösung des Messverfahrens. Das Zählen der Hell-Dunkelübergänge ist nur möglich, wenn sichergestellt werden kann, dass es zu keiner Unterbrechung des Signals kommt [Gerstner und Tschudi (1994)]. Im Fall der reflektierenden welligen Oberfläche kann es häufig vorkommen, dass der von der Oberfläche reflektierte Strahl nicht wieder vom Sensor erfasst werden kann. Dadurch werden nicht alle Übergänge erfasst, wodurch es zu einem Messfehler kommt, der erst durch eine erneute Kalibrierung an einem bekannten Abstand ausgeglichen werden kann. Eine Möglichkeit die Anfälligkeit des Messsystems auf solche Aussetzer zu vermindern ist das Vergrößern des Eindeutigkeitsbereichs. Dabei kann der Laser mit einer konstan-

ten Frequenz (Mehrwellenlängen-Interferometer) oder einer sich kontinuierlich ändernden Frequenz (Frequency Modulated Continuous Wave (FMCW) Laser) moduliert werden.

Beim Mehrwellenlängen Interferometer werden gleichzeitig verschiedene Wellenlängen überlagert. Im Beispiel mit zwei verwendeten Wellenlängen λ_1, λ_2 mit dem Frequenzunterschied von Δf kommt es zu einer Schwebungswellenlänge von Λ , die in folgender Art berechnet werden kann:

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} = \frac{c}{\Delta f}. \quad (2.9)$$

Diese Schwebungswellenlänge ist größer als die Wellenlängen aus der sie hervorgeht. Durch die passende Wahl der Wellenlängen kann somit der Eindeutigkeitsbereich an den Messbereich angepasst werden. Bei der frequenzmodulierten Dauerstrichmethode (FMCW) wird die Frequenz des Lasers über den Zeitraum T_m kontinuierlich um die Frequenzdifferenz Δf_m meist linear verändert (Abb. 2.5). Der Abstand zur Oberfläche bzw. der relative Distanzunterschied von Referenzspiegel und Oberfläche Δd (Abb. 2.4 a)) kann durch den gemessenen Frequenzunterschied Δf_g zwischen Ausgangs und reflektiertem Signal berechnet werden.

$$\Delta d = \frac{\Delta f_g \cdot c \cdot T_m}{2 \cdot \Delta f_m} \quad (2.10)$$

Mit modulierten Abstandssensoren lassen sich somit wie von Coddington et al. (2009) und Fortier und Baumann (2019) beschrieben absolute Abstände im km Bereich mit Submillimeter Genauigkeit messen.

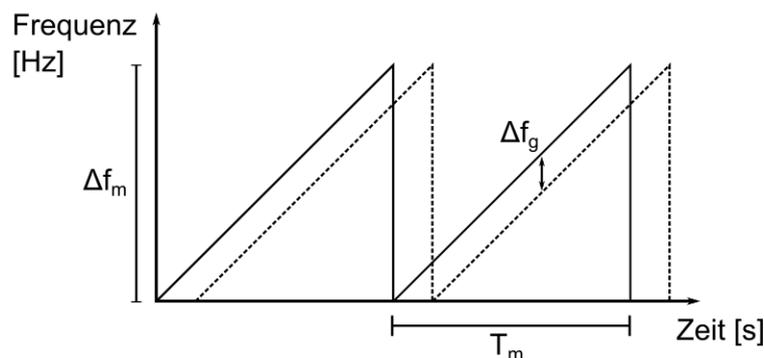


Abbildung 2.5: Der Frequenzverlauf beim FMCW Verfahren über der Zeit. Die durchgezogene Linie ist das Ausgangssignal, die gestrichelte Linie das Reflektierte.

2.2 DONES relevante Spezifikationen

Die für DONES relevanten Spezifikationen ergeben sich aus den in Abschnitt 1 genannten Anforderungen aus dem Betrieb des Lithiumtargets in DONES. Die allgemeinste Formulierung der Messaufgabe ist die optische Messung der Schichtdicke der Lithiumströmung während des Betriebs. Zur Messung der Schichtdicke muss das Messsystem das Oberflächenprofil bzw. den Abstand zur spiegelnden welligen Flüssigmetalloberfläche messen und mit dem Abstand zum Kanalboden verrechnen. Die Messung während des Betriebs erfordert zudem strahlungsbeständige Komponenten. Außerdem muss es möglich sein, das System während des Betriebs automatisch auf den Abstand zur Kanalrückwand zu kalibrieren. Hierfür wird mindestens ein Referenzpunkt auf einer der Seitenwände des Strömungskanals benötigt. Die zu definierenden Spezifikationen sind die Messzeit, der Messabstand, der Messbereich, die vertikale Auflösung, die laterale Auflösung und der Scanbereich, welche in Abb. 2.6 schematisch dargestellt sind. Der Messabstand beschreibt den Abstand vom Messkopf des Sensors zum Messobjekt. Der Messbereich ist je nach Messprinzip als der Bereich definiert in dem das System Abstände messen kann oder der Bereich innerhalb dessen der Abstand zur Oberfläche eindeutig zugeordnet werden kann. Die vertikale Auflösung ist die kleinste vom Sensor detektierbare Abstandsänderung (Δz). In der Ebene senkrecht zum Messstrahl definiert die laterale Auflösung (Δy) je nach Messprinzip den Abstand der Messpunkte in dieser Ebene oder den kleinsten Abstand zweier noch unterscheidbarer Messpunkte.

Das Messsystem muss eine lokale zeitlich stabile Veränderung der Schichtdicke im Bereich von ± 1 mm erkennen. Daher wird eine vertikale Auflösung von $\Delta z < 0,3$ mm vorausgesetzt. Die Oberflächenwellen, welche sich in dieser Größenordnung befinden müssen nicht aufgelöst werden. Aufgrund der welligen spiegelnden Oberfläche muss das System zudem mit kurzen Unterbrechungen des zurück reflektierten Signals zurechtkommen. Der Messabstand ergibt sich aus den möglichen Positionen des optischen Kopfes. Diese befinden

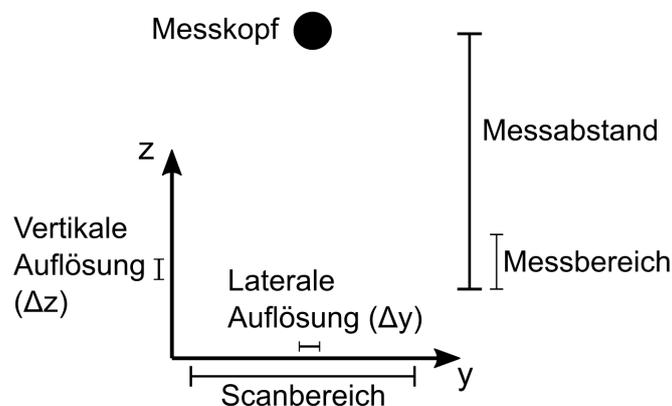


Abbildung 2.6: Skizze zur Darstellung der Spezifikationen des Messsystems.

sich entweder im Target Interface Room (TIR) (Abb. 1.3) bei Messabständen > 8 m oder direkt in der Test Cell (TC). Bei der Positionierung im TIR ergibt sich der Zugang zum Target durch den zweiten, vom Beschleuniger nicht genutzten beam duct. Bei der direkten Platzierung des optischen Kopfes in der TC wird ein optischer Zugang mittels einer optischen Faser benötigt. Der minimale Messabstand ist durch den höheren Neutronenstrom und höhere Wahrscheinlichkeit von Lithiumverschmutzung des Messkopfes begrenzt.

Der minimale Messbereich von 5 mm muss die minimal und maximal zulässige Schichtdicke abdecken. Zusätzlich ist für die genaue Erfassung der Schichtdicke auch ein Referenzmesspunkt notwendig, welcher im Messbereich liegen muss. Damit ergibt sich ein Messbereich von ≈ 120 mm.

Die für die Schichtdickenmessung interessante Fläche ist der 200×50 mm² große Querschnitt des Beschleunigerstrahls auf der Flüssigmetalloberfläche. Hauptursache für die Schichtdickenänderung sind räumlich und zeitlich stabile Wellenstrukturen. Diese haben ihren Ursprung an der Düsenkante und ziehen sich von dort stromab bis in den Auftrittsbereich des Beschleunigerstrahls. Zur Kontrolle der Schichtdicke ist es daher ausreichend ein Oberflächenhöhenprofil entlang der y -Richtung aufzunehmen. Angelehnt an die von Kanemura et al. (2015b) verwendeten Abstände der Messpunkte in y -Richtung wurde eine notwendige laterale Auflösung von $\Delta y < 5$ mm angesetzt.

Falls die minimale definierte Schichtdicke lokal unterschritten wird muss der Beschleuniger in weniger als 2 s abgeschaltet werden, um Schaden an der Kanalrückwand zu verhindern. Daher muss das Messsystem eine Unterschreitung in unter einer Sekunde erkennen. Sollen darüber hinaus die kleinen Oberflächenwellen erfasst werden ist nach dem Abtasttheorem [Beyerer et al. 2016] eine Messzeit von < 100 μ s erforderlich. Dabei wird eine Wellenlänge von $\lambda = 4$ mm [Itoh et al. (1999)] angenommen, die sich mit bis zu 20 m/s durch den Messpunkt bewegt.

Messabstand	> 8 m
Messbereich	≈ 120 mm
Vertikale Auflösung	$< 0,3$ mm
Laterale Auflösung	< 5 mm
Scanbereich	200 mm Linie
Messzeit	\approx ms (Mittlere Dicke), < 2 s (Lokales Minima)

Tabelle 2.1: Spezifikationen des Messsystems.

2.3 Bekannte Messverfahren für Flüssigmetalle

Mit Blick auf die bekannten Spezifikationen werden im folgenden verschiedene Messverfahren und Sensoren vorgestellt, welche potentiell für die Messanwendung in DONES in Frage kommen. Etablierte Flüssigmetallmesstechniken, zur Füllstandmessung, sind in der Arbeit von Slocomb (1967) aufgeführt. Darunter zählen Kontaktsensoren, Schwimmer, Widerstand und induktive Sensoren. Im Zuge der Arbeiten für IFMIF wurden verschiedene Messsysteme unter anderem am EVEDA Lithium Test Loop (ELTL) getestet [H. Kondo et al. (2011)]. Dieser Lithiumkreislauf verfügte über eine Teststrecke mit einer Breite von 100 mm, mit einer ansonsten identischen Kanalgeometrie wie das Target in IFMIF.

Eine Möglichkeit zur Erfassung der Strömung ist, wie in Abb. 2.7 dargestellt, die visuelle Aufnahme mit einer Hochgeschwindigkeitskamera. Dabei können nach Wakai et al. (2016) durch eine kurze Belichtungszeit von $10\ \mu\text{s}$ auch kleine Oberflächenwellen aufgelöst werden. Mit längeren Belichtungszeiten von beispielsweise 2 s mitteln sich die kleinen Oberflächenwellen aus. Übrig bleiben die stabilen Wellenstrukturen (Wakes). Die Form der Wakes ist dabei die Position der größten Wellenberge bzw. Täler im Kanal, die sich in den Bildern als Schattenlinien auf der Oberfläche abbilden.

H. Kondo et al. (2006) verwenden zur Untersuchung der Flüssigmetallströmung stromab der Düse eines horizontalen Kanals Aufnahmen mit einer Belichtungszeit von $20\ \mu\text{s}$. Damit kann eine glatte Oberfläche von periodischen Wellenstrukturen und irregulären 3D Wellen unterschieden werden. Diese drei verschiedenen auftretenden Oberflächenwellenformen

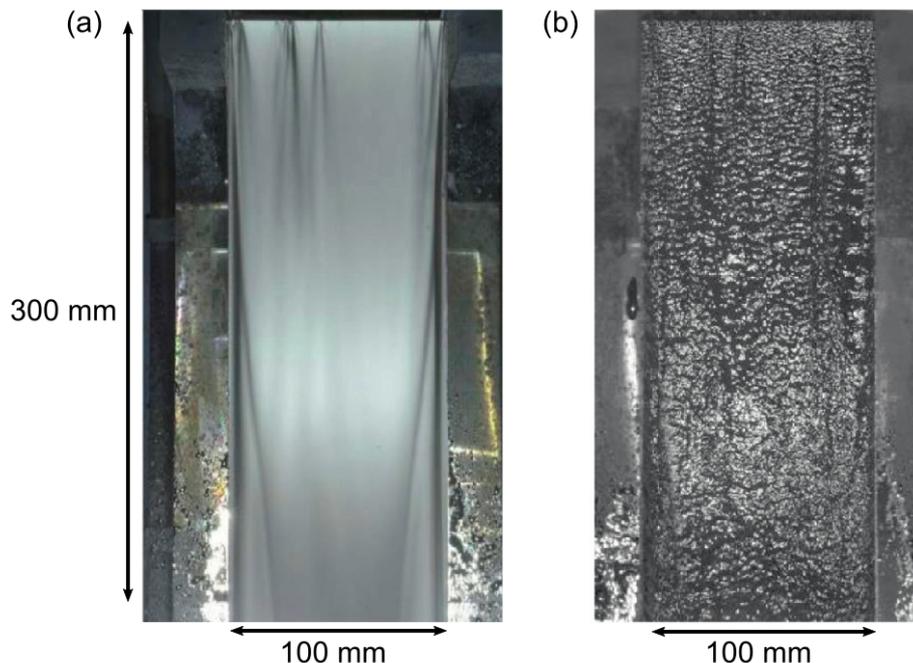


Abbildung 2.7: Aufnahmen der Lithiumströmung im ELTL mit einer Belichtungszeit von 2 s in (a) bzw. $10\ \mu\text{s}$ in (b) [Wakai et al. (2016)].

sind abhängig vom Düsenabstand und von der Strömungsgeschwindigkeit.

Zur Messung der Wellenamplitude wird ein Kontaktsensor wie in Abb. 2.8 dargestellt eingesetzt. Der von Kanemura et al. (2007) beschriebene Messkopf des Kontaktsensors besteht aus zwei Nadeln mit einem Durchmesser von 3 mm (Durchmesser der Spitze $< 0,5$ mm), deren Abstand zum Kanalboden durch vorausgegangene Kalibrierung bekannt ist. Die zwei Messnadeln dienen zur unabhängigen Messung an zwei Positionen im Kanal. Der Messkopf wird schrittweise um 0,1 mm auf die Flüssigmetallströmung abgesenkt [Kanemura et al. (2013)]. Bei Kontakt der Messnadel mit dem Flüssigmetall wird der Stromkreis geschlossen, was als Spannungsabfall gemessen wird. Zur Messung der Oberflächenwellen wird die Frequenz untersucht mit der der Sensor den Kontakt mit dem Flüssigmetall verliert. Der Abstand der Punkte mit erstem Kontakt und beginnendem dauerhaften Kontakt ergibt die Wellenhöhe. Der Sensor wurde für die Messungen am ELTL eingesetzt, da dieser die zuverlässigste Möglichkeit war die Schichtdicke zu messen [Kanemura et al. (2012)]. Entlang der Kanalbreite kann die Messposition durch das Austauschen des Messkopfes umgesetzt werden. Auch von Yoshihashi-Suzuki et al. (2011) und Hvasta et al. (2017) wird ein Kontaktsensor zur Schichtdickenmessung einer Flüssigmetallströmung verwendet. Der Kontaktsensor erfüllt somit die Anforderungen an die Messgenauigkeit. Mit Blick auf die Messzeit erhöht sich diese sowohl durch den notwendigen Höhenscan, als auch durch den notwendige Scan in Querrichtung. Eine weitere Quelle für Messfehler ist die Benetzung der Messspitze mit Lithium, was zu längeren Kontaktzeiten mit dem Lithium und somit zu einer nicht mehr eindeutigen Zuordenbarkeit der Phasengrenzfläche führt [Kanemura et al. (2007)].

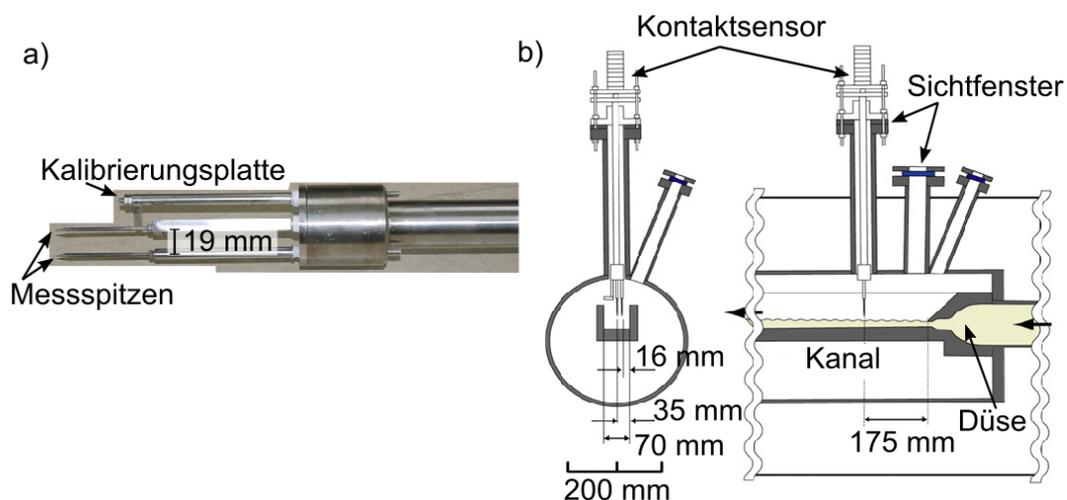


Abbildung 2.8: a) Foto vom Messkopf eines Kontaktsensors. b) Skizze eines in einer Teststrecke eingebauten Kontaktsensors [Kanemura et al. (2013)].

Aufgrund der Nachteile eines Kontaktsensors werden zudem kontaktlose Sensoren in Betracht gezogen. Der Vorteil ist, dass diese nicht mit der chemisch reaktiven und ca. 300 °C warmen Lithiumströmung in Kontakt kommen. Von Kanemura et al. (2014) wird daher ein optischer Abstandssensor, das Optical Comb Absolute Distance Meter untersucht. Dieser verwendet einen modulierten Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm. Aufgrund der Modulation ergibt sich ein Eindeutigkeitsbereich von 5,995 mm. Mit dem Optical Comb Absolute Distance Meter lässt sich auf Wasser eine Messgenauigkeit von 40 μm bei einem Messabstand von 10 m und einer Messzeit von 2 μs pro Messpunkt erreichen [H. Kondo et al. (2018)]. Zur Validierung des Messsystems für die Messung auf einer Lithiumströmung werden sowohl Messungen in einem horizontalen Kanal als auch auf dem zum DONES Target ähnlichen ELTL untersucht. Auf dem horizontalen Lithiumstrom wird von Kanemura et al. (2014) eine Messgenauigkeit von 16 μm bei einem Messabstand von ≈ 500 mm erreicht, was die Randbedingung der definierten Messgenauigkeit erfüllt. Durch die spiegelnde wellige Oberfläche gelangt das Messsignal nicht immer zurück zum Sensor. Um dies auszugleichen wird die Messzeit pro Messpunkt erhöht. Die Oberflächenwellen auf der Lithiumströmung können als sinusförmig angenommen werden. Dadurch kann der Messstrahl auch bei Messungen unter einem Einfallswinkel (Winkel zwischen Flächen normale der Messebene und Messstrahl) größer als 0° zur Messebene senkrecht auf die Oberfläche treffen und wieder zum Sensor zurück gelangen.

Die von H. Kondo et al. (2018) vorgeschlagene Implementierung des Sensors in IFMIF mit den beiden beam ducts als Zugang zum Target ist in Abb. 2.9 dargestellt. An der Beobachtungsstelle 1 im Target Interface Room (TIR) wurde dabei der optische Messkopf mit einem sichtbaren Führungslaser angebracht. Der Zugang zum Target erfolgt durch den sekundären beam duct. An der zweiten Beobachtungsstelle befindet sich eine Hochgeschwindigkeitskamera mit Optik, welche den Führungslaser auf der Lithiumoberfläche über den primären beam duct aufnimmt und so die Position des Messpunktes bestimmt. Das Verwenden der beiden beam duct war in diesem Konzept möglich, da das Messsystem in IFMIF nur bei ausgeschaltetem Beschleunigerstrahl eingesetzt werden soll. Bei der Übertragung dieses Messsystems auf DONES steht nur ein beam duct zur Verfügung. Außerdem können die Sensoren und der Laser nicht im TIR untergebracht werden, da diese nicht für die dort erreichte Strahlendosis ausgelegt sind. Es wird somit ein optischer Zugang z. B. mit einer Glasfaser von einem weiter entfernten Raum in den TIR benötigt.

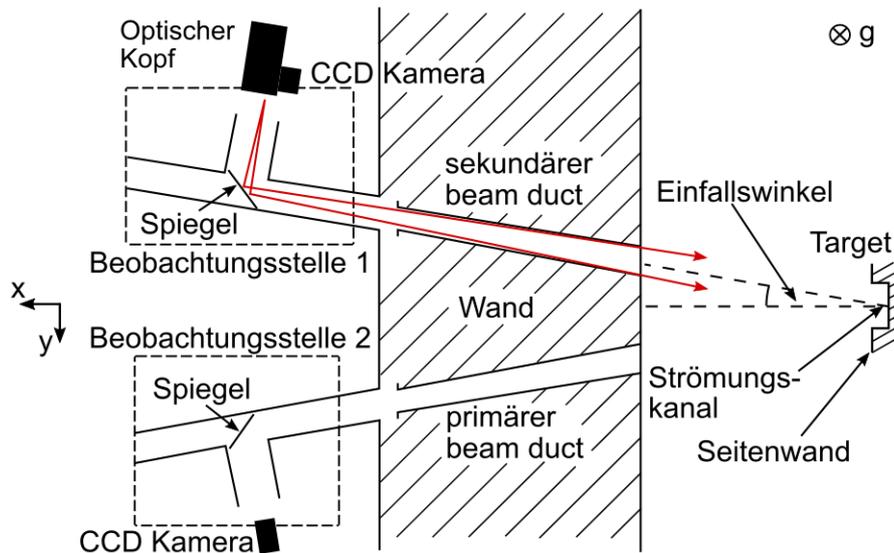


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Implementierung des Optical Comb Absolute Distance Meter in IFMIF nach H. Kondo et al. (2018).

Ein weiteres optisches Messverfahren, welches zur Messung von Oberflächenstrukturen auf einer Flüssigmetallströmung eingesetzt werden kann, ist die Streifenprojektion. Die Streifenprojektion basiert auf dem Messprinzip der Triangulation. Dabei wird meist eine Abfolge von Mustern auf die Oberfläche projiziert und mit der Kamera aus einem anderen Winkel aufgenommen. Durch Unebenheiten der Oberfläche wird das Muster verzerrt. Aus der Verzerrung des Musters kann mit Hilfe geometrischer Verfahren das Oberflächenprofil rekonstruiert werden. H. Kondo et al. (2007) verwenden die Streifenprojektion in einem horizontalen Strömungskanal auf Lithium. Dabei wird ein Streifenmuster mit einem Streifenabstand von 0,1 mm auf das Lithium projiziert. Der Messkopf hat eine Entfernung zur Oberfläche von 473 mm. Um das Problem von spiegelnden Oberflächen zu umgehen wird eine Belichtungszeit von 0,05 s gewählt. Durch die kleinen Oberflächenwellen auf dem spiegelnden flüssigem Lithium entspricht die Oberfläche bei längerer Belichtungszeit einer diffus reflektierenden Oberfläche. Das Messsystem kann erfolgreich Höhenstrukturen von 0,2 mm auflösen.

Auch das Lichtschnittverfahren wird bereits auf Flüssigmetallströmungen angewandt. Beim Lichtschnittverfahren wird eine Laserlinie auf die zu messende Oberfläche projiziert und mit einer Kamera aus einem anderen Winkel aufgenommen. Das Höhenprofil entlang der Linie kann aus der Verzerrung der Laserlinie berechnet werden. Bezogen auf die gestellten Anforderungen erfüllen kommerzielle Lichtschnittsensoren nach Herstellerangaben die geforderte Auflösung. Im Gegensatz zu diskreten Verfahren, in denen der Abstand punktwise ermittelt wird, ermöglichen Schnittverfahren eine instantane Linienerfassung der Oberfläche. Dadurch wird auch die Anforderung an die Messzeit erreicht. Ein Nachteil des Verfahrens ist der begrenzte Messabstand von unter 1 m. In der Arbeit von Yang et al. (2018) wird ein solcher kommerzieller Lichtschnittsensor (KEYENCE LJ-

V7300; blauer Laser $\lambda = 405 \text{ nm}$) verwendet, um die Oberflächenstruktur einer GaInSn-Flüssigmetallströmung zu messen. Der zum Testen des Sensors verwendete Prüfstand ist ein horizontaler Strömungskanal mit einer Breite von 60 mm und einer Länge von 800 mm. Die Filmdicke des GaInSn-Stroms kann zwischen 0–10 mm variiert werden. Der angesprochene Lichtschnittsensor misst das Höhenprofil entlang einer 40 mm langen Linie, welche senkrecht zur Strömungsrichtung und 300 mm stromab der Düse liegt. Die erreichte zeitliche Auflösung liegt bei 1 kHz und die räumliche Auflösung bei 0,5 mm. Die erhaltene Standardabweichung der Höhenprofilmessung beträgt 0,0238 mm. Auch Narula et al. (2005) und Hvasta et al. (2018) verwenden das Lichtschnittverfahren zur Messung der Schichtdicke von Flüssigmetallströmungen, wobei hier keine weiteren Angaben zur Standardabweichung, Messabstand und sonstigen Messparametern genannt sind. Die erfolgreiche Messung der Schichtdicke mit dem Lichtschnittverfahren ist, wie von Hvasta et al. (2020) beschrieben, stark abhängig von Oxiden auf der Flüssigmetalloberfläche. Diese Oxide sorgen für eine diffuse Reflexion von der Oberfläche, was die Messung begünstigt bzw. erst ermöglicht.

Ein weiterer Sensor basierend auf dem Triangulationsverfahren ist die Double Layer Projection (DLP), welche für die Messung von spiegelnden Oberflächen und insbesondere Flüssigmetallen optimiert wurde [Hillenbrand (2008)]. Bei dem angesprochenen Verfahren wird, wie in Abb. 2.10 dargestellt, ein Laserstrahl durch eine Glasplatten auf die Oberfläche des Messobjekts gerichtet. Der reflektierte Strahl passiert wiederum die Platten. Eine Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet die Glasplatten und nimmt die vier sichtbaren Schnittpunkte des Laserstrahls mit der Oberfläche der Glasplatte auf. Aus den so erhaltenen vier Punkten im Raum lässt sich der Punkt auf der Oberfläche an dem der Strahl reflektiert wird bestimmen. Die DLP wurde erfolgreich zur Vermessung des hydraulischen Sprungs einer GaInSn-Strömung eingesetzt. Die Voraussetzung für den Einsatz des

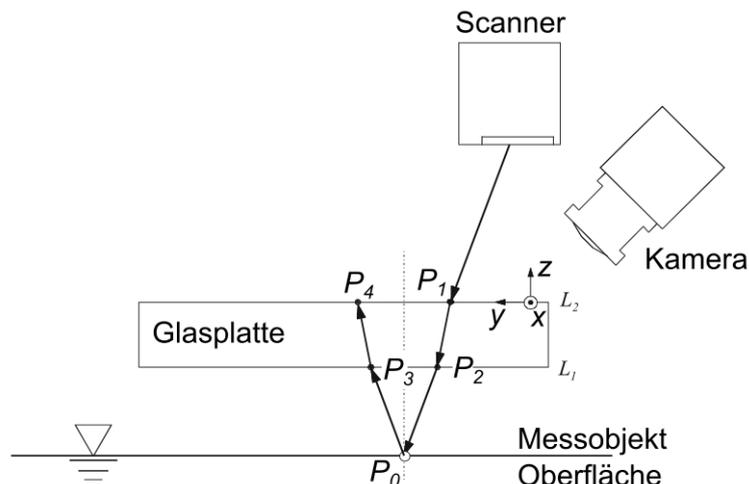


Abbildung 2.10: Skizze zur Funktionsweise des DLP Messverfahrens nach Hillenbrand et al. (2012).

Verfahrens ist die genaue Kenntnis der Lage der Glasplatte, welche viel größer sein muss als die zu vermessende Fläche. Der Abstand der unteren Platte zur Oberfläche beträgt in der Arbeit von Hillenbrand (2008) 60 mm. Die Standardabweichung der Höhenmessung ist auf einer festen spiegelnden Oberfläche 0,34 mm.

Buchenau et al. (2011) beschreibt die Abstandsmessung zu einer turbulenten Flüssigmetallströmung mit freier Oberfläche mittels eines LIDAR Sensors. Diese sind üblicherweise für die Messung auf diffus reflektierenden Oberflächen ausgelegt. Im Fall der gemessenen turbulenten Oberfläche war der Messpunkt eine Größenordnung größer als die turbulenten Strukturen auf der Oberfläche. Damit verhielt sich die Flüssigmetalloberfläche wie eine diffus reflektierende Oberfläche. Die vom Sensor erzielte Messgenauigkeit auf diffusen Oberflächen kann somit auch auf Flüssigmetall erreicht werden.

2.4 Potentielle Messsysteme zur Schichtdickenmessung

Weitere Sensoren, welche für die optische Messung der Flüssigmetalloberfläche in Frage kommen, sind chromatisch konfokale Sensoren und das ITER in vessel viewing system (IVVS).

Das Messprinzip chromatisch konfokaler Sensoren ist in Abschnitt 2.1.3 beschrieben. Nach Herstellerangaben messen chromatisch konfokale Sensoren weitgehend unabhängig von der Reflektivität der Oberfläche. Sie können somit auf spiegelnden Oberflächen eingesetzt werden. Häufig wird mit ihnen auch durchsichtiges Material wie Glas vermessen, da hier durch die Reflexion an den beiden Grenzflächen die Dicke des Materials bestimmt werden kann. Beispielhafte Spezifikationen auf Glas eines kommerziellen Messkopfes sind ein Messbereich von 28 mm bei einem Messabstand von 220 mm (Sensorsystem confocalDT [*Micro-Epsilon* 2021]). Ein weiterer Vorteil ist, dass diese Systeme schon einen vom eigentlichen Sensor entkoppelten Messkopf haben, welche mit einer optischen Faser verbunden sind. Somit ist eine weiter entfernte Platzierung des eigentlichen Sensors und dessen Elektronik vom Messobjekt möglich.

Das IVVS ist ein optisches Messsystem zur Vermessung der ersten Wand im International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER) [Obara et al. (1994), Dubus et al. (2014)]. Ziel des Systems sind Aufnahmen der ersten Wand und das Vermessen dieser im sub-Millimeter Bereich [Coletti et al. (2003)]. Begonnen wurde mit der Entwicklung des Sensors um das Jahr 2000. Die Spezifikationen für das Messsystem haben Ähnlichkeiten zu denen für das Messsystem in DONES. Die Messgenauigkeit sollte 0,3–0,5 mm bei einem Abstand von 1–15 m betragen [Neri et al. (2002)]. Die Randbedingungen mit denen das System zurechtkommen muss sind Vakuum und eine akkumulierte totale Dosis von 10 MGy [Neri et al. (2011)]. Zum Erreichen der vorgegebenen Messspezifikationen wurde von Siegel et al. (2019) ein absoluter Abstandssensor basierend auf Frequenzmodulation

und Amplitudenmodulation vorgestellt. Die Intensität und Phasenverschiebung des reflektierten Strahls wird gleichzeitig gemessen. Aus der Intensität wird ein Bild erzeugt und mit der gemessenen Phasenverschiebung wird der Abstand ermittelt. Nach Neri et al. (2007) liegt die Aufnahmezeit pro Pixel bei $40\ \mu\text{s}$. Der Sensor verwendet eine Wellenlänge von $1550\ \text{nm}$ und ist auf einen Messabstand von $0,5\text{--}10\ \text{m}$ optimiert. Außerdem wird hier die Trennung des optischen Kopfes von der Laserquelle und dem Detektor durch optische Fasern mit einer Länge von bis zu $200\ \text{m}$ realisiert. Für das frequenzmodulierte Messsystem wurden ausschließlich single mode Fasern verwendet. Durch das Verwenden der optischen Faser kann der Detektor und die Laserquelle außerhalb von bestrahlten Bereichen platziert werden. Die Testmessungen in einer Laborumgebung zeigten, dass das beschriebene Messsystem die Spezifikationen für Messgenauigkeit und Abstand erfüllten [Neri et al. (2005), Pollastrone et al. (2014), Pollastrone und Neri (2015)].

2.5 Bewertung der Messsysteme mit Blick auf DONES

Bis hierher wurden mögliche Messsysteme vorgestellt, die entweder die Erfassung von Flüssigmetalloberflächen demonstriert haben oder sich potentiell hierfür eignen. Diese sind Kontaktsensoren, Bildauswertung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera, Triangulation (Streifenprojektion, Lichtschnitt und Double Layer Projection), chromatisch konfokale Sensoren, der Optical Comb Absolute Distance Meter und das IVVS. Im Folgenden werden die Messsysteme auf ihre Anwendbarkeit zur Messung einer Flüssigmetalloberfläche für den Einsatz in DONES bewertet.

Kontaktsensoren werden erfolgreich zur Messung von Oberflächenwellen und Schichtdicken in Flüssigmetallströmungen eingesetzt. Nachteilig bei diesem Sensor sind mögliche Messfehler aufgrund von an der Messspitze angeheftetem Lithium. Außerdem ist die Messzeit aufgrund des notwendigen Scans entlang der Kanalbreite und des benötigten schrittweise anfahrens der Natrium Oberfläche relativ ausgedehnt. Bei der Anwendung in DONES kann der Sensor nicht den Bereich im Auftreffpunkt des Beschleunigerstrahls messen. Bei Messungen stromauf kann es aufgrund des Kontakts mit der Strömung zu einem Einfluss des Sensors auf das Oberflächenprofil kommen. Zudem wäre der Sensor durch die Platzierung in der Test Cell (TC) einem erheblichen Neutronenfluss ausgesetzt.

Die reine optische Erfassung der Strömung mittels Kameras kann bei ausreichender Beleuchtung das Vorhandensein von Wakes erkennen. Die Messung der Schichtdicke mit der vorgegebenen Auflösung ist damit nicht möglich. Dennoch kann die optische Erfassung der Strömung mittels Kameras dazu dienen, die eigentliche Schichtdickenmessung auf die von Wakes beeinflussten Bereiche zu beschränken. Darüber hinaus gilt es zu untersuchen ob sich kritische Oberflächenstrukturen, welche die Schichtdicke über den Toleranzbereich hinaus verändern, von unkritischen Strukturen, welche im definierten Toleranzbereich der

Variation der Schichtdicken bleiben, mittels Bildauswertung unterscheiden lassen.

In der Kategorie der Triangulationsverfahren wurden in der Vergangenheit Streifenprojektion, Lichtschnitt und DLP untersucht. Dabei ist das Lichtschnittverfahren für die betrachtete Anwendung das aussichtsreichste. Mit dem Streifenprojektionsverfahren wird gezeigt, dass aktive Triangulation mit ausreichender Messgenauigkeit auf Flüssigmetalloberflächen möglich ist. Damit gilt es allerdings noch zu zeigen, ob dies auch für das Lichtschnittverfahren gilt. Ein Vorteil des Lichtschnittverfahrens ist die direkte Messung des Höhenprofils entlang einer Linie auf der Oberfläche, wodurch kein Scan entlang der Breite notwendig ist. Für die spätere Anwendung in DONES muss bedacht werden, dass Laser und Lichtsensor nicht in der TC platziert werden können. Damit müsste ein optischer Messkopf entwickelt werden, der den Laserstrahl von außerhalb der Test Cell in eine optische Faser einkoppelt und das Bildsignal über eine weitere optische Faser aus der Test Cell zurück leitet. Schon vorhandene Streifenprojektionsverfahren bzw. Lichtschnittverfahren über eine Faseroptik messen dabei nur sehr kleine Flächen von wenigen Quadratmillimetern bei kleinen Messabständen von wenigen Zentimeter in meist schwer zugänglichen Bereichen von Maschinen [Elazar et al. (2002), Willsch et al. (2015)].

Messverfahren aus der Kategorie der reinen Time of Flight Verfahren eignen sich eher nicht zur Messung des Höhenprofils der Lithiumströmung. Die mögliche Genauigkeit der Höhenmessung mit diesem Verfahren liegt im Millimeterbereich und erfüllt somit nicht die derzeit geforderte Messgenauigkeit.

Die in der Literatur für die Messung der Lithiumoberfläche am weitesten fortgeschrittene Messmethode ist die „Laser probe“ Methode (Optical Comb Absolute Distance Meter). Sie gehört zur Kategorie der Mehrwellenlängeninterferometer. Mit diesem kann der benötigte Abstand und die gewünschte Messgenauigkeit erreicht werden. Ein Nachteil des Messverfahrens ist allerdings, dass es sich nur um eine punktuelle Messung handelt. Der damit erforderliche Scan der Oberfläche führt zusammen mit der benötigten längeren Aufnahmezeit einer Messung zu einer Messzeit von mehr als 1 s. Damit ist es nicht schnell genug möglich plötzliche Änderungen der Filmhöhe zu detektieren.

Zur Verwendung des Messsystems in DONES ist es daher notwendig die Messzeit des Verfahrens zu verkürzen. Mögliche Ansatzpunkte sind Messungen entlang einer Linie statt der gesamten Fläche des Auftreffpunktes des Deuteronenstrahls, die Vergrößerung des Messpunktabstandes und die Vergrößerung des Messpunktdurchmessers. Durch die Reduzierung des Messbereichs auf eine Linie in Querrichtung verringert sich die Messzeit auf ca. 6 s (ausgegangen wurde von 60 s die von Kanemura et al. (2015a) angegeben wurden). Eine Vergrößerung des Abstands der Messpunkte von den erwähnten 5 mm ist problematisch, da dadurch Wakes mit einer Breite von 10 mm nicht unbedingt mehr aufgelöst werden. Die Messzeit ließe sich damit nur etwa halbieren. Der dritte Ansatz, den Messpunkt zu vergrößern, dient dazu die Frequenz mit der Messsignale wieder zurück zum Sensor

kommen, zu vergrößern. Im besten Fall ist der Messpunkt größer als die Wellenlänge der Oberflächenwellen, wodurch sich die spiegelnde Oberfläche wie eine diffus reflektierende Oberfläche verhält, da das einfallende Licht in alle Richtungen reflektiert wird [Buchenau et al. (2011)]. Durch die somit mögliche Reduzierung der Aufnahmezeit jedes Messpunktes könnte die Messzeit entlang einer Linie wahrscheinlich unter 1 s gebracht werden. Ob die damit verbundene Reduzierung der zum Sensor reflektierten Intensität ausreicht, muss validiert werden.

Auch das IVVS ist ein punktueller Sensor, welcher auf einem ähnlichen Messverfahren wie die „Laser probe“ Methode beruht. Scaneinheit und Entkopplung des optischen Kopfes von der Laserquelle und dem Detektor sind hier bereits umgesetzt. Der Sensor ist für Messungen auf überwiegend diffus reflektierenden Oberflächen ausgelegt, wodurch die Möglichkeit der Messung auf reflektierenden Oberflächen noch überprüft werden muss.

Ein weiteres mögliches Messsystem ist die chromatisch konfokale Messung. Der Vorteil dabei ist, dass diese die Messgenauigkeit erfüllt und es ein System ist, bei dem der optische Messkopf und der Sensor entkoppelt und über eine optische Faser verbunden sind. Wie bei der Triangulation ist der Messabstand mit wenigen Dezimetern relativ gering. Eine weitere offene Frage ist die Umsetzung einer Scaneinheit, wodurch wie bei der „Laser probe“ Messung die Messgeschwindigkeit zum Scan entlang der Kanalbreite kritisch werden kann.

Tabelle 2.2 fasst die Spezifikationen der verschiedenen vorgestellten Messprinzipien zusammen. Die eingetragenen Werte sind im Fall der Triangulation und chromatisch konfokalen Sensoren aus Angaben verschiedener Sensorhersteller zusammengefasst. Für den „Laser probe“ Sensor und das IVVS sind die Werte aus den entsprechenden im Abschnitt genannten Veröffentlichungen entnommen.

	Triangulation	Chrom. Konfokal	„Laser probe“	IVVS
Messabstand	$\approx 0,5$ m	< 220 mm	10 m	1 – 10 m
Messbereich	≈ 400 mm	< 30 mm	5,995 mm	1 – 10 m
Vert. Auflösung	$< 0,3$ mm	< 2 μ m	16 μ m	0,3 – 0,5 mm
Lat. Auflösung	$< 0,5$ mm	Punkt	Punkt	$< 0,5$ mm
Messzeit	≈ 170 μ s	100 – 1000 μ s	2 μ s	40 μ s

Tabelle 2.2: Auflistung der Limitierungen bzw. Sensor Charakteristika der betrachteten optischen Messprinzipien und Systeme.

3 Validierung ausgewählter optischer Messverfahren

Die für diese Arbeit ausgewählten Sensoren sind Lichtschnittsensoren, ein chromatisch konfokaler Sensor (Keyence CL-3000 mit CL-P070 Messkopf [KEYENCE (2021)]) und ein Laserradar (ATS600 von HEXAGON 2021). Zur Validierung der ausgewählten Messverfahren werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit einerseits experimentelle Messungen auf festen spiegelnden Oberflächen, sowie dem Flüssigmetall GaInSn durchgeführt. Zusätzlich werden auch simulierte Messungen auf einer welligen spiegelnden Oberfläche mit der Software Blender durchgeführt. Im Folgenden werden die verwendeten Modelle beschrieben und die Ergebnisse der Messungen diskutiert.

3.1 Verwendete Modelloberflächen

3.1.1 Feste Modelloberfläche

Im ersten Schritt werden die verschiedenen Messsysteme auf statisch festen spiegelnden Oberflächen mit definierten Profilen getestet. Hierbei kommt zunächst ein mit Alufolie überzogenes 3D gedrucktes Modell aus Kunststoff (Polyactide (PLA)) zum Einsatz (Abb. 3.1 (a)). Die Oberfläche dieses Modells entspricht Strömungssimulationen zu der Welligkeit der Lithiumoberfläche aus einer horizontalen Strömung. Zusätzlich zu diesen kleinen Oberflächenwellen ist ein mögliches Wake Profil mit einer in x -Richtung ansteigenden Tiefe von 0–2,5 mm auf der Oberfläche aufgebracht. In Abb. 3.1(b) ist die Profillinie in y -Richtung an drei x -Positionen dargestellt.

Weitere feste Modelloberflächen sind metallische Spiegel und das von Hillenbrand (2008) verwendete Referenzobjekt. Letzteres hat eine metallisch spiegelnde Oberfläche mit ringförmig nach innen steiler werdenden Flanken (Abb. 3.2). Damit kann der Einfluss der

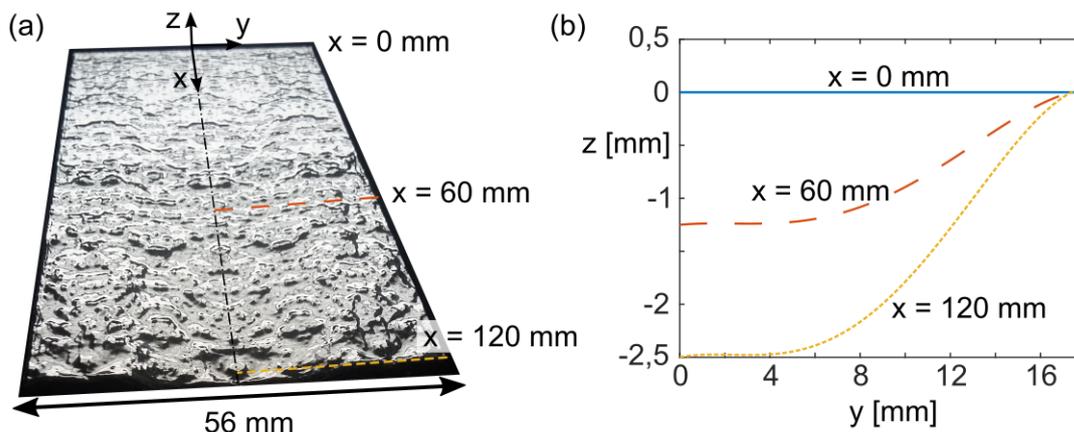


Abbildung 3.1: (a) Foto der Oberfläche des 3D gedruckten Modells. (b) Profillinien des auf die Oberfläche aufgetragenen Profils in y -Richtung an drei verschiedenen x -Positionen.

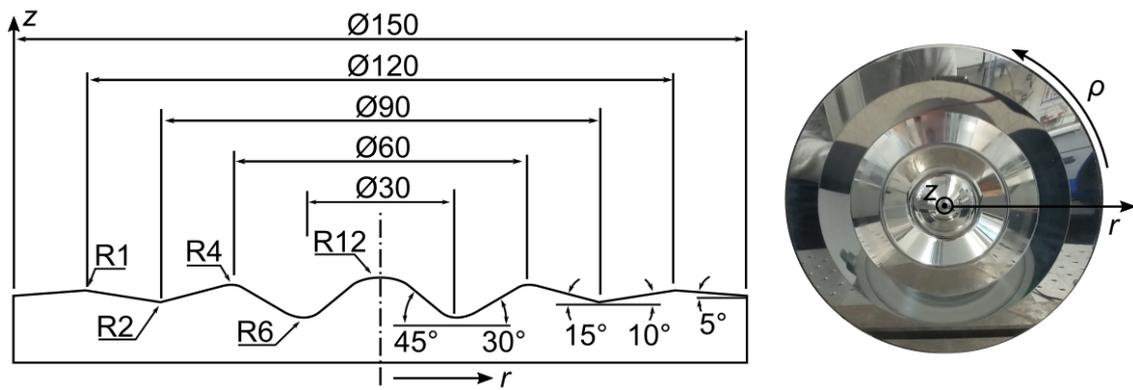


Abbildung 3.2: Querschnittsskizze und Foto des Referenzobjekts von Hillenbrand (2008).

Oberflächenkrümmung auf das Messergebnis untersucht werden.

3.1.2 Modelloberfläche GaInSn

Im nächsten Schritt wird Galinstan (GaInSn) als Modelloberfläche verwendet. Diese Legierung aus Gallium, Indium und Zinn ist bei Raumtemperatur flüssig und eignet sich aufgrund der im Vergleich zu Quecksilber, Natrium oder Lithium geringen Toxizität und Reaktivität als Modellflüssigmetall [Plevachuk et al. (2014)]. Für die Messungen auf der Flüssigmetalloberfläche wird eine $90 \times 140 \text{ mm}^2$ große Plexiglasschale verwendet (Abb. 3.4). Am Rand der Schale ist ein Exzentermotor befestigt, womit über die Behälterwände Oberflächenwellen angeregt werden. Die ruhende Flüssigmetalloberfläche an Luft bildet nach einiger Zeit einen deutlichen Oxidfilm aus. Dieser Oxidfilm reflektiert das Licht diffus, was die Messergebnisse der optischen Sensoren begünstigt [Yang et al. (2018)]. Zur besseren Repräsentation der Lithiumoberfläche in DONES werden die Oxide von der Oberfläche abgestrichen. Mit dem verwendeten GaInSn Modell kann untersucht werden, ob verschiedene optische Sensoren eine wellige spiegelnde Flüssigmetalloberfläche erfassen können.

3.2 Messreihe mit ausgewähltem Sensor

Die ersten Messungen von kommerziellen Sensoren aus den Bereichen Lichtschnitt, chromatische konfokal und Laser Radar auf dem vorgestellten 3D gedruckten festen Modell (Abb. 3.1) dienen zunächst zur Einordnung von Messgenauigkeit, Messabstand und Messzeit. Alle drei Sensoren konnten den modellierten Wake auf der Oberfläche des Modells mit den von den Herstellern angegebenen Genauigkeiten auflösen. Unterschiede zu Messungen auf diffusen Oberflächen treten keine auf, was auch dafür spricht, dass die Oberfläche des 3D gedruckten Modells noch recht stark diffus reflektiert. Bei den Messungen auf metallischen Spiegeln konnte mit dem Lichtschnittsensor kein Signal mehr erfasst werden. Der chromatisch konfokale Sensor konnte die oxidfreie Flüssigmetalloberfläche aufnehmen. Die

Messreihe des Laserradars wird im Folgenden detaillierter vorgestellt.

3.2.1 Messaufbau für Messungen mit dem Laser Radar ATS600

In diesem Kapitel werden die verwendeten Messaufbauten zur Untersuchung des ATS600 vorgestellt. Abb. 3.3 zeigt eine Skizze der drei verwendeten Messpositionen A, B und C. Die verwendeten Testobjekte sind feste metallisch spiegelnde Oberflächen, sowie das Flüssigmetall GaInSn. Letzteres wurde auf Messposition B und C über einen Spiegel vermessen um einen möglichst kleinen Einfallswinkel auf die Oberfläche zu realisieren. Der Einfallswinkel ist in diesem Fall der Winkel zwischen dem Messstrahl und der Flächennormalen der ruhenden Flüssigmetalloberfläche. Im Fall der Messungen auf Messposition C wird die zu vermessende GaInSn Oberfläche auf dem Boden einer Handschuhbox platziert. In der Handschuhbox befindet sich eine Argon Atmosphäre, welche zum Zeitpunkt der Messungen eine Sauerstoffkonzentration von < 5 ppm und eine Wasserkonzentration von < 1 ppm hat. Der Messstrahl des Sensors geht durch die Frontscheibe der Handschuhbox und wird über einen Spiegel auf die GaInSn Oberfläche umgelenkt. Somit ist der Messaufbau vergleichbar zur Implementierung in DONES, wo auch ein Spiegel im „beam duct“ den Messstrahl auf die Lithiumströmung umlenken soll. Die untersuchten Messabstände liegen bei den Messungen auf GaInSn bei 4 m und 7 m. Mit dem an der Schale mit GaInSn angebrachten Vibrationsmotor können Oberflächenwellen angeregt werden. Abb. 3.4 zeigt die wellige GaInSn Oberfläche aus den Versuchen im Vergleich zur glatten Oberfläche. Das Bild der glatten Oberfläche verdeutlicht nochmal die spiegelnde Flüssigmetalloberfläche, welche nach dem Entfernen der Oxidschicht vorhanden ist.

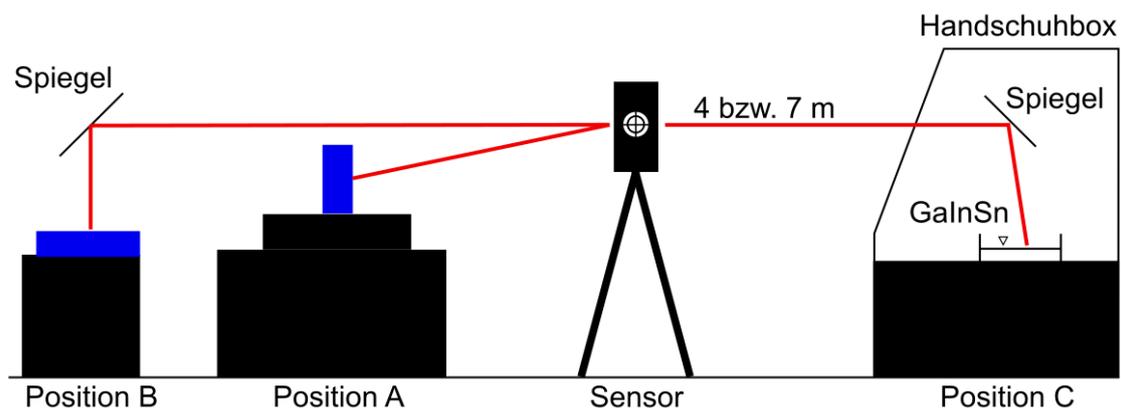


Abbildung 3.3: Skizze der drei verwendeten Messpositionen. Links des Sensors die Aufbauten in Luft und rechts der Aufbau in der Handsuhbox.

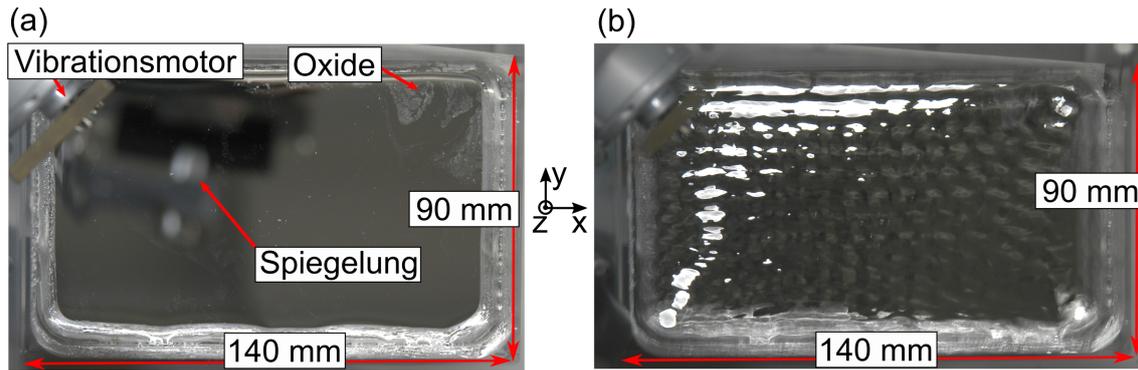


Abbildung 3.4: (a) Foto der glatten GaInSn Oberfläche. (b) Foto der welligen GaInSn Oberfläche. Beide Bilder betrachten die Oberfläche über den in der Handschuhbox angebrachten Spiegel.

3.2.2 Durchführung und Ergebnis der ATS600 Testmessungen

Zur Klärung der Frage ob der Sensor eine wellige spiegelnde Flüssigmetalloberfläche aufnehmen kann werden zunächst Testmessungen auf metallisch spiegelnden Oberflächen durchgeführt. Im ersten Schritt wird ein Metallspiegel bei verschiedenen Einfallswinkeln untersucht. Bei großen Einfallswinkeln wird die Spiegelung in der Oberfläche aufgenommen. Um den Einfallswinkel abzuschätzen ab dem eine spiegelnde Metalloberfläche noch aufgenommen werden kann, werden Testmessungen auf dem Referenzobjekt von Hillenbrand et al. (2012) (Abb. 3.2) auf Messposition A (Abb. 3.3) durchgeführt. In der erhaltenen Punktwolke sind die drei äußeren Flanken deutlich zu erkennen, wohingegen die inneren beiden nicht aufgenommen werden. Daraus wird geschlossen, dass der Sensor die spiegelnde Oberfläche bis $\approx 15^\circ$ aufnehmen kann. Im nächsten Schritt wird das Flüssigmetall GaInSn als Referenzobjekt verwendet. Um bei den Messungen einen kleinen Einfallswinkel umsetzen zu können wird die Oberfläche über einen Spiegel auf Messposition B vermessen. Dies ist solange möglich wie der Einfallswinkel auf den Spiegel groß genug ist. Die eigentliche Oberfläche von GaInSn ist bei diesen Messungen an Luft mit Oxiden bedeckt. Die Abstandsmessung auf die Oxidschicht ist möglich. Die erhaltene Punktwolke ist vergleichbar zur Messung auf einer diffus reflektierenden Oberfläche. Nach Entfernen der Oxidschicht bleibt die Oberfläche mehrere Minuten oxidfreie. Die Messungen auf GaInSn ohne Oxide ergeben allerdings keine Messpunkte auf der Flüssigmetalloberfläche. Stattdessen werden stark gestreute Punkte ohne erkenntliche Referenz im Messbereich (Streupunkte) und Objekte in der Spiegelung aufgenommen. Somit ist die glatte spiegelnde GaInSn Oberfläche nicht detektierbar. Im Vergleich zu der glatten GaInSn Oberfläche ist die Lithiumströmung in DONES von kleinen Oberflächenwellen bedeckt [Kanemura et al. (2014), H. Kondo et al. (2017)]. Aufgrund dieser Wellen wird angenommen, dass es möglich wird die Oberfläche zu detektieren, selbst wenn eine Messung auf der glatten spiegelnden Oberfläche nicht möglich ist. Um dies zu prüfen, werden mittels des an der

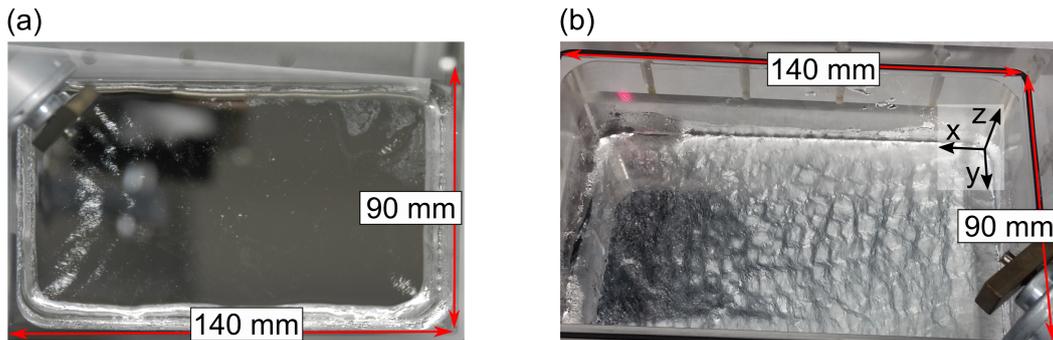


Abbildung 3.5: (a) Foto der GaInSn Oberfläche in Argon Atmosphäre nach Wellenanregung. (b) Foto der GaInSn Oberfläche an Luft nach Wellenanregung.

Schale angebrachten Vibrationsmotors Wellen auf der GaInSn Oberfläche angeregt. Die auf dieser welligen Oberfläche durchgeführten Messungen ergeben eine der Oberfläche entsprechende Punktwolke. Allerdings bildet sich durch das Anregen der Wellen fast direkt ein neuer Oxidfilm aus. Die glatte Oberfläche kann durch diesen Oxidfilm auch nach dem Anregen der Wellen wieder detektiert werden. Es ist somit nicht möglich den Einfluss der Oberflächenwellen von dem sich aufbauenden Oxidfilm zu trennen.

Um den Einfluss von Oberflächenwellen auf die Messung einer oxidfreien welligen Flüssigmetalloberfläche zu bestimmen wird im Fall der Messposition C (Abb. 3.3) die Schale mit GaInSn in einer Handschuhbox mit Argon Atmosphäre platziert. Wie in Abb. 3.5 dargestellt kann somit die Oxidbildung nach der Wellenanregung deutlich reduziert werden. In der Argon Atmosphäre behält das GaInSn auch nach dem Anregen der Wellen eine großteils oxidfreie Oberfläche bei.

Mit der Platzierung der Modelloberfläche in einer Handschuhbox muss zunächst sichergestellt werden, welchen Einfluss das Messen durch die Frontscheibe der Handschuhbox und über den Spiegel auf das Messergebnis hat. Hierfür wird eine etwa $94 \times 36 \text{ mm}^2$ große Fläche auf dem Handschuhboxboden, sowie auf der Oberfläche einer bzw. zweier jeweils 5,2 mm dicken Kunststoffplatten bei einem Messabstand von $\approx 4,3 \text{ m}$ gemessen. Die drei erhaltenen Punktwolken dieser diffus reflektierenden Flächen sind in Abb. 3.6 dargestellt. Zur Auswertung der drei Punktwolken wird zunächst in die Punktwolke des Handschuhboxbodens eine Ebene mit möglichst kleiner Standardabweichung gelegt und als x-y-Ebene mit $z = 0 \text{ mm}$ definiert. Der gemessene Versatz der beiden anderen Punktwolken liegt bei 5,3 mm und 10,5 mm. Die Standardabweichung der Messungen liegt bei 0,11 mm. Somit kann davon ausgegangen werden, dass der Sensor den Messbereich durch die Scheibe der Handschuhbox und über den Spiegel mit ausreichender Genauigkeit aufnimmt. Zudem dienen diese Messungen als Referenz für die Messungen der welligen GaInSn Oberfläche.

Wie zuvor beschrieben kann der Einfluss der Oberflächenwellen auf das Messergebnis in

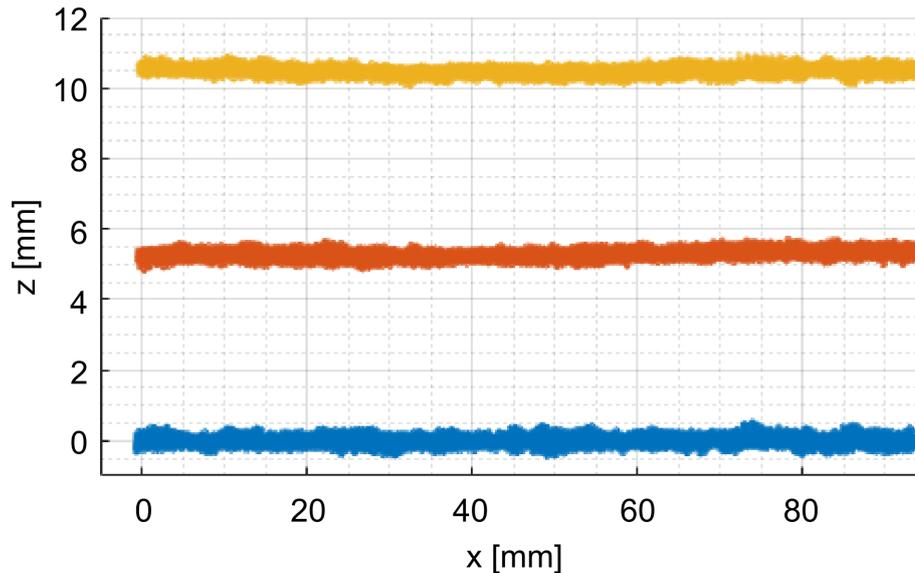


Abbildung 3.6: Seitenansicht auf die gemessenen 3D Punktwolken. Der gemessene Versatz zwischen der Referenzebene (x-y-Ebene) am Handschuhboxboden beträgt 5,3 mm und 10,5 mm. Die Standardabweichung der Punktwolken liegt bei 0,11 mm.

normaler Luftatmosphäre nicht bestimmt werden. Um die sich bildenden Oxide als Ursache für die erfolgreiche Messung auszuschließen, wird unter Argon-Atmosphäre abwechselnd auf welliger und glatter Oberfläche eine Fläche von $94 \times 36 \text{ mm}^2$ aufgenommen. Die Messungen der glatten Flüssigmetalloberfläche ergeben keine Punktwolke der Oberfläche. Die aufgenommenen Punktwolken sind stark gestreut und können vereinzelt Objekten in der Spiegelung zugeordnet werden. Trotz geringer Sauerstoffkonzentration von $< 5 \text{ ppm}$ in der Handschuhbox bilden sich nach mehr-minütiger Anregung von Oberflächenwellen lokal Oxide aus (Abb. 3.5). Diese sind in der ausgegebenen Punktwolke als Bereich mit starker Streuung sichtbar. Im Gegensatz zu den Messungen an Luft reicht der sich aufbauende Oxidfilm allerdings nicht aus um die Oberfläche zu detektieren. Im Vergleich dazu kann die Punktwolke der welligen Oberfläche aufgenommen werden (Abb. 3.7). Zur Eingrenzung des Bereichs und Reduzierung der am stärksten gestreuten Punkte wird mittels der vom Sensor detektierten Intensität des reflektierten Signals ein Schwellenwert definiert. Nur Werte deren, Intensität oberhalb des Schwellenwertes liegen werden als gültige Messungen definiert. Dadurch können stark gestreute Punkte herausgefiltert werden.

Zur Einordnung der Punktwolke auf welligem GaInSn wird, wie im Fall der Messungen der Referenzebenen, die GaInSn Schale mittels Kunststoffplatten jeweils um 5,2 mm aufgebockt. Die somit aufgenommenen drei Ebenen sind in Abb. 3.7 deutlich erkennbar. Der gemessene Versatz zwischen erster und zweiter Ebene beträgt 5,2 mm. Der Abstand zwischen erster und dritter Ebene beträgt 10,4 mm. Die Standardabweichung liegt in allen drei Fällen bei 0,79 mm. Durch das Verwenden des 5 %-gestutzten Mittelwerts [Hedderich (2020)], bei dem zur Berechnung des arithmetischen Mittelwertes 5 % der größten und

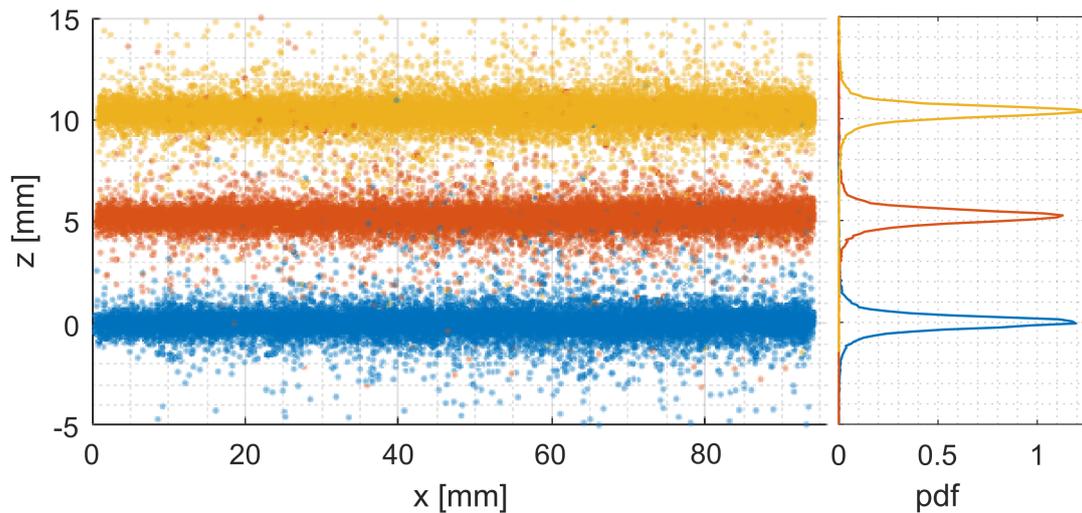


Abbildung 3.7: Links die Punktwolken auf welligem GaInSn auf drei Niveaus mit dem Intensitätswert bereinigt. Die gemessenen Mittelwerte der Stufen sind 5,2 mm und 10,4 mm. Die Standardabweichung liegt bei 0,79 mm. Rechts daneben ist die daraus geschätzte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (pdf) der Punktverteilung dargestellt.

kleinsten z -Werte nicht berücksichtigt werden, reduzierte sich die Standardabweichung auf 0,33 mm.

Bis hierhin wurde die Welligkeit so eingestellt, dass die Oberfläche detektiert werden konnte. Ob der Sensor ein genügend großes Signal von der Oberfläche erhält hängt vom Einfallswinkel des Messstrahls und der Welligkeit (Wellenlängen-Amplitudenverhältnis) der Oberfläche ab. Letztere kann mittels der Motorendrehzahl in der Größenordnung von 100 U/min variiert werden. Bei minimaler Motorendrehzahl wird die Oberfläche nicht detektiert. Die Punktwolke ist sehr stark um die eigentliche Ebene gestreut. Außerdem sind einige Bereiche der Oberfläche für den Sensor ein Spiegel, heißt in der Oberfläche reflektierte Objekte werden aufgenommen. Bei etwas größeren Motorendrehzahlen lässt sich in der Punktwolke eine Ebene erkennen, allerdings können die Streupunkte nicht von den restlichen Punkten getrennt werden, da sie ähnliche Intensitäten besitzen. Mit weiter steigender Drehzahl wird der Anteil der Streupunkte kleiner. Außerdem wächst der Intensitätsunterschied zwischen Streupunkten und Punkten auf der Flüssigmetalloberfläche. Neben den Messungen aus einer Distanz von 3,5 m und 4,3 m über einen Spiegel auf die Flüssigmetalloberfläche wird ein weiterer Versuch mit einem auf 7 m vergrößerten Messabstand durchgeführt. Diese Messungen über zwei Spiegel ergeben, abgesehen von lokalen Defekten auf der Spiegeloberfläche des zweiten Spiegels, ähnliche Messergebnisse wie die Messungen über einen Spiegel.

Am Beispiel der Punktwolke aus den beschriebenen Messungen wird die Anzahl der Punkte, welche bei den Messungen auf der welligen Flüssigmetalloberfläche ausgegeben werden, untersucht. Der eingestellte Punktabstand in der x - y -Ebene beträgt 0,5 mm in

beide Raumrichtungen. Mit diesem Punktabstand und dem eingestellten Messbereich lässt sich die erwartete Punktezahl bestimmen. Diese wird im Fall der Messungen auf dem Handschuhboxboden und den Kunststoffplatten erreicht. Durch die Messung der welligen Flüssigmetalloberfläche, den Schwellenwert für die Intensität und das gestutzte Mittel wird die Anzahl der Punkte in der detektierten Punktwolke auf 36–56 % reduziert.

3.3 Simulierte Messung auf welliger spiegelnder Oberfläche mit IVVS

Das zweite untersuchte Messsystem ist das IVVS von Fusion for Energy, welches zur Messung der ersten Wand in ITER entwickelt wurde [Siegel et al. (2019)]. Auch dieses Messsystem ist für die Messungen auf diffus spiegelnden Oberflächen optimiert. Aufgrund des noch nicht zur Verfügung stehenden Prototyps werden Messungen auf welligen spiegelnden Oberflächen mit Hilfe des von F4E entwickelten Add-on für Blender [*Blender 2.82a* (2020)] simuliert. Ziel der Simulationen ist es, den Einfluss von Welligkeit, Reflektivität und Einfallswinkel auf die erhaltene Punktwolke zu ermitteln und im zweiten Schritt mit den zuvor beschriebenen Messungen mit dem ATS600 zu vergleichen.

3.3.1 Simulationsrandbedingungen in Blender

Zur Durchführung der Simulationen werden in Blender Oberflächen erstellt und ein Reflexionsmodell ausgewählt. In den simulierten Messungen der ersten Wand in ITER von Matia-Hernando et al. (2020) wird statt eines Reflexionsmodells eine gemessene Reflektivität verwendet. Im Fall der simulierten Messungen auf welligen spiegelnden Oberflächen wird auf das Ashikhmin-Shirley Reflexionsmodell zurückgegriffen [Ashikhmin und Shirley (2000)]. Diese „bidirectional reflectance distribution function“ (BRDF) gibt die reflektierte Strahlleistung in Abhängigkeit eines bekannten Einfallswinkels und Beobachtungswinkels an. Dabei liegt der Einfallswinkel zwischen dem Einfallendem Licht und der Normalen der Oberfläche und der Beobachtungswinkel zwischen der Oberflächennormalen und dem Lichtweg zum Beobachter (z.B. einer Kamera). In der zugrundeliegenden Gleichung,

$$I_R = \epsilon \cdot \Omega \cdot I_L, \quad (3.1)$$

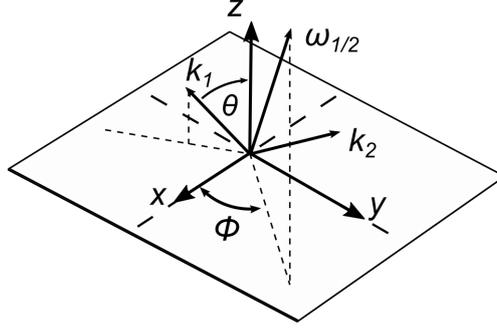


Abbildung 3.8: Skizze zur räumlichen Lage der in Gl. (3.2) verwendeten Parameter nach Ashikhmin und Shirley (2000).

ergibt sich die reflektierte Leistung I_R aus der einfallenden Laserleistung I_L , dem Raumwinkel Ω des Sensors und der Reflektivität ϵ .

$$\begin{aligned} \epsilon(k_1, k_2) &= \epsilon_s(k_1, k_2) + \epsilon_d(k_1, k_2) \\ \epsilon_s(k_1, k_2) &= \frac{\sqrt{(n_u + 1) \cdot (n_v + 1)}}{8\pi} \cdot \frac{(z \cdot \omega_{1/2})^{n_u \cos^2(\phi) + n_v \sin^2(\phi)}}{(\omega_{1/2} \cdot k) \cdot \max((z \cdot k_1), (z \cdot k_2))} \cdot F(k \cdot \omega_{1/2}) \quad (3.2) \\ F(k \cdot \omega_{1/2}) &= R_s + (1 - R_s) \cdot (1 - (k \cdot \omega_{1/2}))^5 \end{aligned}$$

ϵ wird in einen spiegelnden ϵ_s und diffusen ϵ_d Anteil aufgeteilt und ist sowohl vom einfallenden Lichtvektor k_1 , vom Betrachtungsvektor k_2 und deren Winkelhalbierenden $\omega_{1/2}$ abhängig (siehe Abb. 3.8). Die Gleichungen verwenden die Modellparameter n_u , n_v , F , R_s , sowie die Normale z auf der x - y Ebene. Im Fall der metallisch spiegelnden Oberflächen wird $\epsilon_d = 0$ und der Modellparameter $R_s = 1$ angenommen.

Für die Simulationen des IVVS wird von einer isotropen Spiegelung, heißt einem Kreiskegel ausgegangen, wodurch $n_u = n_v = n_{uv}$ gilt. Nach Ashikhmin und Shirley (2000) stehen große Werte von $n_{uv} \approx 10000$ für eine spiegelnde Oberfläche. Aufgrund des Sensoraufbaus entspricht die Betrachtungsvektor auch dem einfallenden Lichtvektors des Lasers wodurch $k_1 = k_2$ gilt und sich ϵ_s zu

$$\epsilon_s(k_1, k_2) = \frac{n_{uv} + 1}{8\pi \cdot \cos(\theta)} \cdot \cos^{n_{uv}}(\theta) \quad (3.3)$$

mit dem Einfallswinkel θ ergibt.

Die für die Simulation definierten Objekte sind $120 \times 40 \text{ mm}^2$ große Platten. Diese sind wie in Abb. 3.9(a) zu sehen entweder flach oder mit einem idealisiertem Wake Profil versehen. Zur Berücksichtigung der Oberflächenwellen wird eine dreidimensionale Welligkeit:

$$z = (\sin((x + y)\pi/2) + \sin((y - x)\pi/2)) \cdot A/2, \quad (3.4)$$

mit verschiedenen Amplituden A und einer Wellenlänge von $\lambda = 4 \text{ mm}$ auf die Oberfläche

aufgebracht [Abb. 3.9(b)]. Als Wellenlänge werden Werte aus den Messungen von Itoh et al. (1999) herangezogen.

Konkret sind die Oberflächenwellen als „normal map“ auf die Oberfläche aufgeprägt. In den Bildern der „normal map“, wie beispielsweise Abb. 3.9(c) wird die Flächennormale der verschiedenen welligen Oberflächen in den RGB-Werten (von 0 bis 255) gespeichert. Durch das verwenden der „normal maps“ werden im Programm auftretende Fehler beim Überlagern des Wakeprofils mit Oberflächenwellen umgangen. Mit der gewählten Pixelzahl der „normal map“ Bilder liegt die laterale Auflösung der Oberflächenwellen bei 0,039 mm.

Die eigentliche Simulation der Messung erfolgt auf Basis von Raytracing. Ausgehend von der definierten Messkopfposition werden Strahlen in den festgelegten Scanbereich geschickt. Trifft ein solcher Strahl auf das erstellte Messobjekt werden Ort und Flächennormale ausgelesen. Die Flächennormale wird im Fall dieser Simulationen aus der lokalen Normalen des Messobjekts und der Flächennormale aus der „normal map“ Bilddatei zusammengesetzt. Mit der Flächennormalen und der simulierten Messkopfposition wird der Einfallswinkel berechnet. Über den Einfallswinkel kann die zum Sensor reflektierte Strahlleistung mit dem gewählten Reflexionsmodell bestimmt werden.

Die weiteren in der Simulation verwendeten Parameter sind die Laserleistung von $I_L = 43,6 \text{ mW}$, der Durchmesser der Beobachtungsoptik von 48 mm und der Messabstand von 7 m. Die Scan-Auflösung ist so gewählt, dass bei 7 m Messabstand ein Punktabstand von 0,35 mm in der x - y -Ebene erreicht wird. Der Querschnitt des Messpunktes wird als Gauß-Kurve mit einer Standardabweichung von 0,61 mm bei dem untersuchten Messabstand von 7 m angenommen. Außerdem werden die simulierten Messungen bei 0° und 9° Neigungswinkel der Oberfläche zur x - y -Ebene durchgeführt. Der Messbereich wird über die Variation zweier Winkel abgescannt. Dabei wird bei beiden Winkeln eine zufällige gaußverteilte Abweichung mit einer Standardabweichung von $0,00172^\circ$ angesetzt. Auch

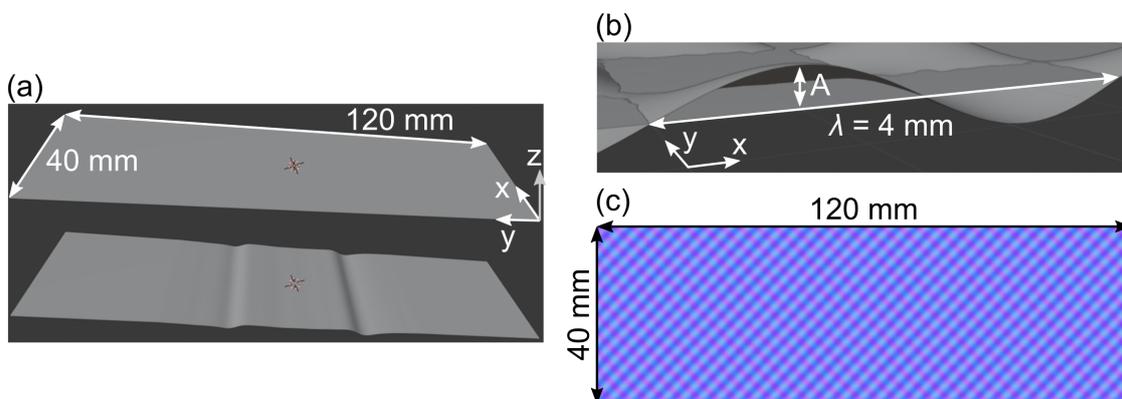


Abbildung 3.9: (a) $120 \times 40 \text{ mm}^2$ große Fläche, glatt und mit idealisiertem Wake Profil. (b) Welligkeit der Oberfläche mit der Wellenlänge λ und der Amplitude A . (c) Bild einer „normal map“ der Oberflächenwellen.

auf den ausgegebenen Abstand vom Messkopf zur Oberfläche wird in Abhängigkeit der reflektierten Laserleistung ein zufällig gaußverteilter Fehler angenommen.

3.3.2 Variation der Eingangsparameter

Ziel der Simulationen ist es abzuschätzen, ob der Sensor eine wellige spiegelnde Oberfläche, vergleichbar zu der Oberfläche einer Flüssigmetallströmung, vermessen kann und welchen Einfluss insbesondere die Oberflächenwellen besitzen. Hierfür werden zunächst Simulationen der Oberfläche mit variablem Modellparameter n_{uv} und mit den beiden Neigungswinkeln 0° und 9° durchgeführt. Kleine Werte von n_{uv} stehen für eine diffuse Reflexion auf der Oberfläche, große Werte für eine spiegelnde Reflexion. Im Fall der diffusen Reflexion wird die Oberfläche bei beiden Neigungswinkeln aufgenommen. Bei spiegelnder Reflexion ($n_{uv} \approx 10000$) kommt es im Fall der geneigten Oberfläche zu einer starken Streuung der Punkte, wodurch die Oberfläche nicht mehr aufgenommen wird.

Im nächsten Schritt werden simulierte Messungen auf der Platte mit den in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Oberflächenwellen durchgeführt. In den daraus erhaltenen Punktwolken wird die Welligkeit, wie in Abb. 3.10(b) für $n_{uv} = 10$ bei einem Neigungswinkel von 0° dargestellt, durch die gleichmäßige Verteilung der reflektierten Intensität deutlich. Im Fall der glatten Oberfläche ist ein klarer Intensitätsabfall abhängig vom Abstand des auf

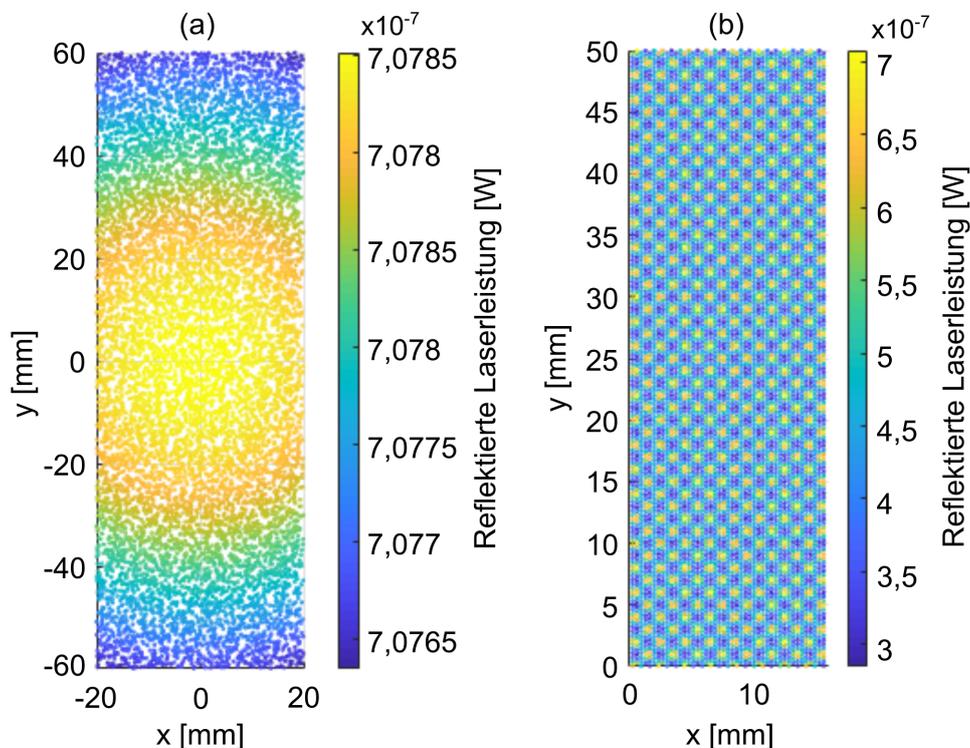


Abbildung 3.10: Verteilung der reflektierten Laserleistung auf der glatten Oberfläche (a) und der welligen Oberfläche (b) für $n_{uv} = 10$ bei einem Neigungswinkel von 0° .

die Ebene senkrecht projizierten Messkopfes vorhanden (Abb. 3.10(a)). Auch im Fall der welligen Oberfläche steigt die Anzahl der Streupunkte mit steigendem Neigungswinkel und steigender Reflektivität an. Zur Filterung dieser Streupunkte wird für die reflektierte Laserleistung ein Schwellenwert von $0,5 \cdot 10^{-9} \text{ W}$ gesetzt. Punkte mit kleinerer Intensität werden nicht mehr beachtet. Zur Untersuchung des Einflusses der Welligkeit und der Reflektivität wird die Anzahl der gültigen Messpunkte für unterschiedliche Wellenamplituden und n_{uv} betrachtet. Dabei hat die Punktwolke mit der Amplitude von $0,13 \text{ mm}$ im Bereich von $n_{uv} = 10000$ die meisten gültigen Messpunkte. Dies sind noch knapp 40% der möglichen Punkte mit einer Standardabweichung von $0,13 \text{ mm}$. Eine Variation von n_{uv} im Bereich von $\pm 25\%$ ergibt eine Schwankung der gültigen Messpunkte von $< 5\%$. Bei der Wellenamplitude von $0,28 \text{ mm}$ sind im Vergleich zu den möglichen Messpunkten noch $12,3\%$ der Punkte gültig. Die Standardabweichung liegt bei $0,12 \text{ mm}$. In Abb. 3.11 werden die Punktwolken der Simulationen bei beiden Amplituden für $n_{uv} = 10000$ bei einem Neigungswinkel von 9° gegenübergestellt. Die zu messende Oberfläche liegt in der x - y -Ebene bei $z = 0$. Neben der größeren Anzahl der erfassten Punkte im Fall der kleineren Wellenamplitude zeigt sich hier im Mittel auch eine größere Intensität.

Mit diesen ersten Simulationen kann gezeigt werden, dass eine spiegelnde Oberfläche aufgenommen werden kann. Die aus den Simulationen erhaltenen Standardabweichungen unterschätzen eher die wahre Standardabweichung, da die Oberflächenwellen nicht als physische Variation berücksichtigt werden, sondern ausschließlich in ihrer Wirkung auf die Normale der Oberfläche. Aus der welligen Oberfläche ergibt sich rechnerisch eine Standardabweichung $< 0,15 \text{ mm}$ für Amplituden $A < 0,3 \text{ mm}$, was eine kombinierte Standardabweichung von $s = \sqrt{(0,15^2 + 0,13^2)} < 0,2 \text{ mm}$ ergibt.

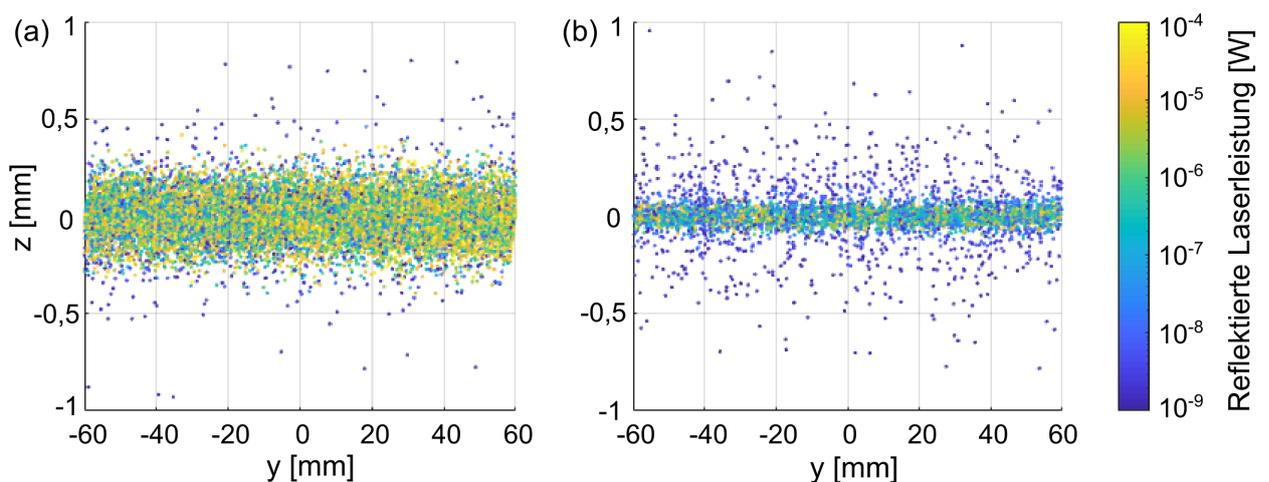


Abbildung 3.11: Seitenansicht (Projektion aller Messpunkte der x - y -Ebene auf die y - z -Ebene) der Punktwolken mit deren Intensität (Farbkodierung) aus simulierten Messungen des IVVS auf welliger spiegelnder Oberfläche mit einer Amplitude von $A = 0,13 \text{ mm}$ (a) und $A = 0,28 \text{ mm}$ (b).

3.3.3 Simulierte optische Messung eines Wakes

Nach den im vorherigen Kapitel aufgezeigten Simulationen auf flachen Platten werden im nächsten Schritt Messungen auf einer DONES relevanten Wake Struktur simuliert. Hierfür wird ein aus experimentellen Messungen in einer Wasserströmung erhaltenes 2D Oberflächenprofil auf die Messoberfläche aufgeprägt. Zusätzlich dazu werden auch hier verschiedene Wellenamplituden untersucht, welche ausschließlich einen Einfluss auf die Oberflächennormale haben. Abb. 3.12 zeigt eine aus den simulierten Messungen erhaltenen Punktwolken auf der Oberfläche mit einer Wellenamplitude von $A = 0,28$ mm zusammen mit der vorgegebenen Profillinie in rot. Das Profil des Wakes wird mit einer Aufteilung der Punktwolke in 1 mm Abschnitte entlang der y -Achse rekonstruiert. Die Standardabweichung der Punkte liegt im Großteil der Abschnitte bei $< 0,13$ mm. Die Oberfläche ist in den simulierten Messungen um 9° um die x -Achse angestellt. Dies zeigt sich auch darin, dass die vom Messkopf abgewandte Flanke für $10 \leq y \leq 20$ mm (Abb. 3.12) keine Punkte mit ausreichend reflektierter Laserleistung besitzt.

Bis hierhin wird in den simulierten Messungen immer die gesamte Ebene von 120×40 mm² aufgenommen. Aufgrund der in DONES beschränkten Messzeit wird im letzten Schritt untersucht ob einzelne Linienscans ausreichen um das Oberflächenprofile zu erfassen. Entscheidend dabei ist insbesondere genügend Punkte im Bereich der Minima des Wakes aufzunehmen. Die Anzahl der aufgenommenen Punkte unterscheidet sich deutlich je nach Position der Linie. Daher sind in den Simulationen ca. 10 Linienscans notwendig um das Oberflächenprofil mit genügend hoher Genauigkeit, heißt einer Messunsicherheit $< 0,15$ mm, aufzulösen.

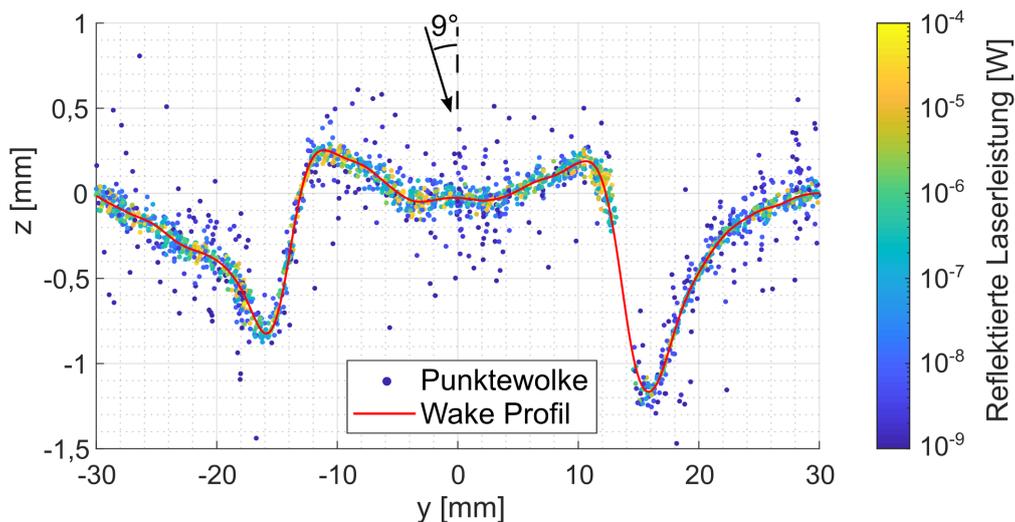


Abbildung 3.12: Seitenansicht (Projektion aller Messpunkte der x - y -Ebene auf die y - z -Ebene) auf die Punktwolke der simulierten Messung auf spiegelnder Oberfläche mit aufgebrachtem Wakeprofil und Oberflächenwellen mit einer Amplitude von 0,28 mm. Die rote Linie zeigt das vorgegebene Oberflächenprofil.

Zur Abschätzung der daraus resultierenden Messzeit wird davon ausgegangen, dass der Sensor solange an jedem Messpunkt verweilt, bis eine Wellenlänge λ der Oberflächenwellen an diesem vorbeizieht. Die Oberflächenwellenlänge wird zu $\lambda = 4 \text{ mm}$ gesetzt, welche sich mit bis zu 20 m/s durch die Messebene bewegt. Die Länge der zu scannenden Linie wird mit 200 mm angenommen. Der Messpunktabstand wird zu $0,5 \text{ mm}$ gesetzt. Damit ergibt sich eine Messzeit von 80 ms pro Linie, was auch bei 10 Linien die maximale Messzeit von 1 s unterschreiten würde. Das reflektierte Signal einiger Linien in den Simulationen ist sehr niedrig und somit die Anzahl der aufgenommenen Oberflächenpunkte geringer, da die Neigung der Oberfläche entlang dieser Linien zum Messkopf nicht optimal ist. In den Simulationen bleibt die Oberfläche stationär und der Scan erfolgte an einer festen Linie. Für die Annahme der Messzeit wird angenommen, dass an jedem Messpunkt die Verweilzeit der Durchlaufzeit einer Welle entspricht. Ist dies der Fall kann es gut sein, dass die Anzahl der Messpunkte pro Linie wesentlich größer ist, da beim Durchlauf einer Oberflächenwelle immer ein Bereich senkrecht zur Blickrichtung des Sensorkopfes steht. Daraus ergeben sich weniger notwendige Scans, was die Messzeit weiter verkleinert.

3.4 Vergleich der Simulation mit Experimenten

In den beschriebenen Experimenten mit dem ATS600 in Abschnitt 3.2.2 und dem für das IVVS von F4E entwickelten Simulationstool aus Abschnitt 3.3 werden Testmessungen auf welligen spiegelnden Flüssigmetalloberflächen durchgeführt. Im folgenden werden die Gemeinsamkeiten der Simulationen und der Messungen untersucht.

Die erste Auffälligkeit von Messung und Simulation liegt in der vergleichbaren Vorgehensweise bei der Filterung von Streupunkten, heißt Messpunkten mit einer überdurchschnittlich großen Abweichung von der gemessenen Oberfläche. In beiden Fällen ist die rohe Punktwolke von deutlichen Streupunkten dominiert, was die Detektion der Oberfläche behindert. Diese können durch die Definition eines Schwellenwerts der Intensität soweit aus der Punktwolke gefiltert werden, dass die Oberfläche erkannt wird. Eine weitere Gemeinsamkeit von Experiment und Simulation zeigt sich in der Abhängigkeit des Messergebnis von der Welligkeit der Oberfläche. Besonders in den Simulationen ergibt sich ein Maximum der erfassten Punkte bei der Wellenamplitude von $0,13 \text{ mm}$. Für größere bzw. kleinere Amplituden nimmt die Anzahl der erfassten Punkte ab. Dies hängt mit der Fläche auf der welligen Oberfläche zusammen, welche senkrecht zur Betrachtungsrichtung bzw. in einem gewissen Winkeltoleranzbereich um den Betrachtungswinkel steht. Analytisch ergibt sich bei einer Winkeltoleranz von $< 7^\circ$ die maximale Fläche für Amplituden im Bereich von $0,12\text{--}0,15 \text{ mm}$, was sich mit den Simulationen des IVVS deckt. Die Standardabweichung der Punkte von der gemessenen Ebene ist in den Experimenten mit ca. $0,33 \text{ mm}$ größer als in den Simulationen (ca. $0,13 \text{ mm}$). Eine Unterschätzung der Stan-

Standardabweichung wird unter anderem aufgrund des Vorgehens in den Simulationen angenommen, da die kleinen Oberflächenwellen nur in ihrer Wirkung auf die Flächennormale berücksichtigt werden. In der Kombination mit den angenommenen Oberflächenwellen ergibt sich immer noch eine Standardabweichung $< 0,2$ mm.

3.5 Messsystem Vorschläge für DONES

Auf Basis der aus der Literatur ausgesuchten Messsysteme und der eigenen durchgeführten Testmessungen, sowie Simulationen werden hier Messsysteme vorgestellt, welche potentiell für die Abstandsmessungen auf Flüssigmetallen in Frage kommen.

Nach der Literaturrecherche sind Lichtschnittsensoren, chromatisch konfokale Sensoren, Laser probe und IVVS in der näheren Auswahl. Eigene Testmessungen ergeben, dass Lichtschnittsensoren für Messungen auf Flüssigmetalloberflächen nicht geeignet sind. Der getestete chromatisch konfokale Sensor und der ATS600, welcher als Laser Radar vergleichbar zum IVVS und Laser probe ist, sind erfolgreich auf Flüssigmetall getestet. IVVS und ATS600 sind beides Messsysteme mit Scaneinheit, welche Abstände zu Oberflächen ohne Retroreflektor messen können. Auch die simulierten Messungen des IVVS ergeben vergleichbare Ergebnisse wie die Testmessungen mit dem ATS600. Entscheidend für erfolgreiche Messaufnahmen ist in beiden Fällen die Existenz kleiner Oberflächenwellen.

Neben der reinen Möglichkeit der Messung auf Flüssigmetall werden im Folgenden die weiteren Umgebungsrandbedingungen in DONES betrachtet. Hierbei ist der Messabstand der nächste wichtige Faktor. Je näher der Messkopf am eigentlichen Target platziert werden muss, desto größer ist die Strahlendosis. Eine Platzierung im Target Interface Room (TIR) statt in der Test Cell (TC) reduziert die Strahlenbelastung um mehrere Größenordnungen. In unmittelbarer Nähe der Lithiumströmung kann es zudem zu einer Verunreinigung des Messkopfes mit Lithiumtropfen kommen. Auch aus diesem Grund kommen Triangulationssensoren und chromatisch konfokale Sensoren als Abstandssensoren für DONES eher nicht in Frage. Zur Anwendung dieser Messprinzipien sind große Anpassungen bezogen auf den möglichen Messabstand sowie die Strahlungsbeständigkeit notwendig. Mit Blick auf kommerzielle Sensoren konnte mit dem ATS600 eine Messung auf Flüssigmetall durchgeführt werden. Der Messabstand ermöglicht eine Platzierung im TIR, allerdings ist dabei die Frage ob der kommerziell verfügbare Sensor mit den dort einhergehenden Strahlungsdosen zurechtkommt. Mögliche Anpassungen wären zusätzliche Abschirmung von der Strahlung oder eine Sensorneuentwicklung auf Basis des verwendeten Messprinzips. Das Optical Comb Absolute Distance Meter oder Laser Probe Sensor wurde in der Vergangenheit für Messungen auf Flüssigmetall erfolgreich getestet. Weitere notwendige Anpassungen sind eine Scaneinheit zum Aufnehmen einer Linie oder Fläche, sowie eine Anpassung zur Messung bei eingeschaltetem Beschleuniger. Für letzteres wäre eine

Entkopplung des Messkopfes vom eigentlichen Sensor nach Vorbild des IVVS denkbar.

Zuletzt kommt auch der IVVS in Frage. Dieser besitzt bereits einen vom Sensor und Kamera entkoppelten Messkopf mit Scaneinheit, welche für die erwarteten Strahlendosen in ITER ausgelegt sind [Rossi et al. (2013)]. Verglichen mit der Strahlendosis in DONES macht dies eine Platzierung im TIR möglich. Eine Validierung des Messsystems für Messungen auf Flüssigmetall ist noch erforderlich, da der Sensor bis jetzt nur in Simulationen betrachtet wurde.

Für weitere Testmessungen mit den Sensoren sollte auf eine zu DONES ähnliche Flüssigmetallströmung zurückgegriffen werden. Aufgrund des starken Einflusses der Welligkeit auf das Messergebnis sollten insbesondere die Oberflächenwellen vergleichbar zur Lithiumströmung in DONES sein. Darüber hinaus müssen die Messungen von stabilen Wakestrukturen geprüft werden, da hier aufgrund der steilen Flanken schon in den Simulationen deutlich weniger Messpunkte zur Verfügung stehen. An diesem Punkt ist auch nicht ganz klar welchen Einfluss solche stabilen Oberflächenstrukturen auf die kleinen Oberflächenwellen haben. Führen die großskaligen Oberflächenwellen zu einer Dämpfung der darunter liegenden kleinskaligen Wellen, so erschwert sich die Messung weiter.

3.6 Ausblick und Implementierung in DONES

In diesem Kapitel wird der optische Zugang zum Lithium Target durch den zweiten „beam duct“, der in Abb. 3.13 dargestellt ist, untersucht. Der zur Platzierung des Messsystems vorgesehene Bereich im Target Interface Room (TIR) liegt auf der Achse des sekundären „beam duct“ mit einem Abstand von 9 m zum Target. Der wichtigste zu klärende Punkt ist die optische Zugänglichkeit der Lithiumströmung, welche durch den Querschnitt der Wanddurchführung eingeschränkt wird. Neben der optischen Zugänglichkeit des für die Messung interessanten Bereichs der zentralen 200 mm ($-100 \text{ mm} < y < 100 \text{ mm}$) auf der Lithiumoberfläche muss auch mindestens eine der Seitenwände erfasst werden können. Letzteres ist entscheidend um eine zuverlässige Information über die Schichtdicke statt nur den Abstand zur Oberfläche zu generieren. Neben der Positionierung auf der Achse des „beam duct“ wird auch der maximale horizontale (y_2 -Richtung) und vertikale (z_2 -Richtung) Versatz von dieser untersucht.

Ausgegangen wird von einem in y -Richtung 260 mm breiten Lithiumströmungskanal. Der Koordinatenursprung liegt wie in Abb. 3.13 dargestellt mittig auf dem Boden des Strömungskanals. Vom Kanalboden ausgehend schließen sich an beiden Seiten 128 mm hohe Seitenwände an, deren 15 mm breite Oberseite als Referenzstelle für den Abstandssensor dienen. Der strömende Lithiumfilm, der das Target darstellt, befindet sich in einer Vakuumkammer, welche sich bis 1071,5 mm vor den Kanalboden erstreckt. Ab dieser Stelle schließen sich die beiden „beam ducts“ mit einem Winkel von 9° an. Für das Messsystem

ist der sekundäre „beam duct“ von Interesse, weshalb in Abb. 3.13 nur dieser dargestellt ist. Der rechteckige Querschnitt des „beam ducts“ beträgt $250 \times 100 \text{ mm}^2$ und beginnt entlang dessen Mittellinie bei $x_2 = 1085 \text{ mm}$. Dieser Querschnitt bleibt bis in den Target Interface Room bei $x_2 = 6392 \text{ mm}$ bestehen. Daran schließt sich ein Bereich mit einem Innendurchmesser von 250 mm an. Ab einem Abstand von der Kanalarückwand von $x_2 = 8142 \text{ mm}$ beginnt der 1600 mm lange Bereich, in dem das Messsystem zur Detektion der Schichtdicke platziert werden soll.

Für die erste Abschätzung des detektierbaren Bereichs wird die Scaneinheit des Messsystems mit einem Abstand von 9 m vor dem Kanalboden auf der „beam duct“ Achse platziert. Die Optik zur Detektion befindet sich weitere 400 mm entfernt und wird mit einem Durchmesser von 48 mm angenommen. Der limitierende Faktor für das Sichtfeld des Messsystems ist der Querschnitt am Übergang von „beam duct“ zu Vakuumkammer (B_1 in Abb. 3.13).

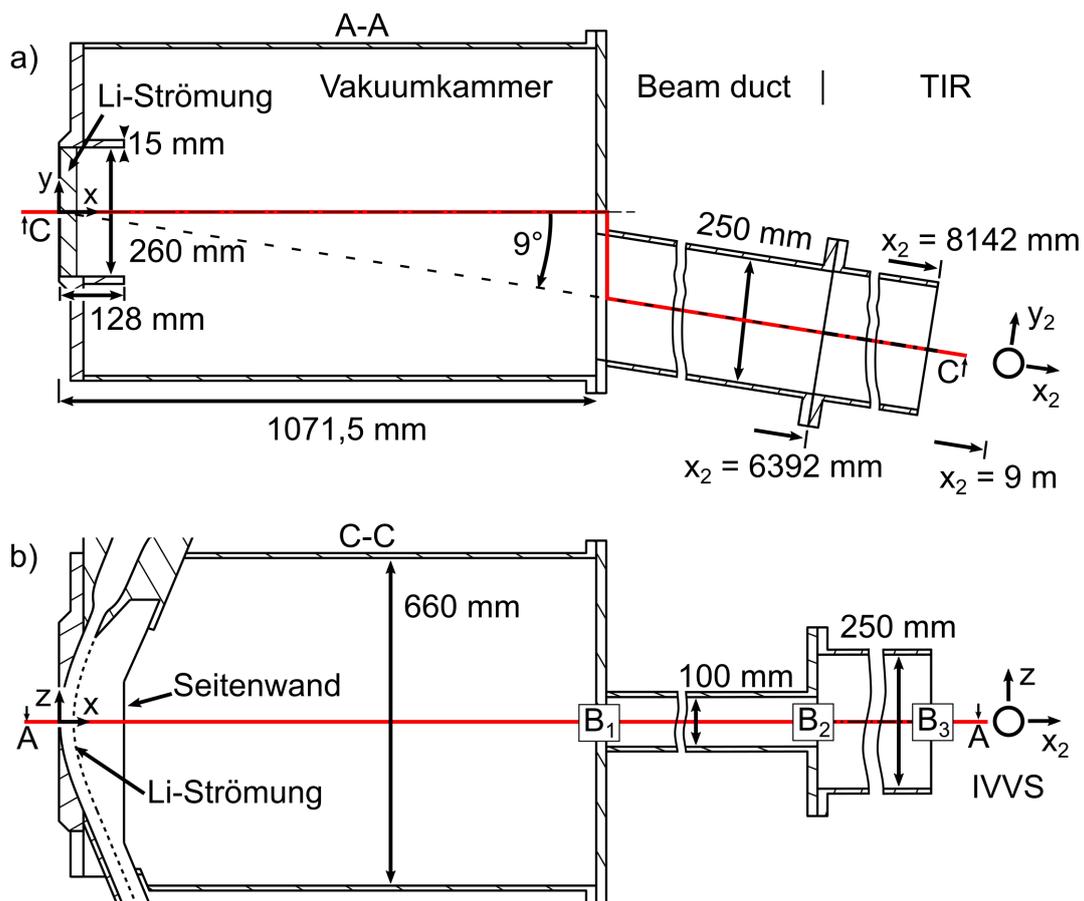


Abbildung 3.13: Skizze des DONES Targets mit Vakuumkammer und dem sekundären „beam duct“ als Zugang für das Messsystem (primärer nicht abgebildet). a) zeigt den horizontalen Schnitt (A-A) und b) den vertikalen Schnitt (C-C), markiert durch die entsprechende rote Linie. $x_2 = 0$ liegt im Ursprung der x, y, z Koordinaten, auf dem Boden des Strömungskanals.

In Abb. 3.14 ist das Sichtfeld des Messsystem am Lithiumtarget um den Bereich des Deuteronenstrahls eingezeichnet. In der Höhe ist das Sichtfeld durch den „beam duct“ auf 106 mm begrenzt. Im Scan entlang der Breite in y -Richtung befindet sich nur die dem Messsystem näher gelegene ($y < 0$) Oberseite der Seitenwand des Strömungskanals im Sichtfeld. Die weiter entfernte Seitenwand ($y > 0$) wird aufgrund der „beam duct“ Breite von 250 mm verdeckt. Die Lithiumoberfläche kann auf der Seite positiver y -Werte bis zur Kanalwand aufgenommen werden. Im Gegensatz dazu wird auf der dem Messsystem näher gelegenen Seite ($y < 0$) die Lithiumoberfläche erst ab einem Wandabstand von 18 mm aufgenommen. In der Höhe (z -Richtung) ist das Sichtfeld durch den „beam duct“ auf 106 mm begrenzt. Dies umfasste die 50 mm Höhe des Beschleunigerstrahls, welche mittig im Scanbereich liegt.

Im nächsten Schritt soll geklärt werden, welche maximalen Verschiebungen des Sensors in horizontaler Richtung (y_2) und vertikaler Richtung (z_2) bei gleichbleibendem Messabstand möglich sind. Zunächst wird der vertikale Versatz in negative z_2 -Richtung betrachtet, wodurch das Sichtfeld am Target in positive z -Richtung zur Düse wandert. Die beiden limitierenden Querschnitte sind in diesem Fall der Querschnitt am Übergang zur Vakuumkammer (B_1), sowie am Übergang zum „beam duct“ (B_2). Der Auftreffpunkt des Deuteronenstrahls kann bis zu einem Versatz von $z_2 = -37$ mm aufgenommen werden. Ab einem Versatz von $z_2 = -62$ mm liegt der Auftreffpunkt nicht mehr im Sichtfeld des Messsystems. Bei einem Versatz von $z_2 = -79$ mm kann theoretisch nur noch ein Linie bei $z = 63$ mm auf der Lithiumströmung aufgenommen werden.

Im Fall der horizontalen Verschiebung in y_2 -Richtung limitiert der engste Querschnitt im Target Interface Room (TIR) das Sichtfeld. Im derzeitigen Fall ist dies durchgehend der Durchmesser von 250 mm, was einen Versatz von $y_2 = 100$ mm ohne weitere Verschattung zulässt. Damit lässt sich auch die Flüssigmetalloberfläche für $y > 0$ noch bis zu einem Abstand zur Kanalseitenwand von 8 mm in y -Richtung aufnehmen. Ab einem Versatz von

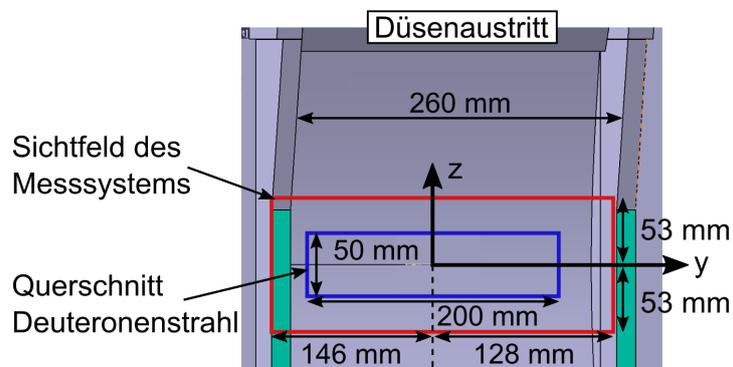


Abbildung 3.14: Blick entlang der x_2 -Achse (Abb. 3.13) auf das Lithium Target. Das innere blaue Rechteck ist der Querschnitt des Deuteronenstrahls und das äußere rote Rechteck markiert das Sichtfeld des auf der x_2 -Achse bei $x_2 = 9$ m platzierten Messsystems.

$y_2 = 113$ mm wird auch durch den Querschnitt des „beam duct“ (B_1) der Auftreffbereich des Beschleunigers verschattet. Um dies zu umgehen wird ein größerer Querschnitt im TIR benötigt. Der horizontale Versatz von $y_2 = 100$ mm ist auch in der anderen Richtung unproblematisch. Für $y_2 < -100$ mm wird die Oberkante der vorher detektierten Seitenwand verdeckt, wodurch keine Referenzoberfläche in der Nähe der Lithiumoberfläche zur Verfügung steht.

Zusammenfassend lässt sich für die Positionierung des Messsystems ein maximaler vertikaler Versatz von $z_2 = \pm 79$ mm veranschlagen, mit dem sich der vertikale Bereich von $z = \pm 63$ mm am Target aufnehmen lässt. Beim derzeitigen „beam duct“ Querschnitt von 250×100 mm² und Innendurchmesser von 250 mm der Bauteile im TIR kann der Sensor in der horizontalen um $y_2 = \pm 100$ mm von der beam duct Achse versetzt werden. Die zentralen 200 mm der Kanalbreite liegen damit im Sichtbereich des Sensors.

4 Schichtdickenmessung einer Wasserströmung mit DONES ähnlicher Targetgeometrie

Neben einem Messsystem zur Überwachung der Lithiumschichtdicke in DONES ist auch ein besseres Verständnis zu den auftretenden Oberflächenfluktuationen notwendig. Oberflächenwellen wurden, wie in Abschnitt 1.2.1 beschrieben, in der Vergangenheit sowohl in Lithium als auch in Wasserströmungen untersucht. Dabei wurden auch die zeitlich und räumlich stabilen Wellenstrukturen (Wakes) beobachtet, welche ihren Ursprung hauptsächlich in den Ecken der Düse haben. Diese Wakes reichen nicht in den Auftreffbereich des Beschleunigerstrahls hinein, wodurch ihr Einfluss auf die Schichtdicke nicht näher untersucht wurde.

Mit der Zeit kann es an der Düsenkante zu Anlagerung von Verunreinigungen kommen, die ihrerseits Wellen ausbilden, die in den Auftreffbereich des Deueronenstrahls reichen. Damit ist nicht nur die Ausbreitung der Wellen stromab der Störstelle, sondern auch deren Einfluss auf das Höhenprofil für einen stabilen Betrieb in DONES relevant, da die Mindestschichtdicke des Lithiumfilms unterschritten werden könnte. Im Rahmen dieser Arbeit werden hydraulisch skalierte Experimente an einem Wasser durchströmten Kreislauf in einer konkaven offenen Kanalströmung vergleichbar zu DONES durchgeführt. Ermittelt wird die Oberflächentopologie bei DONES konformen Kennzahlen. Das Ziel der Experimente ist zunächst die Entwicklung und Validierung eines Messsystems zur Schichtdickenmessung der Wasserströmung. Mit diesem Messsystem wird die Änderung des Oberflächenprofils beim Auftreten möglicher Störungen, beispielsweise Wellen hervorgerufen durch Ablagerungen an der Düse, qualifiziert. Die erfolgreiche Durchführung der Experimente erlaubt einen Zusammenhang zwischen Störstellen an der Düse und den daraus hervorgerufenen Wellen herzustellen und eine Größenordnung für Störstellen zu definieren, die zu kritischen Schichtdickenänderungen führen. Darüber hinaus dienen die Messungen als Referenz zur Validierung von CFD-Simulationen der Strömung.

4.1 DONES ähnlicher Strömungsprüfstand

Zur näheren Untersuchung der Lithiumströmung in DONES und insbesondere der Wellenformen werden Überlegungen zu Modellprüfständen durchgeführt, welche zur Untersuchung dieser Wellenstrukturen in Frage kommen. Bevor es an die Diskussion des verwendeten Fluids geht ist die Frage nach welchen dimensionslosen Kennzahlen die Ähnlichkeit im Modell umgesetzt werden kann. Daher werden im Folgenden die verschiedenen betrachteten dimensionslosen Kennzahlen mit ihrer Bedeutung und Definition angesprochen.

Die Reynolds-Zahl Re ,

$$Re = \frac{uL}{\nu}, \quad (4.1)$$

ist das Verhältnis der Trägheits- zu den Reibungskräfte. Im Zähler geht das Produkt aus Strömungsgeschwindigkeit u und charakteristischer Länge L ein. Im Nenner steht die kinematische Viskosität ν . Die charakteristische Länge ist im Fall der Durchströmung der hydraulische Durchmesser $d_h = 4A/U$, mit der Querschnittsfläche A und dem Umfang U . Bei Kanalströmungen mit freier Oberfläche wird die freie Oberfläche nach Surek (2017) nicht zum Umfang dazugerechnet. Alternativ kann auch die Kanalhöhe h als charakteristische Länge L verwendet werden.

Die Weber-Zahl We ,

$$We = u \cdot \sqrt{\frac{\rho L}{\sigma}}, \quad (4.2)$$

ist das Verhältnis der Trägheits- zu den Oberflächenspannungskräften. Neben der schon eingeführten Strömungsgeschwindigkeit u und charakteristischen Länge L gehen hier die Dichte ρ und Oberflächenspannung σ des Fluids ein. Die Weber-Zahl kann als Kenngröße für sich einsetzende Kapillarwellen an der Oberfläche verwendet werden. Nach Kanemura et al. (2007) treten Oberflächenwellen erst ab $We_\Delta = 1,8$ auf, wobei in diesem Fall die Weber-Zahl mit der Scherschichtdicke $\Delta = 2 \cdot \delta_2 / (0.664)^2$ am Düsenaustritt als charakteristische Länge gebildet wird.

Die Froude-Zahl Fr ,

$$Fr = \frac{u}{\sqrt{L \cdot g \cos(\theta)}} = \sqrt{\frac{R}{L}}, \quad (4.3)$$

ist das Verhältnis der Trägheits- zur Gravitationskraft. Im Nenner steht das Produkt $g \cdot \cos(\theta)$, die Erdbeschleunigung g , welche senkrecht auf der Strömung steht. θ ist dabei der Neigungswinkel der Strömung zur horizontalen. Die charakteristische Länge L wird in der Literatur im Fall von Wellenuntersuchungen verschieden gewählt. Mögliche Abmessungen sind die Filmdicke h , die Größe der Störstelle D oder die Wasserlinie (Länge des Schiffsrumpfes auf der Wasseroberfläche) von Schiffen. Fließt die Strömung wie in DONES über eine senkrechte gekrümmte Rückwand, so dominiert die Zentrifugalkraft über die Gravitationskräfte, wodurch der Krümmungsradius R in die Froude-Zahl eingeht. Mit Hilfe der Froude-Zahl lassen sich beispielsweise fließende ($Fr < 1$) von schießenden Strömungen ($Fr > 1$) unterscheiden.

Die teilweise auch betrachtete Görtler-Zahl beschreibt das Kräfteverhältnis zwischen Zentrifugalkräften und Viskositätseffekten in der Grenzschicht. Instabilitäten welche aus die-

sen Kräften hervorgehen liegen in der Größenordnung der Grenzschichtdicke und werden in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

Moisy und Rabaud (2014) beziehen ihre Beobachtungen von Wellen hinter einem durchs Wasser gezogenen aufrechten Zylinder unter anderem auf die Bond-Zahl (Bo). Die Bond- bzw. Eötvös-Zahl ist das Verhältnis der Gravitations- zur Oberflächenspannungskraft. Es ist somit das Verhältnis der Weber und Froude-Zahl. Von Moisy und Rabaud (2014) wird die Bond Zahl mit dem Zylinderdurchmesser D als charakteristische Länge und der kapillaren Länge $\lambda_c = 2\pi(\sigma/(\rho g))^{1/2}$ gebildet und ist wie folgt definiert:

$$Bo = \frac{D}{\lambda_c} = \frac{uL}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho}{\sigma R}}. \quad (4.4)$$

Für das Oberflächenverhalten bei DONES ist die entscheidende Kennzahl das Produkt $We \cdot Fr$, welches in den in Abschnitt 1.2.2 beschriebenen analytischen Gleichungen zur Beschreibung der Wellenform auftritt. Mittels dieses Zusammenhangs, den Stoffwerten des verwendeten Modellfluid und der Kanalgeometrie lässt sich ein zu DONES ähnlicher Betriebspunkt ermitteln. Tabelle 4.1 listet die Stoffwerte für das in DONES verwendet Lithium und drei mögliche Modellfluide auf. Die Strömungsgeschwindigkeiten der Modellfluide sind aus den Randbedingungen in DONES unter der Bedingung $We \cdot Fr = \text{konstant}$ für einen Düsenaustrittsquerschnitt von $100 \times 10 \text{ mm}^2$ berechnet. Der Krümmungsradius ist dabei konstant zu $R = 250 \text{ mm}$ angenommen.

In dem für diese Arbeit verwendeten Teststand wird Wasser als Modellfluid verwendet. Wasser bietet sich aufgrund der fast identischen Viskosität wie Lithium ($250 \text{ }^\circ\text{C}$) und der einfacheren Handhabe an. Auch in vorausgegangenen Arbeiten im Bereich der Untersuchung von Oberflächenwellen auf der Strömung für IFMIF wird Wasser als Modellfluid verwendet. Die Begründung für Wasser sind dabei hauptsächlich die ähnlichen Stoffeigenschaften [Itoh et al. (1999), Matsuda et al. (2017)]. Von Itoh et al. (2000) wird auch der Einfluss der unterschiedlichen Oberflächenspannung und des Krümmungsradius auf Oberflächenstabilität untersucht. Haupteinfluss auf Oberflächenstabilitäten hat dabei die Dicke der Scherschicht Δ am Düsenaustritt. Für Weber-Zahlen $We_\Delta \geq 6$ hat die Oberflächenspannung keinen Einfluss. Auch der Krümmungsradius hat keinen Einfluss auf die Stabilität, solange dieser viel größer als die Scherschicht bleibt. H. Kondo et al. (2010) zeigen, dass sich die Verteilung der Oberflächenwellen in Lithium mit der von Wellen in Wasser bekannten Rayleigh-Verteilung beschreiben lässt. Auf der anderen Seite wird von H. Kondo et al. (2004) darauf hingewiesen, dass der Einfluss von Oberflächenspannung, Benetzung (Kontakt Fluid zu Kanaloberfläche) und Strukturen auf die Oberflächenstabilität nicht in Wasser nachvollzogen werden können.

Randbedingungen	Einheiten	Lihtium	Wasser	Natrium	GaInSn
Temperatur	T [°C]	250	20	200	20
Geschwindigkeit	u [m/s]	15	4,67	7,88	5,21
Stoffwerte					
Dichte	ρ [kg/m ³]	507	998,21	903,00	6360
kinematische Viskosität	ν [m ² /s]	$1,06 \cdot 10^{-6}$	$1,00 \cdot 10^{-6}$	$5,01 \cdot 10^{-7}$	$3,29 \cdot 10^{-7}$
Oberflächenspannung	σ [N/m]	0,387	0,074	0,190	0,585
Geometrie					
Kanalhöhe	h [m]	0,025	0,01	0,01	0,01
Kanalbreite	b [m]	0,26	0,1	0,1	0,1
Krümmungsradius Kanal	R [m]	0,25	0,25	0,25	0,25
Kennzahlen					
Reynolds	Re_h	$3,54 \cdot 10^5$	$4,65 \cdot 10^4$	$1,57 \cdot 10^5$	$1,58 \cdot 10^5$
Weber	We_h	85,84	54,29	54,29	54,29
Froude	Fr_h	3,19	5	5	5
-	$We_h \cdot Fr_h$	274	274	274	274

Tabelle 4.1: Charakteristische Kennzahlen basierend auf typischen Betriebsbedingungen in DONES für unterschiedliche Fluide bei gleichem Produkt $We \cdot Fr$. [*NIST Chemistry WebBook* (2022), *VDI-Wärmeatlas* (2013) und Plevachuk et al. (2014)]

4.2 Aufbau FIDES

Die Facility for experimental Investigation of 3D Surface flow (FIDES) ist ein Wasserkreislauf dessen Teststrecke wie im DONES Target als offene Kanalströmung ausgeführt ist. Eine Pumpe fördert das Wasser über einen Durchflussmesser zur eigentlichen Teststrecke aus Plexiglas (Abb. 4.1). Hier strömt das Wasser nach Durchlaufen des Strömungsgleichrichters durch eine zweistufige Düse in den konkaven offenen Strömungskanal mit konstantem Krümmungsradius von $R = 250$ mm (Abb. 4.2). Die Düsenbreite beträgt $b = 100$ mm und die Düsenhöhe $h = 10$ mm. Die Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt kann über die Pumpenleistung bis $u = 20$ m/s geregelt werden. Für die Übertragbarkeit der Wake Messungen auf eine Lithiumströmung wird ein konstantes Produkt von $We \cdot Fr$ vorausgesetzt. Für den Geschwindigkeitsbereich von $15 \leq u \leq 20$ m/s in Lithium ergibt sich ein Geschwindigkeitsbereich von $4.6 \leq u \leq 6,23$ m/s in FIDES.

An der Düsenkante ($x' = 0$, $y = 50$ mm, $z' = 10$ mm) wird ein Metallzylinder mit verschiedenen Durchmessern $D = \{1,2 \text{ mm}, 2 \text{ mm}, 3 \text{ mm}\}$ angebracht, dessen Eindringtiefe Δs in die Strömung, normal zur Düsenwand entlang der z' -Achse, mit Hilfe einer Linearbühne verändert werden kann. Durch die in die Strömung eingesetzten Metallzylinder, die eine Ablagerung eines Partikels am Düsenaustritt als eine mögliche Störung in DONES

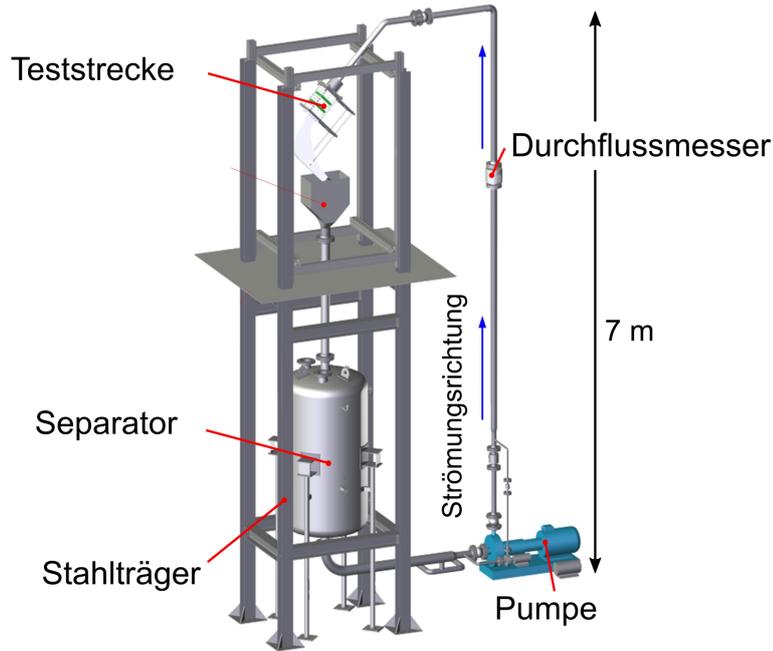


Abbildung 4.1: Übersicht zum Aufbau der FIDES Anlage.

simulieren sollen, wird stromab der Düse ein Welle erzeugt. Die Form und das Höhenprofil dieser induzierten Störwelle wird mit einem selbst entwickelten Triangulationssensor aufgenommen.

4.3 Sensorentwicklung für FIDES

Für die Höhenprofilmessungen im Wasserkreislauf FIDES wird ein eigener Triangulationssensor entwickelt. Dessen Hauptkomponenten sind eine Kamera („Basler ac2040-55uc“ (3,2 MP) mit KOWA LM16JC3M2 Objektiv) und ein Linienlaser (LC650-16-3-F(14x55)30 von *Picotronic* (2021)). Wie in Abb. 4.2 dargestellt wird die Kamera 213 mm hinter der Teststrecke platziert, sodass die Strömung durch den Kanalboden aufgenommen wird. Zum Auslesen der Längenskalen aus dem Bild werden Maßbänder auf der Kanalaußenwand und am Kanalboden aufgenommen. Damit können aufgenommenen Strukturen im Kanal Breiten- und Umfangskordinaten am Außenwandradius $R = 270$ mm zugeordnet werden. Der Linienlaser wird auch auf der Rückseite der Teststrecke unterhalb der Kamera angebracht. Dabei wird die Laserlinie im von der Kamera erfassten Bereich auf die Kanalrückwand projiziert. Bei eingeschaltetem Laser kann die Kamera bei einer Belichtungszeit von 1 s drei reflektierte Laserlinien aufnehmen (Abb. 4.3). Diese sind die Reflexionen von der Kanalrückwand (l_1), dem Kanalboden (l_2) und der Wasseroberfläche (l_3). Die erhaltenen Bilder werden mit MATLAB [*MATLAB* (2019)] ausgewertet.

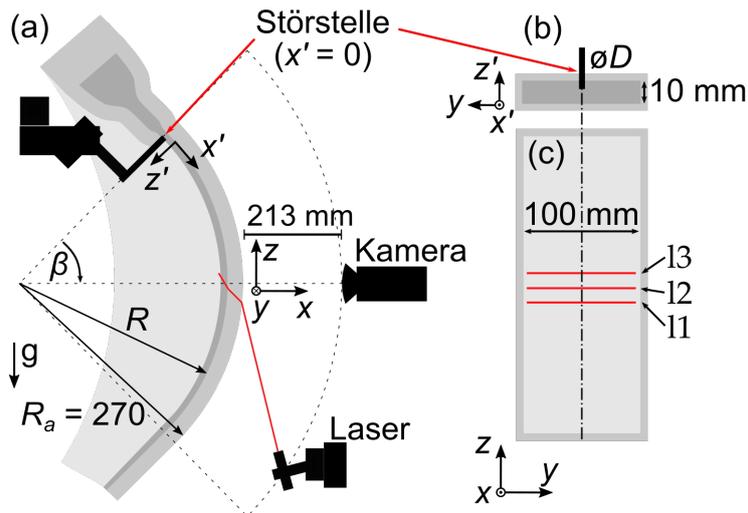


Abbildung 4.2: Skizze der FIDES Teststrecke. (a) Seitenansicht mit der Position der Störstelle, Kamera und Laser. (b) Sicht auf den Düsenaustritt. (c) Sicht auf die Kanalrückwand mit den drei reflektierten Laserlinien l1-l3.

Im ersten Schritt werden die reflektierten Laserlinien von der Kamera erfasst. Für die Laserliniendetektion wird nur der rote Farbkanal ausgewertet, da dieser hauptsächlich die Information der Laserlinien trägt und dadurch Streulichteinflüsse reduziert werden können. Daher ist auch die Anzahl der verfügbaren Pixel auf 25 % (Bayer-Filter von ursprünglich 2048×1536 px [Beyerer et al. (2016)]) reduziert. Die auszuwertenden Bilder, wie Abb. 4.3, werden in der Breite (y -Richtung) in 105 Segmente à 14 (Rot 7) Pixel ($0,729$ mm) unterteilt und deren Intensitätsverläufe über der Breite gemittelt. Dabei wird der wandnahe Bereiche, mit einem Wandabstand von 8 mm in y -Richtung, aufgrund von zu starkem Streulicht durch den Linienlaser selbst nicht berücksichtigt.

Für jedes der vertikalen Segmente ergibt sich eine Intensitätskurve entlang der Bildhöhe (Abb. 4.4). Zur einfacheren Detektion der Intensitätsmaxima werden drei Bereiche der

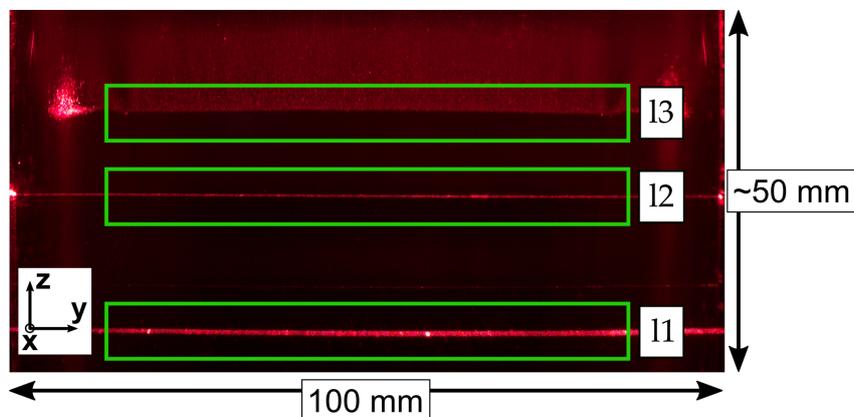


Abbildung 4.3: Foto der Kanalrückwand mit den drei reflektierten Laserlinien l1-l3 als Grundlage für die Schichtdickenmessung.

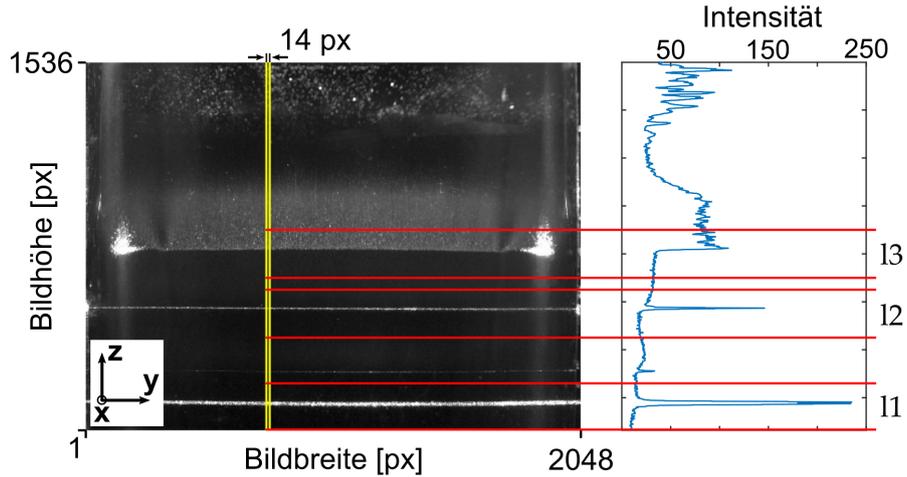


Abbildung 4.4: Foto zur Schichtdickenmessung mit einer beispielhaften Intensitätskurve eines 14 (Rot 7) Pixel breiten Segments in y -Richtung.

Bildhöhe definiert, in denen die Laserlinien erwartet werden. Die ersten beiden Maxima (Kanalrückwand l1 und Kanalboden l2 aus Abb. 4.4) sind als solche klar erkennbar und können entsprechend erfasst werden. Der Peak der Wasseroberfläche zeigt im Gegensatz dazu eher einen Übergang von unbeleuchtetem zu von Streulicht beleuchtetem Gebiet auf. Die Position der Laserlinie l3 wird als der unterste Punkt (kleinster z -Wert) im Bereich festgelegt der einen definierten Schwellenwert der Intensität überschreitet. Dieser Schwellenwert ist als Mittelwert aus einem der kleinsten und größten Intensitäten im Bereich definiert.

Nach der Detektion der Laserlinien ist die z -Position dieser im Bild bekannt. Die entsprechende Umfangskoordinate auf der Kanalrückwand ($R = 270$ mm) kann mit Hilfe der vorher aufgenommenen Skala zugeordnet werden. Mit der bekannten Kameraposition, den Brechungsindizes von Luft ($n_{Luft} = 1.000292$), Plexiglas ($n_{PMMMA} = 1,491$) und Wasser ($n_{Wasser} = 1,332$), sowie der bekannten Rückwanddicke von 20 mm wird die Schichtdicke der Wasserströmung berechnet (Anhang E). Die Laserlinie l1 ist die Reflexion an der Kanalaußenwand. Im Fall der zweiten Laserlinie l2 wird der Weg des Lichts durch die 20 mm dicke Rückwand berücksichtigt um die Position der Laserlinie auf dem Kanalboden zu erhalten. Mit der somit bekannten Position der Laserlinie l1 auf der Kanalaußenwand und l2 auf dem Kanalboden ist der Weg des Lasers durch die Rückwand bekannt. Mit dem so berechenbaren Einfallswinkel auf den Kanalboden wird mit der Lichtbrechung der weitere Weg der Laserlinie durch die Wasserschicht bestimmt. Mit der beobachteten Laserlinie l3 wird die Sichtlinie der Kamera durch die Rückwand und die Wasserschicht berechnet. Der Schnittpunkt dieser Sichtlinie und der vorher errechneten Laserlinie ergibt den Messpunkt auf der Wasseroberfläche. Dessen Abstand zum Ursprung des Krümmungsradius ergibt in der Differenz zum Krümmungsradius des Kanalbodens die ausgegebene Schichtdicke.

Eine Änderung von einem Pixel in der Höhe an der Linie 13 entspricht einer gemessenen Höhenänderung und somit einer Auflösung von 0,043 mm.

4.4 Validierung der Schichtdickenmessung in FIDES

Nach den ersten Messungen der Störstellen freien Strömung wird eine Standardabweichung der Höhenmessung von ungefähr einem Pixel gemessen. Der systematische Fehler des Messsystems wird zu 0,13 mm geschätzt. Dabei wird die Unsicherheit auf dem Kameraabstand, dem Umfangsmaßstab und der Unsicherheit des Schwellwertes im Detektionsalgorithmus der Laserlinie berücksichtigt. Zur Validierung des Messsystems wird zudem in der ungestörten Strömung der Bereich wenige Millimeter stromab der Düse aufgenommen. Erwartet wird eine Schichtdicke mit der Düsenhöhe von 10 mm, was auch innerhalb der geschätzten Unsicherheit der Messungen liegt. Eine Messung direkt an der Düsenkante ist aufgrund von zu starkem Streulicht nicht möglich.

Zusätzlich werden einige ausgewählte ungestörte Höhenprofile mit einem kommerziellen chromatisch konfokalen Sensor (*KEYENCE* 2021 CL-3000 mit CL-LP070 Messkopf) aufgenommen und mit den eigenen Messungen verglichen. Der chromatisch konfokale Sensor ist im Gegensatz zum eigenen Triangulationssensor ein Punktsensor. Dieser wird wie die Kamera beim eigenen Sensor aus Abb. 4.2 hinter der Teststrecke platziert. Zur Messung der Höhenprofile wird der Sensor auf einer Linearbühne entlang der Kanalbreite (y -Richtung) mit einer 1 mm Schrittweite geführt. Das vom Sensor aufgenommene Signal (100 Messungen mit 1000 μ s Messzeit pro Messpunkt) ist ein Intensitätsprofil über den Wellenlängen des eingestrahlteten weißen Lichts, welche den Messabstand repräsentieren (Abb. 4.5). Es werden drei Intensitätsmaxima aufgenommen, diese repräsentieren die Ka-

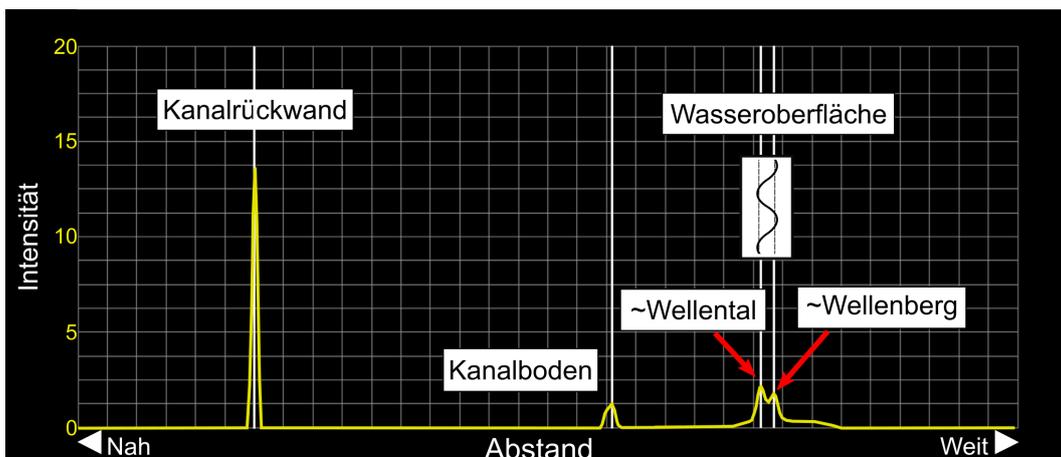


Abbildung 4.5: Gemessene Intensitätskurve des chromatisch konfokalen Sensor über dem Abstand bzw. der Wellenlänge des Lichts beim Vermessen der Wasserströmung in FIDES durch die Rückwand. Die drei aufgenommenen Intensitätsmaxima kommen von der Kanalrückwand, dem Kanalboden und der Wasseroberfläche.

nalaußenwand, den Kanalboden und die Wasseroberfläche. Die eigentliche Messung der Schichtdicke ergibt sich aus dem Abstand des Intensitätsmaximum vom Kanalboden und der Wasseroberfläche. Auffallend ist das Intensitätsmaximum der Wasseroberfläche, welches aus zwei kleineren Maxima besteht. Die Vermutung dabei ist, dass die beiden Intensitätsmaxima von den kleinen Oberflächenwellen verursacht werden und die Wellenberge bzw. Wellentäler repräsentieren. Abb. 4.6 zeigt das Oberflächenprofil (5 m/s , $\beta = 45^\circ$) aus den Messungen mit dem chromatisch konfokalem Sensor im Vergleich zu dem Oberflächenprofilen des Triangulationssensors. Die Schichtdickenmessungen der beiden Peaks von der Wasseroberfläche umrahmen das mit dem Triangulationssensor gemessene Profil. Das Oberflächenprofil der mit dem chromatisch konfokalem Sensor aufgenommenen Punkte wird als Mittelwert der beiden Peaks der Wasseroberfläche ermittelt. Der Unterschied zu dem mit dem Triangulationssensor erfassten Profil ist $< 0,1 \text{ mm}$.

Bei den Messungen mit dem chromatisch konfokalem Sensor können die steileren Flanken wie sie um die Wake Maxima und Minima auftreten nicht aufgenommen werden. Das Intensitätsmaximum der Wasseroberfläche wird für die Software zu flach um einen Punkt zu erfassen. Damit kann weder das Höhenprofil der Randwakes noch der Wake hinter einer Störstelle aufgelöst werden. Die Detektion dieser beschränkt sich auf die Abwesenheit einer Höheninformation. Auch in den Messungen der Strömung ohne Störstelle am Düsenaustritt kommt es zu größeren Streuungen als bei den Triangulationsmessungen, da die Auswertesoftware die beiden Maxima der Wasseroberfläche nicht immer zuverlässig erkennt. Die beiden häufigsten Fehlerfälle sind dabei, dass nur einer der Maxima erkannt

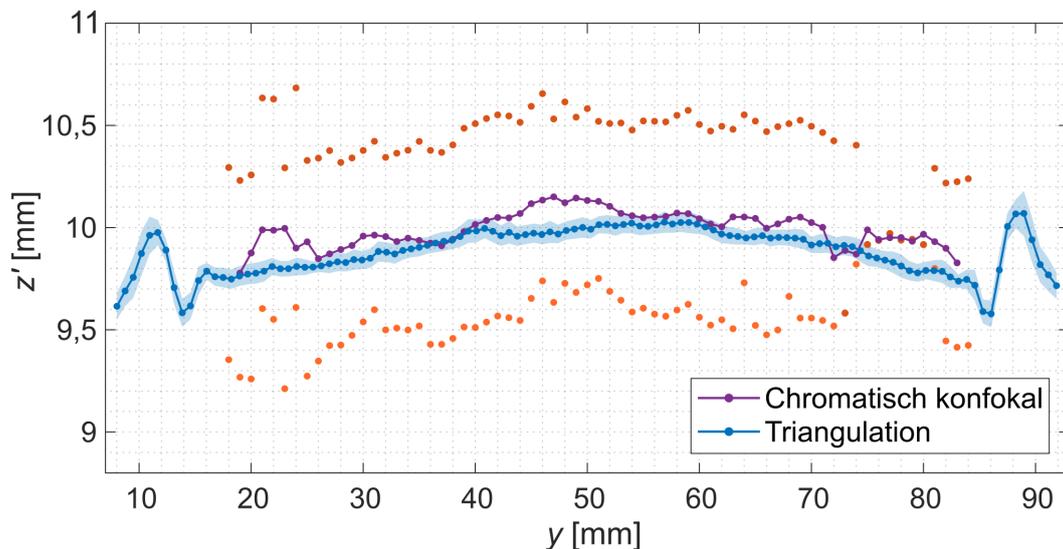


Abbildung 4.6: Gemessene Höhenprofile entlang der Kanalbreite y bei $\beta = 45^\circ$ und einer Strömungsgeschwindigkeit von $u = 5 \text{ m/s}$. Das gemessene Profil des Triangulationssensors (blau) wird hier den Messungen mit dem chromatisch konfokalen Sensor gegenübergestellt. In orange die Werte der beiden Intensitätsmaxima der Wasseroberfläche und in lila der dazugehörige Mittelwert der chromatisch konfokalen Messung.

wird bzw. dass zusammen mit einem Maximum direkt der Mittelwert der beiden erfasst wird. Durch Anpassen der Auswertesoftware (CL-NavigatorN) müssten diese Fehlerfälle behoben werden können. Ein direktes Auslesen der Intensitätskurven war im Rahmen dieser Messungen nicht möglich.

4.5 Ergebnisse der Schichtdickenmessung in FIDES

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen der Höhenprofile und der Form von Wakes in FIDES vorgestellt. Gemessen wird sowohl die ungestörte Strömung als auch die Strömung mit einer Störstelle am Düsenaustritt. Die verwendeten Strömungsgeschwindigkeiten sind $u = 4,5, 5,0, 5,5$ und $6,0$ m/s. Die Messpositionen sind um die senkrechte Kanalposition bei $\beta = 45^\circ$ ausgewählt. Dabei wird an den Umfangspositionen 166, 191, 216 und 241 mm stromab der Düsenkante, bezogen auf die Kanalaußenwand, gemessen. Zur eindeutigeren Beschreibung der Messposition wird auf den Winkel β stromab der Düsenkante zurückgegriffen (Abb. 4.2). Umgerechnet auf den Winkel folgt $\beta = 35,2^\circ, 40,5^\circ, 45,8^\circ, 51,1^\circ$, wobei diese im folgenden als Messungen bei $\beta = 35^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 50^\circ$ bezeichnet werden. Die verwendeten zylindrischen Störstellen haben einen Durchmesser von $D = 1,2, 2$ und 3 mm.

4.5.1 Ungestörtes Oberflächenprofil

Abb. 4.7 zeigt das ungestörte Höhenprofil bei $u = 5$ m/s an der Position $\beta = 45^\circ$ stromab der Düse. Die Standardabweichung der Messungen liegt bei 1 px was einer Höhenänderung von $\Delta z' = 0,043$ mm entspricht. In der Kanalmitte bei $y = 50$ mm ist das Profil leicht nach oben gewölbt und wird an beiden Seiten ($10 < y < 20$ mm bzw. $80 < y < 90$ mm) von einem Minimum und Maximum eingefasst. Diese Minima und Maxima sind die von den Düsenecken ($\beta = 0^\circ, y = 0$ mm und $y = 100$ mm) ausgehenden Wakes. Das Maximum hat an dieser Position stromab der Düse einen Wandabstand von $\Delta y = 11,8$ mm was der Position des ersten Maximum der Schwerewellen aus den analytischen Lösungen entspricht. Die mittlere Schichtdicke zwischen den Randwakes beträgt $\langle z' \rangle = 9,86$ mm.

Die Wasserströmung in FIDES wurde zudem mit Star CCM+ numerisch simuliert (RANS). Verwendet wird dabei eine „Two Phase flow Volume of Fluid“ Methode mit einem SST (Shear Stress Transport) Turbulenzmodell. Das Rechennetz umfasst $7,84 \cdot 10^6$ Zellen und bildet die halbe Kanalbreite mit einer Symmetrierandbedingung in der Kanalmitte ab. Die Stoffeigenschaften von Wasser werden für eine Temperatur von 20°C als konstant angenommen. Der Kontaktwinkel des Wassers an den Seitenwänden wird zu 10° festgesetzt. In Abb. 4.7 ist das aus den Simulationen erhaltene Höhenprofil neben dem schon vorher beschriebenen in FIDES gemessenen Profil bei der Strömungsgeschwindigkeit von

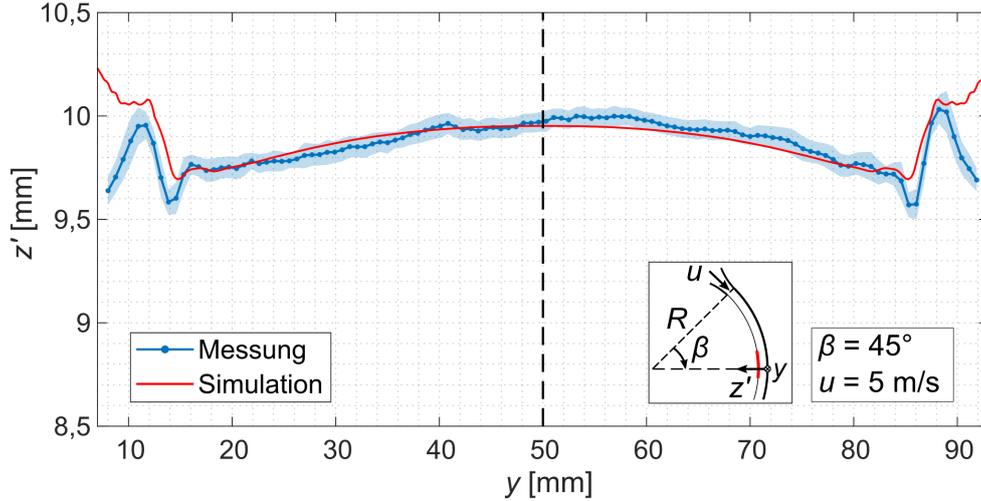


Abbildung 4.7: Höhenprofil der ungestörten Strömung bei $\beta = 45^\circ$ und $u = 5,0 \text{ m/s}$. Dargestellt ist das Profil aus den Messungen in blau und aus numerischen Simulationen in rot.

$u = 5 \text{ m/s}$, an der Messposition $\beta = 45^\circ$ stromab der Düse dargestellt. Zwischen den Randwakes spiegelt das simulierte Profil das gemessene mit einer maximalen Abweichung von $0,08 \text{ mm}$ wider. Auch die y -Position der Randwakes ist vergleichbar. Die Amplitude der beiden Minima ist in den Messungen stärker ausgeprägt.

Auffallend ist die Abweichung der beiden Profile zwischen dem Randwake und der Kanalwand ($y < 11 \text{ mm}$ bzw. $y > 89 \text{ mm}$). Die Messungen deuten ein weiteres Minima in diesem Bereich an, wohingegen die Profilkurve aus der Simulation stetig in Richtung Wand ansteigt. Aufgrund des Streulichts von der Kanalwand wird nicht der gesamte wandnahe Bereich gemessen, allerdings kann auch im Experiment ein Anstieg des Profils direkt an der Wand aufgrund von Benetzung beobachtet werden.

Abb. 4.8 zeigt die Höhenprofile $\beta = 45^\circ$ stromab der Düse bei den vier untersuchten Strömungsgeschwindigkeiten. Der Bereich zwischen den Randwakes lässt erkennen, dass die mittlere Schichtdicke mit sinkender Strömungsgeschwindigkeit abfällt. Diese geschwindigkeitsabhängige mittlere Schichtdicke wird zudem bis $u = 1 \text{ m/s}$ gemessen und ist in Abb. 4.9 an der Messposition $\beta = 45^\circ$ dargestellt.

Neben diesen Messungen wird die Schichtdicke mittels der Bernoulli-Gleichung

$$g \cdot z_1 + \frac{u_1^2}{2} = g \cdot z_2 + \frac{u_2^2}{2} + \frac{\Delta p_v}{\rho} \quad (4.5)$$

abgeschätzt.

Die Variablen mit Index 1 und 2 beziehen sich auf den Düsenaustritt und die senkrechte Kanalposition bei $\beta = 45^\circ$. z definiert dabei die absolute Höhenkoordinate, u die Strömungsgeschwindigkeit an der jeweiligen Position und Δp_v den Druckverlust. Aus

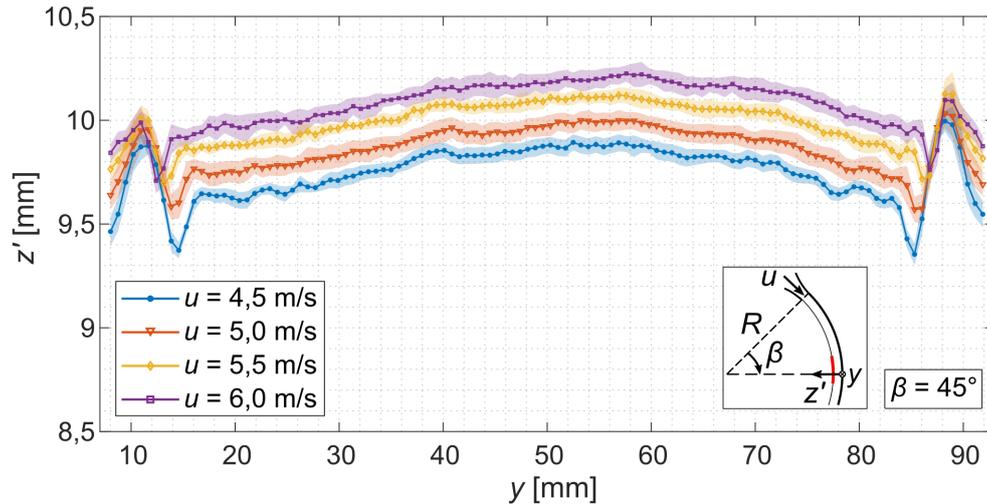


Abbildung 4.8: Höhenprofile der ungestörten Strömung entlang der Kanalbreite y an der Messposition $\beta = 45^\circ$ bei allen gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten u .

der erhaltenen Geschwindigkeit u_2 wird mit der Düsenhöhe $h = 10$ mm die Schichtdicke $z' = h \cdot u_1/u_2$ bestimmt. Unter Vernachlässigung des Druckverlustes wird die Schichtdicke insbesondere für die größeren gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten unterschätzt. Unter Berücksichtigung des Druckverlustes [VDI-Wärmeatlas (2013)],

$$\Delta p_v = \frac{1}{(1,82 \cdot \log_{10}(Re) - 1,64)^2} \cdot \frac{x'}{D_h} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot u^2, \quad (4.6)$$

und unter der Annahme eines glatten Kanals, liegt die maximale Abweichung zur gemessenen mittleren Schichtdicke bei 0,07 mm.

Für kleine Strömungsgeschwindigkeiten dominiert damit die Beschleunigung durch die

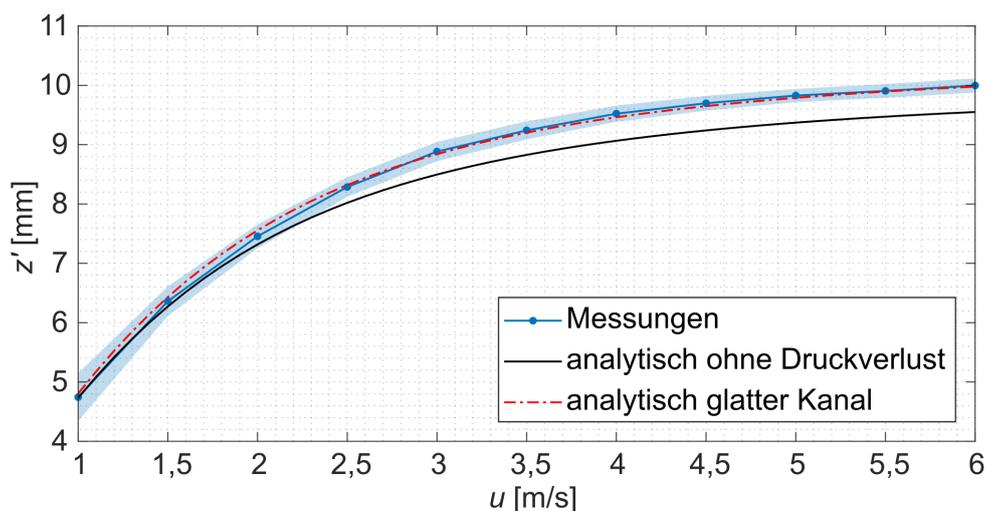


Abbildung 4.9: Mittlere Schichtdicke der ungestörten Strömung bei Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich von $1 \leq u \leq 6$ m/s. Zusätzlich zu den experimentellen Messungen (blau) wurde die Schichtdicke mittels Bernoulli-Gleichung abgeschätzt.

Schwerkraft in Strömungsrichtung. Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit nimmt der Effekt unter anderem aufgrund des Druckverlusts ab und die mittlere Schichtdicke bleibt für $10 < u < 20$ m/s im Bereich von $10,25 < \langle z' \rangle < 10,34$ mm. Im Fall des am Wasserprüfstand verwendeten Geschwindigkeitsbereichs von $4,5 < u < 6$ m/s ergibt sich eine mittlere Schichtdicke in einem etwas weiteren Bereich von $9,65 < \langle z' \rangle < 9,98$ mm. Aufgrund der sehr ähnlichen Viskosität (Tabelle 4.1) ändert sich die analytisch abgeschätzte mittlere Schichtdicke beim Wechsel auf Lithium kaum.

Die y -Position und die Amplitude der kanalwandnahen Maxima des Randwake bleiben bei der Variation der Strömungsgeschwindigkeit konstant (Abb. 4.8). Das Minimum des Randwake wandert mit steigender Strömungsgeschwindigkeit aufgrund der größeren mittleren Schichtdicke leicht nach außen.

Abb. 4.10 zeigt das Höhenprofil der ungestörten Strömung bei der Strömungsgeschwindigkeit von $u = 5$ m/s an unterschiedlichen Positionen stromab des Düsenaustritts. Im Gegensatz zur variierenden Strömungsgeschwindigkeit kann hier keine klare Abhängigkeit der über die Kanalbreite in y -Richtung gemittelten Schichtdicke von der Messposition β festgestellt werden. Dafür nimmt der Seitenwandabstand des Randwake in Strömungsrichtung bei gleichbleibender Amplitude zu. Diese Änderung der Wake Position entlang des Umfangs wird auch von den analytischen Lösungen wiedergegeben, genauso wie der gleichbleibende Wandabstand bei Variation der Strömungsgeschwindigkeit.

Auffällig bei den Profilen der ungestörten Strömung ist zudem, dass das Maximum der Wölbung im Bereich zwischen den Randwakes nicht in der Kanalmitte bei $y = 50$ mm liegt, sondern in Richtung $y = 60$ mm tendierte. Mögliche Ursachen für diese Asymmetrie sind das Messsystem und die Strömungsrandbedingungen am Düsenaustritt. Versuche die Asymmetrie auf das Messsystem zu beziehen ergaben keinen Einfluss.

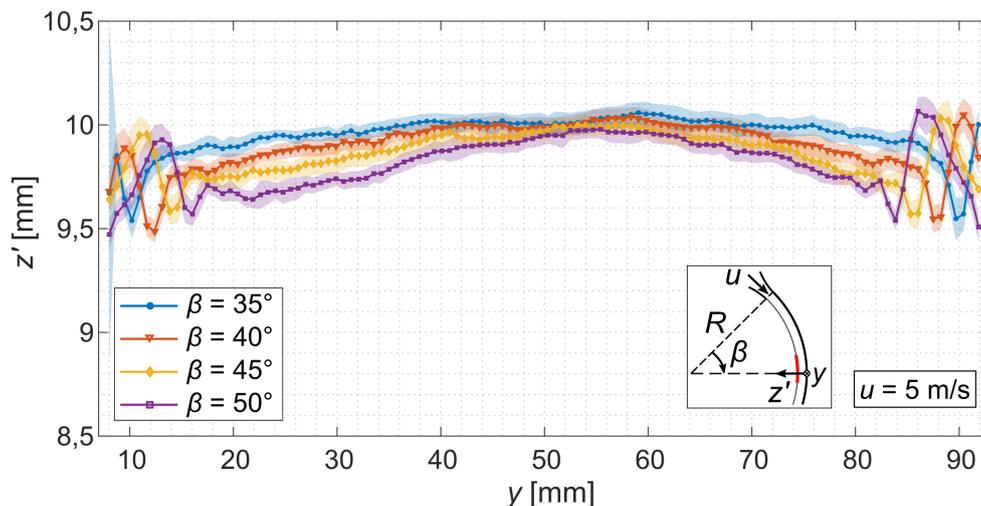


Abbildung 4.10: Höhenprofile der ungestörten Strömung entlang der Kanalbreite y bei der Strömungsgeschwindigkeit $u = 5,0$ m/s an allen betrachteten Messpositionen β .

4.5.2 Oberflächenprofil stromab der Störstelle

Zur Untersuchung des Oberflächenprofils stromab der Störstelle an der Düsenkante bei $50 < y < 51 \text{ mm}$ wird zunächst der relevante Bereich der Eindringtiefe untersucht bei dem es zu einer messbaren Veränderung des Höhenprofils kommt. Die Eindringtiefe der Störstelle in die Strömung wird an der Linearbühne ab dem Punkt gemessen an dem die Störstellenspitze die Wasseroberfläche berührt. Im Folgenden wird das Höhenprofil bei verschiedenen Eindringtiefen Δs einer Störstelle mit dem Durchmesser $D = 1,2 \text{ mm}$ und der Messposition $\beta = 45^\circ$ stromab der Düse bei der Strömungsgeschwindigkeit von $u = 5 \text{ m/s}$ untersucht (Abb. 4.11). Basierend auf der Schrittweite von $0,25 \text{ mm}$ wird bis zu einer Eindringtiefe von $\Delta s = 0,75 \text{ mm}$ keine deutliche Änderung des Profils im Vergleich zum ungestörten Fall gemessen. Mit steigender Eindringtiefe bilden sich rechts und links der Störstelle ein deutlicher Wellenberg und ein Wellental aus, deren Amplituden mit weiter steigender Eindringtiefe zunimmt. Die Amplitude der Maxima bleibt ab einer Eindringtiefe von $\Delta s = 1,25 \text{ mm}$ mit $\Delta z' = 0,18 \text{ mm}$ konstant. Die Tiefe der Minima nimmt mit steigender Eindringtiefe weiter zu. Bei einer Eindringtiefe von $\Delta s = 2 \text{ mm}$ wird die definierte kritische Waketiefe für die Lithiumströmung in DONES von $\Delta z' = -1 \text{ mm}$ überschritten.

Zudem bildet sich stromab der Störstelle ein weiteres Minimum aus. Besonders in diesem Bereich zwischen den inneren Maxima steigt auch die Standardabweichung bei den größten untersuchten Strömungsgeschwindigkeiten von 6 m/s und Eindringtiefen von 2 mm an. Eine wahrscheinliche Ursache für die steigende Standardabweichung sind Wassertropfen welche sich von der Störstelle lösen und für zusätzliches Streulicht sorgen. Die Position der Maxima und Minima der Randwake bleibt unverändert. Für die weitere Untersuchung

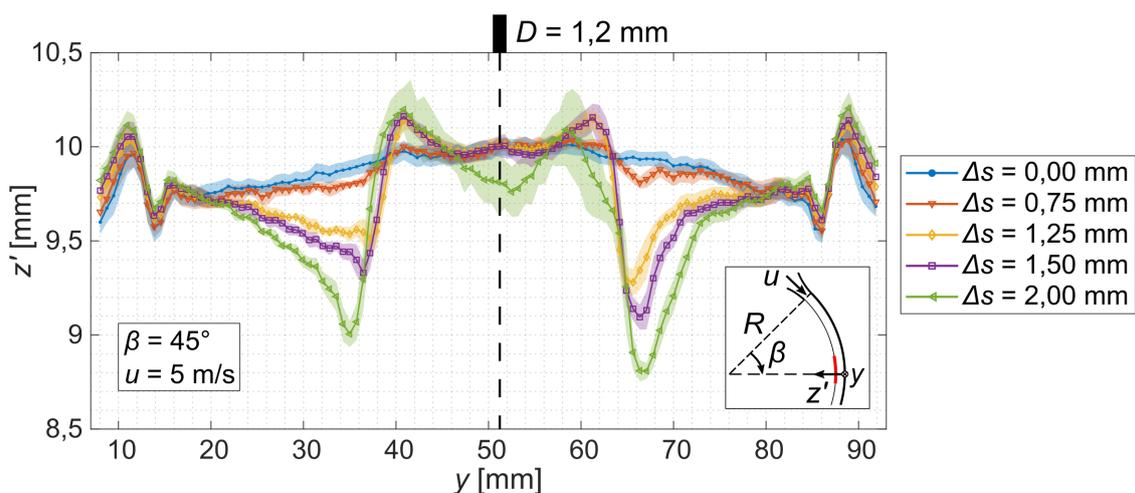


Abbildung 4.11: Höhenprofile der Wasserströmung in FIDES bei $\beta = 45^\circ$ und $u = 5 \text{ m/s}$ für verschiedenen Eindringtiefen Δs der zylindrischen Störstelle mit dem Durchmesser $D = 1,2 \text{ mm}$.

des Einflusses der verschiedenen Parameter werden die Profile relativ zum entsprechenden ungestörten Profil dargestellt. Damit ergeben sich in diesem Fall die Profile aus Abb. 4.11 zu den relativen Profilen in Abb. 4.12.

Wie schon in den Messungen der ungestörten Strömung festgestellt, gibt es auch in den Profilen aus Abb. 4.11 eine Asymmetrie, welche deutlicher in der Amplitude der Minima sichtbar wird. Der Unterschied der maximalen Waketiefe liegt bei 0,25 mm, wobei die kleineren Amplituden bei kleineren y -Werten gemessen werden.

Eine weitere Möglichkeit die Größe der Störstelle zu verändern ist die Variation des Durchmessers D . Abb. 4.13 zeigt das gemessene Oberflächenprofil für $\beta = 45^\circ$ bei $u = 5$ m/s und einer Eindringtiefe der Störstelle von $\Delta s = 1,25$ mm für unterschiedliche Störstellendurchmessern. Bei größeren Störstellendurchmessern steigt die Amplitude der Wake Minima deutlich an. Die größten Unterschiede werden dabei bei der Änderung des Durchmessers von $D = 1,2$ mm zu 2 mm gemessen. Die Änderung des Profils beim weiteren Übergang zu $D = 3$ mm sind deutlich geringer. Aufgrund der größeren Störstellenbreite wird auch die kritische Waketiefe von über 1 mm bei kleineren Eindringtiefen erreicht. Im Fall des Störstellendurchmessers von $D = 3$ mm wird die kritische Waketiefe bereits bei einer Eindringtiefe von $\Delta s = 1,25$ mm erreicht. Damit geht allerdings auch das frühere Auftreten der gestiegenen Standardabweichung im Bereich der Wakes einher.

Aufgrund des Zusammenhangs von Störstellenbreite, Eindringtiefe und Wakeprofil ist die Vermutung, dass sich ähnliche Profile bei konstantem Störstellenquerschnitt ausbilden. Allerdings trifft dies nur im Fall der $1,5$ mm² Störstelle ($D = 1,2$ mm mit $\Delta s = 1,25$ mm und $D = 2$ mm mit $\Delta s = 0,75$ mm Eindringtiefe) zu. Eine weitere Kombination von drei verschiedenen Störstellenbreiten und Eindringtiefen mit sehr ähnlichen Oberflächenpro-

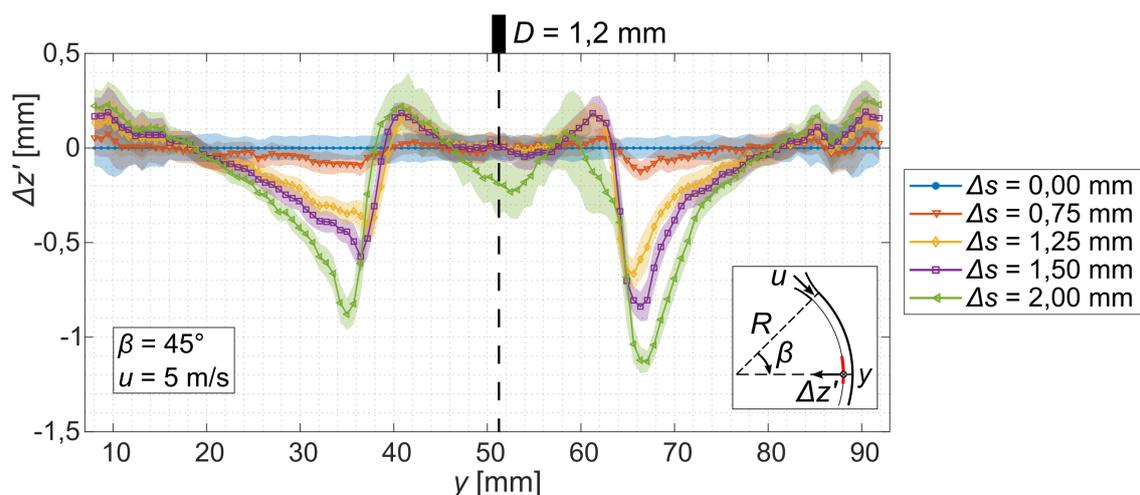


Abbildung 4.12: Relatives Höhenprofil der Wasserströmung in FIDES bei $\beta = 45^\circ$ und $u = 5$ m/s für die verschiedenen Eindringtiefen Δs der zylindrischen Störstelle mit dem Durchmesser $D = 1,2$ mm.

filen ergibt sich für $D = 3 \text{ mm}$ mit $\Delta s = 1,25 \text{ mm}$, $D = 2 \text{ mm}$ mit $\Delta s = 1,5 \text{ mm}$ und $D = 1,2 \text{ mm}$ mit $\Delta s = 2 \text{ mm}$ Eindringtiefe. Diese decken den Querschnittsbereich von $2,4 \leq A \leq 3,75 \text{ mm}^2$ ab. Damit ergibt sich keine eindeutige Ähnlichkeit der Wakeamplitude aufgrund des Störstellenquerschnitts.

Neben der Variation der Störstellenparameter wird auch der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit, sowie der Kanalposition untersucht. Abb. 4.14 zeigt das relative Höhenprofil bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten und konstanter Messposition $\beta = 40^\circ$ bei einer Eindringtiefe der Störstelle von $\Delta s = 2 \text{ mm}$. Ausgehend von den Wake-Minima in Richtung der Außenwand sind die Profile aller Strömungsgeschwindigkeiten sehr ähnlich. Im Bereich zwischen den Minima für $35 \leq y \leq 65 \text{ mm}$ ist der Einfluss der steigenden Standardabweichung für wachsende Strömungsgeschwindigkeiten und Eindringtiefen ab $\Delta s = 2 \text{ mm}$ erkennbar.

Abb. 4.15 zeigt das Höhenprofil bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit von $u = 5 \text{ m/s}$ mit einer Störstelle von $D = 1,2 \text{ mm}$ und einer Eindringtiefe von $\Delta s = 1,5 \text{ mm}$ an den verschiedenen Kanalpositionen β . Die Amplitude des Wakes flacht in Strömungsrichtung mit steigendem Düsenabstand ab. Die Minima werden deutlich kleiner und wandern stromab, für steigende β , in Richtung der nächstgelegenen Wand nach außen. Auch die Maxima wandern mit steigender Umfangsposition β nach außen, wobei hier die Amplitude leicht ansteigt. Im Bereich der Randwakes bei einem Wandabstand von $\Delta y \leq 12 \text{ mm}$ sind die relativen Höhenprofile der verschiedenen Umfangspositionen deckungsgleich.

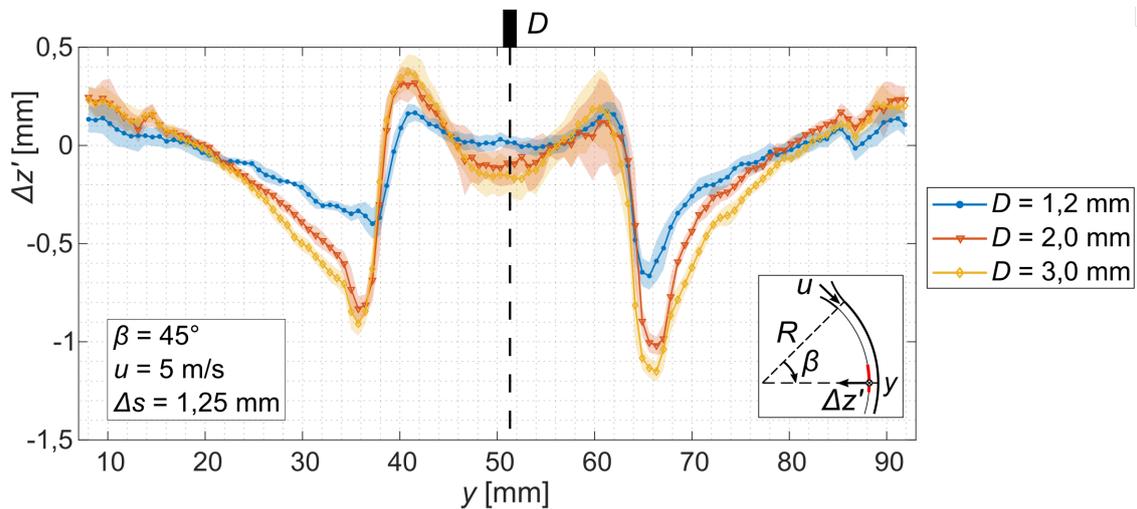


Abbildung 4.13: Relatives Höhenprofil der Strömung bei $u = 5 \text{ m/s}$, $\beta = 45^\circ$ stromab der Düse mit einer Eindringtiefe der Störstelle von $\Delta s = 1,25 \text{ mm}$ bei den drei verschiedenen Störstellendurchmessern D .

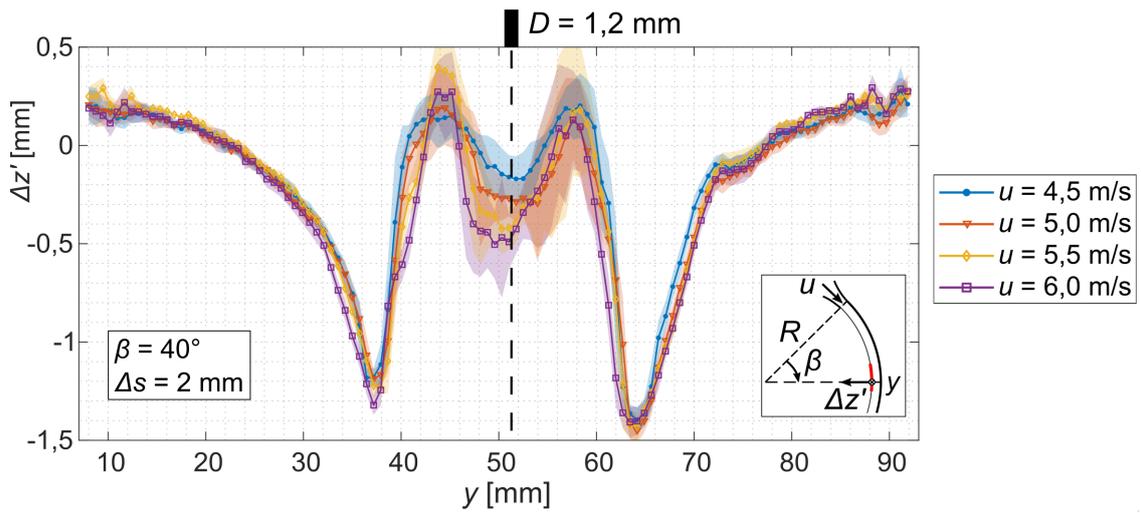


Abbildung 4.14: Relatives Höhenprofil der Wasserströmung in FIDES, $\beta = 40^\circ$ stromab der Düse bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten u und einer Eindringtiefe $\Delta s = 2$ mm der zylindrischen Störstelle mit dem Durchmesser $D = 1,2$ mm.

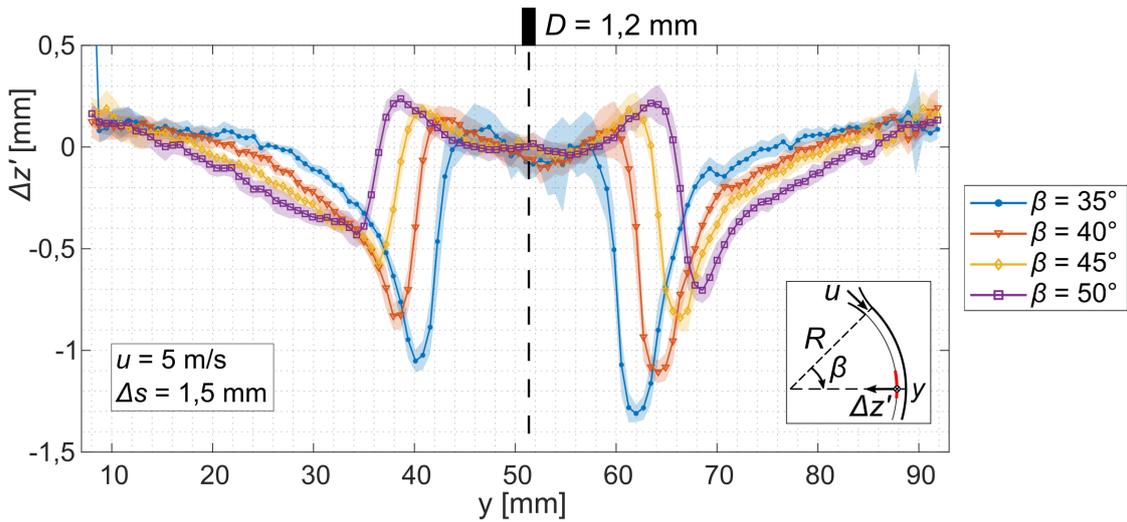


Abbildung 4.15: Relatives Höhenprofil der Wasserströmung in FIDES bei $u = 5$ m/s an den verschiedenen Messpositionen β mit einer Eindringtiefe von $\Delta s = 1,5$ mm der zylindrischen Störstelle mit dem Durchmesser $D = 1,2$ mm.

4.6 Auswertung der Wellenformen stromab der Düse in FIDES

Die Gleichungen aus Abschnitt 1.2.2 beschreiben die y -Position der Wellen. Die berechneten Werte sind in Tabelle 4.2 für die Wasserströmung in FIDES an den verschiedenen Messpositionen β und Strömungsgeschwindigkeiten u für $n = 0,5$ aufgelistet. Die Lösungen für $n = 0,5$ stehen für die Position der ersten Wellenberge, welche entweder durch die Oberflächenkräfte (Kapillarwellen) oder Zentrifugalkräfte (Schwerewellen) hervorgerufen werden. Mit dem ersten Wellenberg ist im Fall der Kapillarwellen der innerste und im Fall der Schwerewellen der äußerste Wellenberg, bezogen auf die Position der Störstelle $y = 0$ gemeint. Für größere n ergeben die Lösungen der Kapillarwellen größere y -Positionen und die der Schwerewellen kleinere. In beiden Fällen ergeben sich mit wachsender Lauflänge (größere Werte von β) größere Abstände der Wellenberge in y -Richtung. Zusätzlich verkleinern sich die y -Abstände der Maxima der Kapillarwellen mit steigender Strömungsgeschwindigkeit.

Zunächst wird der Wandabstand des Randwakes aus den Messungen der ungestörten Strömung untersucht. Hierfür wird, wie schon im Vergleich mit den numerischen Simulationen, das ungestörte Profil bei $u = 5 \text{ m/s}$ an der senkrechten Kanalposition $\beta = 45^\circ$ betrachtet. Die senkrechten Linien in Abb. 4.16 zeigen die y -Position der analytischen Lösungen für $n = 0,5$ aus Tabelle 4.2. In diesem Fall fällt das erste Maximum der Schwerewellen aus den analytischen Lösungen auf die gemessenen Maxima des Randwakes. Das erste Maximum der Kapillarwellen hat kein eindeutiges Pendant im gemessenen Profil. Das Minimum des Randwakes liegt zwischen dem ersten Maximum der Schwerewellen und dem der Kapillarwellen. Aufgrund der schon festgestellten, von der Strömungsgeschwindigkeit unabhängigen Lage der Maxima sowohl in den Messungen als auch in den analytischen Lösungen trifft die beschriebenen Ähnlichkeiten bei $\beta = 45^\circ$ auch auf die anderen untersuchten Strömungsgeschwindigkeiten zu. In den gemessenen ungestörten Profilen wird der Abstand Δy des Minimum vom Maximum mit zunehmender Geschwindigkeit kleiner. Dies wird im vorherigen Kapitel noch mit dem Anstieg der mittleren Schichtdicke erklärt,

$n = 0,5$	Position der Wellenberge der Schwerewelle [mm]	Position der Wellenberge der Kapillarwelle [mm]					
		β	4,5–6 m/s	4,5 m/s	5,0 m/s	5,5 m/s	6,0 m/s
		35°	6,96	15,36	14,47	13,70	13,04
		40°	9,23	17,35	16,35	15,49	14,75
		45°	11,82	19,33	18,22	17,27	16,46
		50°	14,75	21,30	20,08	19,05	18,15

Tabelle 4.2: Berechnete y -Position der Wellenberge aus den analytischen Gleichungen der Kelvin Wakes (Abschnitt 1.2.2) bezogen auf die Wasserströmung in FIDES bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten u und Messpositionen β .

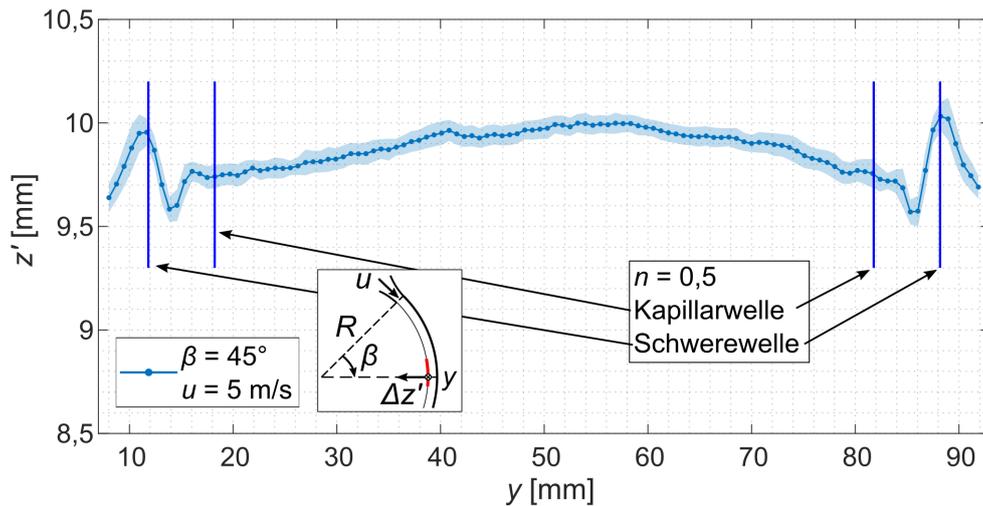


Abbildung 4.16: Höhenprofil der ungestörten Wasserströmung in FIDES bei $\beta = 45^\circ$ und $u = 5 \text{ m/s}$ im Vergleich zu der von den analytischen Gleichungen vorhergesagten y -Position der ersten Wellenberge für $n = 0,5$.

kann hier allerdings auch auf den schmaler werdenden Wake der Kapillarwelle bezogen werden.

Im nächsten Schritt werden die analytischen Lösungen mit den gemessenen Profilen an den unterschiedlichen Messpositionen verglichen. Im Fall der Messung bei $\beta = 35^\circ$ liegt das Maxima des Randwakes außerhalb des Messbereichs, wodurch ein direkter Vergleich nicht möglich ist. Die Messposition $\beta = 40^\circ$ ist mit Blick auf die analytische Lösung vergleichbar zur Messposition $\beta = 45^\circ$. Auch im Fall von $\beta = 50^\circ$ wird das gemessene Minima von den beiden Lösungen der analytischen Gleichungen umrahmt. Im Gegensatz zu den anderen Messpositionen liegt die Lösung der äußersten Maxima allerdings auf der Flanke zwischen

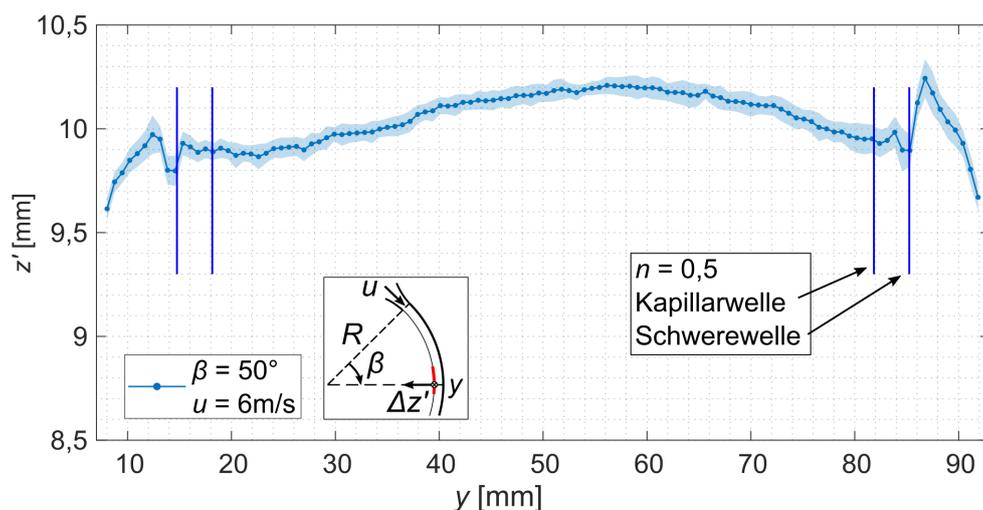


Abbildung 4.17: Höhenprofil der ungestörten Wasserströmung in FIDES bei $\beta = 50^\circ$ und $u = 6 \text{ m/s}$ im Vergleich zu der von den analytischen Gleichungen vorhergesagten y -Position der ersten Wellenberge für $n = 0,5$.

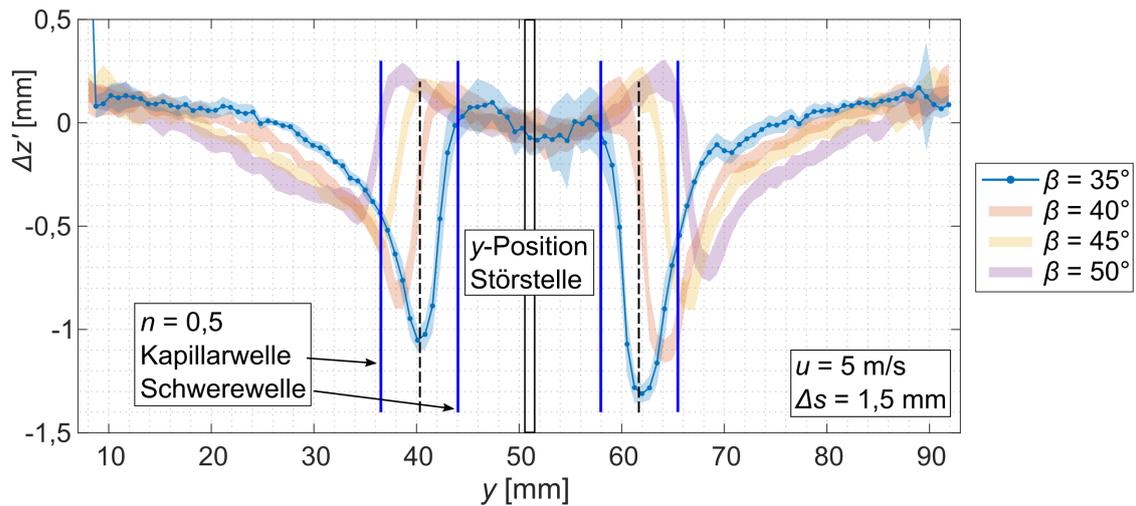


Abbildung 4.18: Höhenprofil der Strömung stromab der Störstelle bei $u = 5$ m/s. Vergleich des gemessenen Höhenprofils an der Messposition $\beta = 35^\circ$ mit den analytischen Lösungen für $n = 0,5$ (senkrechte Linien). Die senkrechte gestrichelt schwarze Linie ist die analytische Lösung für $n = 0,25$.

Minimum und Maximum. Nur im Fall der größten gemessenen Umfangsposition von $\beta = 50^\circ$ bei der größten untersuchten Strömungsgeschwindigkeit von $u = 6$ m/s trifft dies wie in Abb. 4.17 dargestellt nicht zu.

Zusammengefasst lässt sich im Fall der ungestörten Strömung zeigen, dass die analytischen Lösungen mit $n = 0,5$ das Minima des Randwakes einrahmt. Zusätzlich beschreibt das erste Maximum der Schwerewellen die gemessenen Maxima des Randwakes.

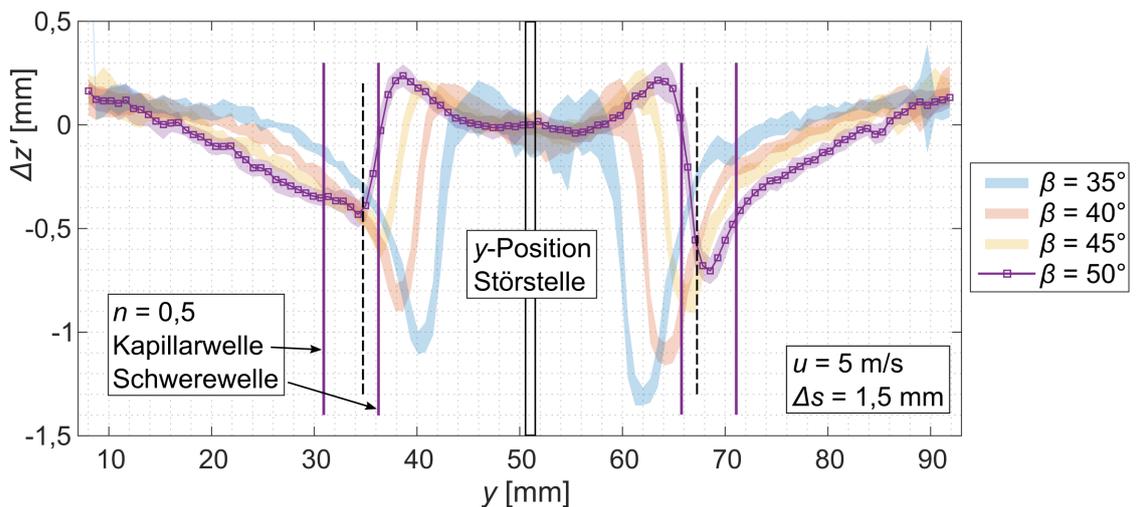


Abbildung 4.19: Höhenprofil der Strömung stromab der Störstelle bei $u = 5$ m/s. Vergleich des gemessenen Höhenprofils an der Messposition $\beta = 50^\circ$ mit den analytischen Lösungen für $n = 0,5$ (senkrechte Linien). Die senkrechte gestrichelt schwarze Linie ist die analytische Lösung für $n = 0,25$.

Nach der ungestörten Strömung wird auch die Wakeform stromab der an der Düsenkante angebrachten Störstelle mit den analytischen Lösungen verglichen. Wie schon in Abb. 4.15 abgebildet wandern die gemessenen Maxima und Minima stromab der Störstelle mit steigender Umfangskoordinate in Richtung der nächstgelegenen Kanalwand. Abb. 4.18 und 4.19 stellen diesen gemessenen Profilen die analytischen Lösungen für $n = 0,5$ gegenüber. Die der y -Position der Störstelle näher gelegene Lösung entspricht dem durch die Zentrifugalkraft dominierten Wake (Schwerewelle). Dieser liegt im Vergleich zu den Messungen auf der Flanke zwischen Minimum und Maximum, näher am Maximum. Die gemessenen Minima werden zusammen mit der analytischen Lösung für die Position der durch die Oberflächenspannung dominierten Maxima eingerahmt. Im Bereich zwischen den beiden analytischen Lösungen liegen theoretisch die Werte $n < 0,5$, welche allerdings nicht näher von den analytischen Lösungen definiert sind. Abgesehen davon beschreibt die analytische Lösung des von der Fliehkraft dominierten Wakes für $n = 0,25$ die Position der Minima am besten. Diese Lösung ist in Abb. 4.18 und 4.19 als senkrechte gestrichelte schwarze Linie für die jeweilige Messposition dargestellt.

Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung der Wake Form, bzw. des Öffnungswinkels (Abb. 1.6) der stabilen Wellen, ergibt sich nach der Veröffentlichung von Moisy und Rabaud 2014 über die Froude-Zahl, Bond-Zahl und das Geschwindigkeitsverhältnis $U = u/c_{min}$. In letzteres geht die minimale Phasengeschwindigkeit mit $c_{min} = (4u^2\sigma/(R\rho))^{1/4}$ ein. Das Geschwindigkeitsverhältnis beschreibt in diesem Fall auch das Produkt $We \cdot Fr = 2 \cdot U^2$. In Abb. 4.20 ist der Öffnungswinkel der Wellen über dem Geschwindigkeitsverhältnis dargestellt. Die horizontale blau gestrichelte Linie gibt den konstanten Kelvin-Winkel

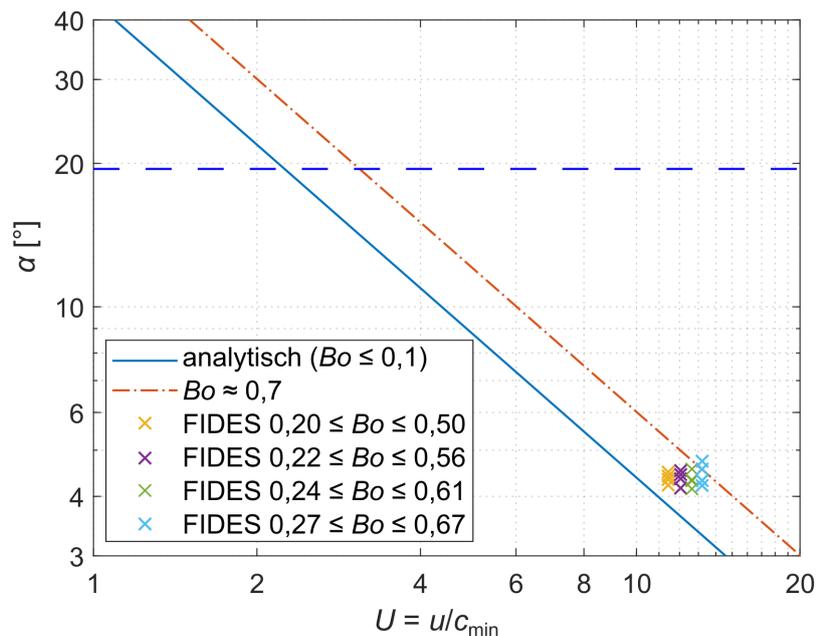


Abbildung 4.20: Öffnungswinkel α des Wakes über dem Geschwindigkeitsverhältnis U im Vergleich zu Messwerten von Moisy und Rabaud 2014.

von $\sin^{-1}(1/3) = 19,47^\circ$ wieder. Für größere U folgt der Winkel den diagonalen Kurven, wobei sich die untere durchgezogene Linie (blau) aus den analytischen Lösungen aus Abschnitt 1.2.2 ergibt ($\alpha = 0,764/(U \cdot 180/\pi)$). Nach den experimentellen Untersuchungen von Moisy und Rabaud 2014 folgen Messwerte für kleine Bond-Zahlen dieser unteren diagonalen Linie. Die obere diagonale Strichpunktlinie ist an Messwerte mit $Bo \approx 0,7$ angenähert. Die Messungen in FIDES liegen im Bereich von $11,5 \leq U \leq 13,21$ und $0,2 \leq Bo \leq 0,67$ und fallen damit in den von den Vergleichsmessungen abgesteckten Bereich. Die Streuung im Winkel ergibt sich ausschließlich aufgrund der unterschiedlichen Messpositionen entlang des Umfangs. Die Variation des Geschwindigkeitsverhältnisses ist abhängig von der Geschwindigkeitsvariation im Messbereich. Die Bond-Zahl ist außerdem abhängig vom Durchmesser der Störstelle, wodurch sich jedem Datenpunkt drei verschiedene Bond-Zahlen zuordnen lassen.

Neben der Darstellung des Öffnungswinkels über dem Geschwindigkeitsverhältnisses wird in Abb. 4.21 der Winkel über der Froude-Zahl aufgetragen. Auch hier wird der konstante Kelvin-Winkel als horizontale gestrichelte Linie eingezeichnet. Die Diagonalen stellen Linien konstanter Bond-Zahl dar, welche aus den Messungen von Moisy und Rabaud 2014 hervorgehen. In diesem Fall stehen Diagonalen kleiner Bond-Zahlen rechts. Die Messungen in FIDES teilen sich auf drei Froude-Zahlen 14,43, 11,18 und 9,13 auf, welche sich aus den drei verschiedenen Störstellendurchmessern ergeben. Auch hier ergibt sich die Variation im Winkel hauptsächlich aus den verschiedenen gemessenen Umfangspositionen.

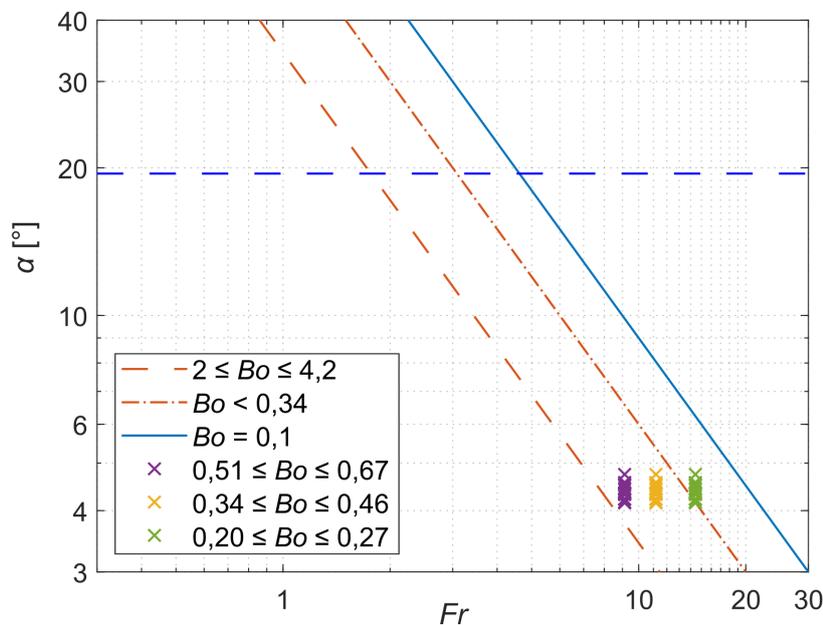


Abbildung 4.21: Öffnungswinkel α des Wakes über der Froude-Zahl Fr im Vergleich zu Messwerten von Moisy und Rabaud 2014.

Zusammengefasst lässt sich für die Messungen in FIDES feststellen, dass sie in vergleichbare Winkel und Kennzahl Bereiche fallen wie die Vergleichswerte von Moisy und Rabaud 2014. Die größten Unterschiede der beiden Messungen liegt in der Kanalgeometrie und der Messmethodik. In den Vergleichsmessungen wird ein flacher horizontaler Kanal verwendet, in dem der Öffnungswinkel des Wakes am weitest entfernten Ort von der Störstelle in Strömungsrichtung x' festgelegt wird. Die Teststrecke in FIDES ist ein konkaver Kanal, in dem der lokale Öffnungswinkel anhand der Position des dominanten Wellentals definiert wird. Aufgrund der Kanalgeometrie und der damit verbundenen Annahme zu dominanten Zentrifugalkräften ergibt sich eine von der Strömungsgeschwindigkeit unabhängige Froude-Zahl. Des weiteren ergibt sich eine Proportionalität von $Bo \sim u$ und $U \sim \sqrt{u}$. Mit Blick auf den Störstellendurchmesser als charakteristische Länge ist $Bo \sim D$, $Fr \sim \sqrt{1/D}$ und U unabhängig vom Durchmesser. Ausgehend von den dargestellten Diagrammen in Abb. 4.20 und 4.21 kann damit keine eindeutige Abhängigkeit des Winkels von der Strömungsgeschwindigkeit und der charakteristischen Länge festgestellt werde. Die beobachtete Winkelvariation kommt in den durchgeführten Messungen fast ausschließlich aus der Variation der Lauflänge, welche in keiner der drei Kennzahlen eingeht.

4.7 Zusammenfassung und Ausblick zur Wakecharakterisierung

Ziel der Messungen am Strömungsprüfstand FIDES ist die Untersuchung der Strömung in einer senkrechten konkaven Teststrecke mit besonderem Blick auf stabile Wakestrukturen. Wasser wird aufgrund der ähnlichen Stoffeigenschaften und einfachen Handhabbarkeit als Modellfluid verwendet. Zur Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Lithium wird ein konstantes Produkt $We \cdot Fr$ verwendet, was bei gleichbleibendem Krümmungsradius identische Wellenformen in Lithium und Wasser bedeutet. Neben dem Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit wird die Größe der Wake erzeugenden Störstelle am Düsenaustritt variiert. Die Messungen ergeben keinen Einfluss dieser Faktoren auf die Wellenform, was sich auch aus den analytischen Vorhersagen ergibt.

Zusätzlich zur Form wird auch das Höhenprofil der Wakes gemessen. Das in den Messungen erfasste Profil mit zwei Minima symmetrisch um den Bereich genau stromab der Störstelle korrigiert die in der Vergangenheit getroffenen Annahmen zum Höhenprofil mit einem Minimum genau stromab der Störstelle. Von besonderem Interesse ist dabei die Amplitude der Wake Minima im Bereich $\beta = 45^\circ$ stromab der Düse um die senkrechten Kanalposition. Eine lokale Schichtdickenreduktion in diesem Bereich kann in DONES zu einem kritischen Energieeintrag in die Rückwand führen. Somit werden die verschiedenen Randbedingungen der Testmessungen auch mit Blick auf den Einfluss auf das Höhenprofil untersucht.

Inbesondere die Größe der Störstelle hat einen Einfluss auf die Amplitude. Für Eindring-

tiefen der Störstelle $\Delta s < 1$ mm ergibt sich noch kein Einfluss auf das Höhenprofil. Mit weiter ansteigender Eindringtiefe wird die Amplitude der Minima größer. Je nach Störstellendurchmesser stellte sich eine kritische Amplitude von $\Delta z' > 1$ mm bei Eindringtiefen um $\Delta s = 2$ mm ein. Die Übertragung der Ergebnisse mit Bezug auf die Schichtdicke in DONES ist aufgrund der noch nicht erfolgten Validierung in Flüssigmetall derzeit nur qualitativ möglich. Der Einfluss einer lokalen Schichtdickenreduktion von $\Delta z' > 1$ mm auf die Temperatur in der Rückwand wurde im Rahmen des DONES Projekts mittels CFD Simulation abgeschätzt. Die Lösungen ergeben eine lokale maximale Temperaturerhöhung von 16 K bei einer Wake Amplitude von $\Delta z' = 2$ mm. Somit sind Eindringtiefen der Störstelle von $\Delta s > 2$ mm notwendig um die kritische Temperaturen in der Rückwand zu erhalten.

In DONES sind Störstellen Ablagerungen von angesammelten Verunreinigungen oder Erosionen an der Kante des Düsenaustritts. Offene Fragestellungen für Ablagerungen sind deren initiale sowie die maximale Größe. Ist die erste Ablagerung an der Düsenkante schon kritisch, würde dies bedeuten, dass ein Messsystem auf der gesamten Breite jederzeit mit kritischen Schichtdicken rechnen muss. Sind Ablagerungen zunächst unkritisch und wachsen mit der Zeit an, so würden sich kritische Amplituden mit der Zeit ankündigen. Aufgrund der gemessenen notwendigen Störstellengrößen für signifikante Höhenprofiländerungen wird davon ausgegangen, dass die initiale Ablagerung unkritisch ist und mit der Zeit anwächst. Eine Untersuchung zur maximal möglichen Größe würde eine obere Grenze für den Einfluss von Ablagerungen festlegen. Im besten Fall ist diese maximal mögliche Größe von Ablagerungen unkritisch für die Anlage. Aus den Messungen ergibt sich zudem ein deutlicher Zusammenhang der Wake-Amplitude mit der Umfangsposition stromab der Düse. Je weiter entfernt von der Düsenkante, desto flacher wird die Amplitude des Minima. Dieser Zusammenhang muss in DONES insbesondere dann berücksichtigt werden, wenn das Messsystem nicht die gesamte Fläche des Auftreffpunktes erfasst, sondern von einer Linienmessung stromauf oder stromab auf diesen Bereich schließt. Stromauf gelegene Höhenprofilmessungen würden kritische Profile messen bevor diese den Auftrittsbereich des Deuteronenstrahls vorliegen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Bezugspunkt der Arbeit ist die geplante Bestrahlungsanlage DEMO Oriented Neutron Source (DONES), in der ein energiereicher Neutronenstrom durch die Interaktion von beschleunigten Deuteronen mit einer flüssigen Lithiumströmung erzeugt werden soll. Es wurde herausgearbeitet, dass die Schichtdicke dieser Lithiumströmung entscheidend für den sicheren Betrieb der Anlage ist. Wird diese im Bereich des Auftreffpunktes um mehr als zwei Millimeter reduziert, kann es zu einem unzulässigen Energieeintrag in die Rückwand des Targets kommen. Somit war die Zielsetzung dieser Arbeit die Frage welche Art von Störungen der freien Oberfläche einen kritischen Einfluss auf die Schichtdicke haben und welche Möglichkeiten es gibt die Schichtdicke einer solchen Flüssigmetallströmung mit freier Oberfläche optisch zu erfassen. Als Ursachen für eine Reduktion der Schichtdicke kommen ein Verlust des Massenstroms, Oberflächenwellen und Wakes in Frage. Oberflächenwellen wurden bereits in der Vergangenheit genauer untersucht, lagen innerhalb des definierten Toleranzbereichs von ± 1 mm und sind somit unkritisch. Ein genereller Massenstromverlust würde die mittlere Schichtdicke reduzieren, müsste allerdings auch als solcher direkt erkannt werden. Das Phänomen von Wakes auf der Oberfläche und deren Einfluss auf die Schichtdicke wurde für DONES ähnliche Kanalgeometrien noch nicht genauer untersucht und erfordert eine direkte Messung der Schichtdicke am Target, was somit die beiden Fragestellungen dieser Arbeit genauer definierte.

Mit den Randbedingungen in DONES wurden die Spezifikationen für ein Messsystem definiert. Anhand dieser wurden Messsysteme ausgesucht die sich potentiell für Messungen auf Flüssigmetall eignen. Mit ausgewählten kommerziellen Sensoren wurden Testmessungen auf festen spiegelnden Modelloberflächen, sowie dem Flüssigmetall GaInSn durchgeführt. Hierbei kam insbesondere der Laser Tracker ATS600 zum Einsatz. Diese Testmessungen wurden mit simulierten Messungen auf welligen spiegelnden Oberflächen verglichen. In den Simulationen wurde das von F4E entwickelte ITER In Vessel Viewing System (IVVS) betrachtet. Generell kann die Flüssigmetalloberfläche mit den beiden ausgewählten Sensoren auch aus großen Distanzen von 7 m mit ausreichender Genauigkeit von ca. 0,33 mm aufgenommen werden. Es zeigte sich auch, dass insbesondere die Welligkeit der spiegelnden Oberfläche einen deutlichen Einfluss auf das Messergebnis und die Anzahl der detektierten Messpunkte hatte. Bei Wellenamplituden im Bereich von 0,13 mm ergibt sich ein Maximum der erfassten Messpunkte.

Neben der Untersuchung von potentiellen optischen Sensoren zur Messung auf Flüssigmetall wurden auch Experimente zur Entwicklung von Wakes stromab einer Störstelle in einer konkaven offenen Kanalströmung durchgeführt. Der Betriebspunkt des verwendeten Wasserkreislaufs wurde anhand der analytischen Gleichungen von Kelvin festgelegt. Damit ergaben sich identische Wakeformen in Wasser und Lithium. Zur Messung der

Höhenprofile wurde ein Triangulationssensor entwickelt. Ziel der Messungen war es das Höhenprofil entlang des Kanals um die senkrechte Kanalposition aufzunehmen, sowie einen Zusammenhang zwischen Störstellengröße und Wake Amplitude zu ermitteln. Die Untersuchungen der Höhenprofile zeigten einen deutlichen Einfluss der Umfangsposition, sowie der Störstellengröße auf die Wake Amplitude. Die Wakeform wurde hauptsächlich von der Umfangsposition im Strömungskanal bestimmt und konnte mit den analytischen Gleichungen von Kelvin Wakes beschrieben werden. Die Strömungsgeschwindigkeit hatte im untersuchten Bereich einen vernachlässigbaren Einfluss. Das gemessene Oberflächenprofil mit zwei symmetrisch um die Störstelle auftretenden Minima und Maxima unterschied sich zudem von zuvor getroffenen Annahmen in der Lage und Anzahl der Minima. Der definierte Toleranzbereich von ± 1 mm für die Amplitude der Minima wurde für Eindringtiefen der Störstelle von $\Delta s = 2$ mm erreicht.

Eine Übertragung der Amplitudenmessungen von Wasser auf Lithium ist bisher nur qualitativ möglich, wodurch sich für eine bessere Übertragbarkeit auf DONES zukünftig Amplitudenmessungen in einer Flüssigmetallströmung mit DONES ähnlicher Kanalgeometrie anbieten. Auch mit Blick auf weitere Untersuchungen zu optischen Sensoren für die Messung der Flüssigmetallschichtdicke sind Testmessungen bei DONES ähnlichen Oberflächenwellen notwendig. Dabei ist auch eine gleichzeitige Aufnahme von Wakestrukturen notwendig. Die durchgeführten Simulationen ergeben, dass Wakestrukturen mit ausreichender Genauigkeit aufgenommen werden können. Es wird allerdings keine Interaktion von Oberflächenwellen und Wakes angenommen. Kommt es durch Wakes zu einer Glättung der Oberfläche kann die Detektion in den relevanten Bereichen erschwert werden. Zudem muss für eine potentielle Platzierung der Sensoren im TIR auch die Verträglichkeit mit dem vorhandenen Strahlungsniveau untersucht werden. Insbesondere kommerzielle Sensoren sind nicht in diese Richtung ausgelegt, was für eine Implementierung entweder weitere Abschirmmaßnahmen oder eine Sensorneuentwicklung basierend auf dem vorhandenen Messprinzip erfordert.

Literatur

- Ageorges, V., Peixinho, J. und Perret, G. (2019). Flow and air-entrainment around partially submerged vertical cylinders. *Phys. Rev. Fluids* 4 (6), S. 064801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.4.064801>.
- Ashikhmin, M. und Shirley, P. (2000). An Anisotropic Phong BRDF Model. *Journal of Graphics Tools* 5.2, S. 25–32. <https://doi.org/10.1080/10867651.2000.10487522>.
- Bestehorn, M. (2006). *Hydrodynamik und Strukturbildung : Mit einer kurzen Einführung in die Kontinuumsmechanik*. Berlin, Heidelberg: Springer. ISBN: 978-3-540-33797-3.
- Beyerer, J., Puente León, F. und Frese, C. (2016). *Automatische Sichtprüfung*. 2.Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer. ISBN: 978-3-662-47786-1.
- Blender 2.82a* (2020). Blender Institute B.V., 1025 ET Amsterdam, Netherlands. <https://download.blender.org/release/> (Zuletzt aufgerufen am 28.09.2022).
- Buchenau, D., Eckert, S., Gerbeth, G., Stieglitz, R. und Dierckx, M. (2011). Measurement technique developments for LBE flows. *Journal of Nuclear Materials* 415.3. Proceedings of the International DEMETRA Workshop on Development and Assessment of Structural Materials and Heavy Liquid Metal Technologies for Transmutation Systems, S. 396–403. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2011.04.026>.
- Chaplin, J. und Teigen, P. (2003). Steady flow past a vertical surface-piercing circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures* 18.3, S. 271–285. <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2003.07.009>.
- Coddington, I., Swann, W. C., Nenadovic, L. und Newbury, N. R. (2009). Rapid and precise absolute distance measurements at long range. *Nature Photonics* 3 (6), S. 351–356. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.94>.
- Coletti, A., Bartolini, L., Ferri De Collibus, M., Fornetti, G., Lo Bue, A., Lupini, S., Neri, C., Pollastrone, F., Semeraro, L. und Talarico, C. (2003). AM laser system (IVVS) for the ITER in vessel viewing and ranging. *Fusion Engineering and Design* 69.1. 22nd Symposium on Fusion Technology, S. 169–175. ISSN: 0920-3796. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(03\)00312-0](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(03)00312-0).
- Darmon, A., Benzaquen, M. und Raphaël, E. (2014). Kelvin wake pattern at large Froude numbers. *Journal of Fluid Mechanics* 738, R3. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.607>.
- Dubus, G., Puiu, A., Bates, P., Damiani, C., Reichle, R. und Palmer, J. (2014). Progress in the design and R&D of the ITER In-Vessel Viewing and Metrology System (IVVS). *Fusion Engineering and Design* 89.9. Proceedings of the 11th International Symposium on Fusion Nuclear Technology-11 (ISFNT-11) Barcelona, Spain, 15-20 September, 2013, S. 2398–2403. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2014.01.012>.

- Elazar, J., Selmic, S., Tomic, M. und Prokin, M. (2002). A fibre-optic displacement sensor for a cyclotron environment based on a modified triangulation method. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 4.6. <https://doi.org/10.1088/1464-4258/4/6/379>.
- Fortier, T. und Baumann, E. (2019). 20 years of developments in optical frequency comb technology and application. *Communications Physics* 2.153. <https://doi.org/10.1038/s42005-019-0249-y>.
- Gerstner, K. und Tschudi, T. T. (1994). New diode laser light source for absolute ranging two-wavelength interferometry. *Optical Engineering* 33.8, S. 2692–2696. <https://doi.org/10.1117/12.173574>.
- Girard, S., Kuhnhehn, J., Gusarov, A., Brichard, B., Van Uffelen, M., Ouerdane, Y., Boukenter, A. und Marcandella, C. (2013). Radiation Effects on Silica-Based Optical Fibers: Recent Advances and Future Challenges. *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60.3, S. 2015–2036. ISSN: 1558-1578. <https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2235464>.
- Gordeev, S. (2008). „Strömungsmechanische Analyse von Hochgeschwindigkeits-Flüssigmetall Targets mit freien Oberflächen für kerntechnische Anwendungen“. Karlsruhe, Univ., Diss., 2008. Diss. <https://edocs.tib.eu/files/e01dd09/578150905.pdf>.
- Hagiwara, M., Itoga, T., Kawata, N., Hirabayashi, N., Oishi, T., Yamauchi, T., Baba, M., Sugimoto, M. und Muroga, T. (2005). Measurement of Neutron Emission Spectra in Li(d,xn) Reaction with Thick and Thin Targets for 40-MeV Deuterons. *Fusion Science and Technology* 48.3, S. 1320–1328. <https://doi.org/10.13182/FST05-A1081>.
- Hedderich, J. (2020). *Angewandte Statistik : Methodensammlung mit R*. 17., überarbeitete und ergänzte Auflage. Springer eBook Collection. Berlin: Springer Spektrum. ISBN: 9783662622940. <https://swbplus.bsz-bw.de/bsz1737525798cov.jpg><https://doi.org/10.1007/978-3-662-62294-0>.
- Hernández, F. A., Arbeiter, F., Boccaccini, L. V., Bubelis, E., Chakin, V. P., Cristescu, I., Ghidersa, B. E., González, M., Hering, W., Hernández, T., Jin, X. Z., Kamlah, M., Kiss, B., Knitter, R., Kolb, M. H. H., Kurinskiy, P., Leys, O., Maione, I. A., Moscardini, M., Nádasi, G., Neuberger, H., Pereslavitsev, P., Pupleschi, S., Rolli, R., Ruck, S., Spagnuolo, G. A., Vladimirov, P. V., Zeile, C. und Zhou, G. (2018). Overview of the HCPB Research Activities in EUROfusion. *IEEE Transactions on Plasma Science* 46.6, S. 2247–2261. <https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2830813>.
- HEXAGON (2021). *Leica Absolute Tracker ATS600*. Hexagon Metrology GmbH, Wetzlar, Deutschland. <https://www.hexagonmi.com/de-DE/products/laser-tracker-systems/leica-absolute-tracker-ats600> (Zuletzt aufgerufen am 11. 11. 2021).
- Hillenbrand, M. P., Stieglitz, R. und Neitzel, G. P. (2012). Detection of liquid–metal, free-surface flow using the DLP measurement technique. *Experiments in Fluids* 52 (1), S. 179–192. <https://doi.org/10.1007/s00348-011-1214-z>.

- Hillenbrand, M. P. (2008). Qualifizierung einer Messtechnik zur Erfassung freier Grenzflächen bei Flüssigmetallen. Wissenschaftliche Berichte. FZKA 7437. 32.26.02; LK 01. ISSN: 0947-8620. <https://doi.org/10.5445/IR/200072826>.
- Hvasta, M. G., Bruhaug, G., Fisher, A. E., Dudt, D. und Kolemen, E. (2020). Liquid Metal Diagnostics. *Fusion Science and Technology* 76.1, S. 62–69. <https://doi.org/10.1080/15361055.2019.1661719>.
- Hvasta, M. G., Kolemen, E. und Fisher, A. (2017). Application of IR imaging for free-surface velocity measurement in liquid-metal systems. *Review of Scientific Instruments* 88.1, S. 013501. <https://doi.org/10.1063/1.4973421>.
- Hvasta, M. G., Kolemen, E., Fisher, A. und Ji, H. (2018). Demonstrating electromagnetic control of free-surface, liquid-metal flows relevant to fusion reactors. *Nuclear Fusion* 58.1, S. 016022. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa9344>.
- Ibarra, A., Heidinger, R., Barabaschi, P., Mota, F., Mosnier, A., Cara, P. und Nitti, F. S. (2014). A Stepped Approach from IFMIF/EVEDA Toward IFMIF. *Fusion Science and Technology* 66.1, S. 252–259. <https://doi.org/10.13182/FST13-778>.
- Ida, M. und Watanabe, K. (2014). Lithium Target Facility (LF) Design Description Document. *IFMIF EVEDA Document Management System (DMS) BA_D_247N2N*.
- Ida, M., Nakamura, H., Nakamura, H., Nakamura, H., Ezato, K. und Takeuchi, H. (2002). Thermal-hydraulic characteristics of IFMIF liquid lithium target. *Fusion Engineering and Design* 63-64, S. 333–342. ISSN: 0920-3796. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(02\)00122-9](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(02)00122-9).
- Itoh, K., Iwata, Y., Kumamaru, H. und Shimogonya, Y. (2011). Evaluation of Streamwise Waveform on a High-Speed Water Jet by Detecting Trajectories of Two Refracted Laser Beams. *International Journal of Optics* 2011, S. 608139. ISSN: 1687-9384. <https://doi.org/10.1155/2011/608139>.
- Itoh, K., Tsuji, Y., Nakamura, H. und Kukita, Y. (1999). Initial Free Surface Instabilities on a High-Speed Water Jet Simulating a Liquid-Metal Target. *Fusion Technology* 36.1, S. 69–84. <https://doi.org/10.13182/FST99-A93>.
- (2000). Free-Surface Shear Layer Instabilities on a High-Speed Liquid Jet. *Fusion Technology* 37.1, S. 74–88. <https://doi.org/10.13182/FST00-A124>.
- Kanemura, T., Kondo, H., Hirakawa, Y. und Furukawa, T. (2015a). Completion report of validation of Li flow measurement and monitoring on EVEDA Li Test Loop. *IFMIF EVEDA Document Management System (DMS) BA_D_24A42N*.
- Kanemura, T., Kondo, H., Hoashi, E., Yoshihashi-Suzuki, S., Yamaoka, N., Horiike, H., Furukawa, T., Hirakawa, Y., Ida, M., Matsushita, I. und Wakai, E. (2013). Fabrication and performance test of contact-type liquid level sensor for measuring thickness variation of liquid lithium jet in the IFMIF/EVEDA lithium test loop. *Fusion Engineering and Design* 88.9. Proceedings of the 27th Symposium On Fusion Technology

- (SOFT-27); Liège, Belgium, September 24-28, 2012, S. 2547–2551. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.05.033>.
- Kanemura, T., Kondo, H., Yamaoka, N., Miyamoto, S., Ida, M., Nakamura, H., Matsushita, I., Muroga, T. und Horiike, H. (2007). Investigation of free-surface fluctuations of liquid lithium flow for IFMIF lithium target by using an electro-contact probe. *Fusion Engineering and Design* 82.15. Proceedings of the 24th Symposium on Fusion Technology, S. 2550–2557. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2007.07.056>.
- Kanemura, T., Kondo, H., Furukawa, T., Hirakawa, Y., Hoashi, E., Yoshihashi, S., Horiike, H. und Wakai, E. (2015b). Measurement of Li target thickness in the EVEDA Li Test Loop. *Fusion Engineering and Design* 98-99. Proceedings of the 28th Symposium On Fusion Technology (SOFT-28), S. 1991–1997. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.06.060>.
- Kanemura, T., Kondo, H., Hoashi, E., Yoshihashi-Suzuki, S., Yamaoka, N., Horiike, H., Furukawa, T., Hirakawa, Y. und Wakai, E. (2014). Evaluation of applicability of laser-based distance meter to measure Li-jet thickness for IFMIF/EVEDA project. *Fusion Engineering and Design* 89.7. Proceedings of the 11th International Symposium on Fusion Nuclear Technology-11 (ISFNT-11) Barcelona, Spain, 15-20 September, 2013, S. 1642–1647. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2014.03.037>.
- Kanemura, T., Kondo, H., Yoshihashi-Suzuki, S., Hoashi, E., Yamaoka, N., Horiike, H., Furukawa, T., Ida, M., Nakamura, K., Matsushita, I. und Wakai, E. (2012). Engineering Design of Contact-Type Liquid Level Sensor for Measuring Thickness Variation of Liquid Lithium Jet in IFMIF/EVEDA Lithium Test Loop. *Fusion Science and Technology* 62.1, S. 258–264. <https://doi.org/10.13182/FST12-A14144>.
- KEYENCE (2021). *Konfokaler Wegmesssensor Modellreihe CL-3000*. KEYENCE DEUTSCHLAND GmbH, Neu-Isenburg, Deutschland. <https://www.keyence.de/products/measure/laser-1d/cl-3000/models/cl-3000/> (Zuletzt aufgerufen am 11.11.2021).
- Knaster, J., Moeslang, A. und Muroga, T. (2016). Material research for fusion. *Nature Physics* 12, S. 424–434. <https://doi.org/10.1038/nphys3735>.
- Kondo, H., Fujisato, A., Yamaoka, N., Inoue, S., Miyamoto, S., Sato, F., Iida, T., Horiike, H., Matsushita, I., Ida, M., Nakamura, H., Nakamura, H. und Muroga, T. (2004). High speed lithium flow experiments for IFMIF target. *Journal of Nuclear Materials* 329-333. Proceedings of the 11th International Conference on Fusion Reactor Materials (ICFRM-11), S. 208–212. ISSN: 0022-3115. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.04.305>.
- Kondo, H., Fujisato, A., Yamaoka, N., Inoue, S., Miyamoto, S., Iida, T., Nakamura, H., Ida, M., Matsushita, I., Muroga, T. und Horiike, H. (2006). Experimental study of lithium free-surface flow for IFMIF target design. *Fusion Engineering and Design* 81.1.

- Proceedings of the Seventh International Symposium on Fusion Nuclear Technology, S. 687–693. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2005.07.042>.
- Kondo, H., Furukawa, T., Hirakawa, Y., Nakamura, K., Ida, M., Watanabe, K., Kanemura, T., Wakai, E., Horiike, H., Yamaoka, N., Sugiura, H., Terai, T., Suzuki, A., Yagi, J., Fukada, S., Nakamura, H., Matsushita, I., Groeschel, F., Fujishiro, K., Garin, P. und Kimura, H. (2011). IFMIF/EVEDA lithium test loop: design and fabrication technology of target assembly as a key component. *Nuclear Fusion* 51.12, S. 123008. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/12/123008>.
- Kondo, H., Kanemura, T., Furukawa, T., Hirakawa, Y., Wakai, E. und Knaster, J. (2017). Validation of liquid lithium target stability for an intense neutron source. *Nuclear Fusion* 57.6, S. 066008. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5fbd>.
- Kondo, H., Kanemura, T., Yamaoka, N., Miyamoto, S., Ida, M., Nakamura, H., Matsushita, I., Muroga, T. und Horiike, H. (2007). Measurement of free surface of liquid metal lithium jet for IFMIF target. *Fusion Engineering and Design* 82.15. Proceedings of the 24th Symposium on Fusion Technology, S. 2483–2489. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2007.03.039>.
- Kondo, H., Fujisato, A., Yamaoka, N., Inoue, S., Miyamoto, S., Iida, T., Nakamura, H., Ida, M., Matsushita, I., Muroga, T. und Horiike, H. (2005). Surface wave on high speed liquid lithium flow for IFMIF. *Fusion Engineering and Design* 75-79. Proceedings of the 23rd Symposium of Fusion Technology, S. 865–869. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2005.06.086>.
- Kondo, H., Kanemura, T., Hirakawa, Y. und Furukawa, T. (2018). Conceptual design and verification of long-distance laser-probe system for Li target diagnostics of intense fusion neutron source. *Fusion Engineering and Design* 136. Special Issue: Proceedings of the 13th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-13), S. 24–28. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.12.015>.
- Kondo, H., Kanemura, T., Sugiura, H., Yamaoka, N., Ida, M., Nakamura, H., Matsushita, I., Muroga, T. und Horiike, H. (2010). Development of measurement technique for surface waves on high-speed liquid lithium jet for IFMIF target. *Fusion Engineering and Design* 85.7. Proceedings of the Ninth International Symposium on Fusion Nuclear Technology, S. 1102–1105. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.02.009>.
- Kondo, K., Fischer, U., Heinzl, V., Klix, A. und Serikov, A. (2012). Dose Rate Analyses for the High Energy Beam Transport Section of IFMIF. *Fusion Science and Technology* 62.1, S. 226–232. <https://doi.org/10.13182/FST12-A14139>.
- Koo, B., Yang, J., Yeon, S. M. und Stern, F. (2014). Reynolds and froude number effect on the flow past an interface-piercing circular cylinder. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering* 6.3, S. 529–561. ISSN: 2092-6782. <https://doi.org/10.2478/IJNAOE-2013-0197>.

- Lamb, H. (1932). *Hydrodynamics*. 6.Edition. Cambridge University Press. ISBN: 0-521-45868-4.
- Lighthill, J. (1978). *Waves in Fluids*. Cambridge University Press. ISBN: 0521010454.
- Matia-Hernando, P., Siegel, T., Kolokotronis, E., Bates, P., Maiorino, M., Urizar, M. P., Symeonidou, P., Damiani, C., Dubus, G., Puiu, A., de la Fuente, M. und Cifuentes, A. (2020). Measurements of the angle-dependent reflectivity of plasma-facing components and assessment of the impact on the estimations of coverage of the IVVS measurements of the ITER VV. *Fusion Engineering and Design* 158, S. 111716. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.111716>.
- MATLAB (2019). *MATLAB R2019a*. The MathWorks Inc, Natick, Massachusetts 01760, USA. <https://www.mathworks.com/products/matlab.html> (Zuletzt aufgerufen am 17.05.2022).
- Matsuda, S., Kanemura, T., Kondo, H., Kaji, S., Okita, T., Yoshihashi, S., Hoashi, E. und Horiike, H. (2017). Measurement of transient flow characteristics of target flow in water experiment for IFMIF. *Fusion Engineering and Design* 124. Proceedings of the 29th Symposium on Fusion Technology (SOFT-29) Prague, Czech Republic, September 5-9, 2016, S. 1096–1100. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.03.111>.
- Micro-Epsilon (2021). *Konfokale Sensorsysteme für Weg, Abstand, Position und Dicke*. Micro-Epsilon Messtechnik GmbH & Co. KG, Ortenburg, Deutschland. <https://www.micro-epsilon.de/displacement-position-sensors/confocal-sensor/> (Zuletzt aufgerufen am 27.08.2021).
- Moisy, F. und Rabaud, M. (2014). Mach-like capillary-gravity wakes. *Phys. Rev. E* 90 (2), S. 023009. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.90.023009>.
- Nagatani, K., Kiribayashi, S., Okada, Y., Otake, K., Yoshida, K., Tadokoro, S., Nishimura, T., Yoshida, T., Koyanagi, E., Fukushima, M. und Kawatsuma, S. (2011). Gamma-ray irradiation test of electric components of rescue mobile robot Quince. *IEEE International Symposium on Safety, Security, and Rescue Robotics*, S. 56–60. <https://doi.org/10.1109/SSRR.2011.6106756>.
- Narula, M., Ying, A. und Abdou, M. A. (2005). A Study of Liquid Metal Film Flow, Under Fusion Relevant Magnetic Fields. *Fusion Science and Technology* 47.3, S. 564–568. <https://doi.org/10.13182/FST05-A745>.
- Naumann, H., Schröder, G. und Löffler-Mang, M. (2014). *Handbuch Bauelemente der Optik : Grundlagen, Werkstoffe, Geräte, Messtechnik*. 7.Auflage. München: Hanser. ISBN: 978-3-446-42625-2.
- Neri, C., Bartolini, L., Brichard, B., Coletti, A., de Collibus, M. F., Fornetti, G., Pollastrone, F., Riva, M. und Semeraro, L. (2005). Experimental result of the laser in vessel viewing and ranging system (IVVS) for ITER. *Fusion Engineering and Design* 75-79.

- Proceedings of the 23rd Symposium of Fusion Technology, S. 613–618. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2005.06.185>.
- Neri, C., Bartolini, L., Coletti, A., De Collibus, M., Fornetti, G., Lupini, S., Pollastrone, F., Semeraro, L. und Talarico, C. (2002). Advanced digital processing for amplitude and range determination in optical RADAR systems [fusion reactor inspection]. *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49.2, S. 417–422. <https://doi.org/10.1109/TNS.2002.1003764>.
- Neri, C., Bartolini, L., Coletti, A., Ferri de Collibus, M., Fornetti, G., Pollastrone, F., Riva, M. und Semeraro, L. (2007). The laser in vessel viewing system (IVVS) for iter: Test results on first wall and divertor samples and new developments. *Fusion Engineering and Design* 82.15. Proceedings of the 24th Symposium on Fusion Technology, S. 2021–2028. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2006.12.006>.
- Neri, C., Costa, P., Ferri De Collibus, M., Florean, M., Mugnaini, G., Pillon, M., Pollastrone, F. und Rossi, P. (2011). Iter in vessel viewing system design and assessment activities. *Fusion Engineering and Design* 86.9. Proceedings of the 26th Symposium of Fusion Technology (SOFT-26), S. 1954–1957. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.02.047>.
- NIST Chemistry WebBook* (2022). National Institute of Standards und Technology (NIST). <https://webbook.nist.gov/chemistry/> (Zuletzt aufgerufen am 04.08.2022).
- Obara, K., Kakudate, S., Oka, K., Tada, E., Morita, Y. und Seki, M. (1994). Development of optical components for in-vessel viewing systems used for fusion experimental reactor. 2425, S. 115–122. <https://doi.org/10.1117/12.198630>.
- Pethiyagoda, R., Moroney, T. J., Lustri, C. J. und McCue, S. W. (2021). Kelvin wake pattern at small Froude numbers. *Journal of Fluid Mechanics* 915, A126. <https://doi.org/10.1017/jfm.2021.193>.
- Picotronic* (2021). *LC650-16-3-F(14x55)30*. Picotronic GmbH, Koblenz, Deutschland. <https://www.picotronic.de/picopage/de/product/detail/id/22671> (Zuletzt aufgerufen am 15.11.2021).
- Plevachuk, Y., Sklyarchuk, V., Eckert, S., Gerbeth, G. und Novakovic, R. (2014). Thermophysical Properties of the Liquid Ga–In–Sn Eutectic Alloy. *Journal of Chemical & Engineering Data* 59.3, S. 757–763. <https://doi.org/10.1021/je400882q>.
- Pollastrone, F., Ferri de Collibus, M., Florean, M., Francucci, M., Mugnaini, G., Neri, C., Rossi, P., Dubus, G. und Damiani, C. (2014). Erosion evaluation capability of the IVVS for ITER applications. *Fusion Engineering and Design* 89.9. Proceedings of the 11th International Symposium on Fusion Nuclear Technology-11 (ISFNT-11) Barcelona, Spain, 15-20 September, 2013, S. 2325–2330. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2014.03.058>.
- Pollastrone, F. und Neri, C. (2015). Test results for triple-modulation radar electronics with improved range disambiguation. *Fusion Engineering and Design* 96-97. Procee-

- dings of the 28th Symposium On Fusion Technology (SOFT-28), S. 912–916. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.04.056>.
- Rabaud, M. und Moisy, F. (2013). Ship Wakes: Kelvin or Mach Angle? *Phys. Rev. Lett.* 110 (21), S. 214503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.214503>.
- Rossi, P., Collibus, M. F. de, Florean, M., Monti, C., Mugnaini, G., Neri, C., Pillon, M., Pollastrone, F., Baccaro, S., Piegari, A., Damiani, C. und Dubus, G. (2013). IVVS actuating system compatibility test to ITER gamma radiation conditions. *Fusion Engineering and Design* 88.9. Proceedings of the 27th Symposium On Fusion Technology (SOFT-27); Liège, Belgium, September 24-28, 2012, S. 2084–2087. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.03.030>.
- Shikama, T., Kakuta, T., Shamoto, N., Narui, M. und Sagawa, T. (2000). Behavior of developed radiation-resistant silica-core optical fibers under fission reactor irradiation. *Fusion Engineering and Design* 51-52, S. 179–183. ISSN: 0920-3796. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(00\)00463-4](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(00)00463-4).
- Siegel, T., Kolokotronis, E., Cifuentes, A., Matia-Hernando, P., Sansa, A., Symeonidou, P., Bates, P., Damiani, C., Dubus, G., Puiu, A. und Reichle, R. (2019). In-vessel viewing system prototype performance measurements and simulation of measurement quality across the ITER in-vessel components. *Fusion Engineering and Design* 146. SI:SOFT-30, S. 2348–2352. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.03.187>.
- Slocomb, H. (1967). *Liquid Metal Level Measurement (Sodium) State-of-the-Art-Study*. Technical Report. Atomics International, Canoga Park, California, Liquid Metal Engineering Center. <https://doi.org/10.2172/4574507>.
- Surek, D. (2017). *Technische Strömungsmechanik : Für Studium, Examen und Praxis*. 3. Aufl. 2017. SpringerLink. Wiesbaden: Springer Vieweg. ISBN: 9783658187576. <https://doi.org/10.1007/978-3-658-18757-6>.
- VDI-Wärmeatlas* (2013). 11., bearb. und erw. Aufl. VDI-BuchSpringerLinkSpringer eBook Collection. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg. ISBN: 9783642199813.
- Wakai, E., Kanemura, T., Kondo, H., Hirakawa, Y., Ito, Y., Serizawa, H., Kawahito, Y., Higashi, T., Suzuki, A., Fukada, S., Furuya, K., Esaki, K., Yagi, J., Tsuji, Y., Ito, T., Niitsuma, S., Yoshihashi-Suzuki, S., Watanabe, K., Furukawa, T., Groeschel, F., Micciche, G., Manorri, S., Favuzza, P., Nitti, F., Heidinger, R., Terai, T., Horiike, H., Sugimoto, M., Ohira, S. und Knaster, J. (2016). Engineering validation for lithium target facility of the IFMIF under IFMIF/EVEDA project. *Nuclear Materials and Energy* 9, S. 278–285. ISSN: 2352-1791. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.05.012>.
- Wakai, E., Watanabe, K., Kondo, H. und Groeschel, F. (2018). The design and thermostructural analysis of target assembly for high intensity neutron source. *Nuclear Materials and Energy* 17, S. 15–23. ISSN: 2352-1791. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.07.005>.

- Wijnands, T., Aikawa, K., Kuhnenn, J., Ricci, D. und Weinand, U. (2011). Radiation Tolerant Optical Fibers: From Sample Testing to Large Series Production. *Journal of Lightwave Technology* 29.22, S. 3393–3400. <https://doi.org/10.1109/JLT.2011.2168512>.
- Willsch, M., Villnow, M. und Bosselmann, T. (2015). „Design of a triangulation based fiber optical distance sensor for application in large rotating machines“. In: *24th International Conference on Optical Fibre Sensors*. Bd. 9634. International Society for Optics and Photonics. SPIE, S. 96341X. <https://doi.org/10.1117/12.2195874>.
- Yang, J.-C., Qi, T.-Y., Ren, D.-W., Liu, B.-Q. und Ni, M.-J. (2018). Rearrangement of liquid metal surface waves by a uniform transverse magnetic field. *Experiments in Fluids* 59.11, S. 165. ISSN: 1432-1114. <https://doi.org/10.1007/s00348-018-2617-x>.
- Yoshihashi-Suzuki, S., Hoashi, E., Kanemura, T., Kondo, H., Yamaoka, N. und Horiike, H. (2012). Characteristics of surface oscillation on high speed liquid Li jet. *Fusion Engineering and Design* 87.7. Tenth International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-10), S. 1434–1438. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2012.03.027>.
- Yoshihashi-Suzuki, S., Sugiura, H., Hoashi, E., Kondo, H., Kanemura, T., Yamaoka, N., Ida, M., Nakamura, H., Nakamura, K., Matsushita, I. und Horiike, H. (2011). Overview: Free surface measurement with renewed nozzle of Osaka Li loop. *Fusion Engineering and Design* 86.9. Proceedings of the 26th Symposium of Fusion Technology (SOFT-26), S. 2577–2580. ISSN: 0920-3796. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.12.081>.

A Statistik

Definition des Mittelwertes μ_x einer Größe x mit N Messwerten ist gegeben durch

$$\mu_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i. \quad (\text{A.1})$$

Die Standardabweichung s_x berechnet sich zu:

$$s_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu_x)^2}. \quad (\text{A.2})$$

Unter Annahme einer Gaußverteilung der Messwerte liegen 68% der Werte im Bereich der Standardabweichung ($t = 1$) um den Mittelwert $\mu_x \pm (s_x \cdot t)$. Mit dem Parameter t lässt sich der Bereich für verschiedene Wahrscheinlichkeiten anpassen, z. B. $t = 1,96$ für 95%. Liegen zwei Messreihen A und B mit Messwertanzahl N_A und N_B , den Mittelwerten μ_A , μ_B und den Standardabweichungen s_A, s_B vor, so kann daraus der kombinierte Mittelwert μ_C mit der Standardabweichung s_C bestimmt werden.

$$\mu_C = \frac{1}{N_A + N_B} \cdot (N_A \cdot \mu_A + N_B \cdot \mu_B), \quad (\text{A.3})$$

$$s_C = \frac{1}{N_A + N_B - 1} \cdot \left((N_A - 1)s_A^2 + (N_B - 1)s_B^2 + \frac{N_A \cdot N_B}{N_A + N_B} (\mu_A - \mu_B)^2 \right). \quad (\text{A.4})$$

Da die Anzahl der Messwerte in einem Experiment begrenzt ist $N < \infty$ handelt es sich bei Gl. (A.1) um einen geschätzten Mittelwert. Um abzuschätzen wie gut dieser den wahren Mittelwert wiedergibt wird das Konfidenzintervall $\mu_x \pm \epsilon$ gebildet in dem sich für $t = 1,96$ mit 95% Wahrscheinlichkeit der wahre Mittelwert befindet.

$$\epsilon = \frac{s_x}{\sqrt{N}} \cdot t. \quad (\text{A.5})$$

B Erstellen der 3D gedruckten Modelloberfläche

Grundlage für die Erstellung der 3D gedruckten Modelloberfläche war eine aus CFD Simulationen erhaltene Punktwolke der welligen Flüssigmetallströmung. Die Abmessung der Punktwolke betrug $120 \times 10 \text{ mm}^2$ und lag als .csv Datei vor. Diese wurde in CATIA V5 unter dem Reiter „Shape/Digitized Shape Editor“ importiert und mit der „Mesh Creation“ Funktion eine Fläche erstellt. Diese Fläche wurde wiederum mit dem „Automatic Surface“ tool aus „Shape/Quick Surface Reconstruction“ angenähert. Die erhaltene Ebene war etwas größer als die vorgegebenen $120 \times 10 \text{ mm}^2$ der eigentlichen Fläche und konn-

te unter „Part Design“ als Fläche ausgewählt werden. Der überstehende Rand umgeht Fehler an den Kanten der eingelesenen Punktwolke. Nun konnte unter „Part Design“ ein $120 \times 10 \text{ mm}^2$ großes Rechteck bis zur erstellten Fläche extrudiert werden, was den Grundblock der Modelloberfläche bildet. Für den 3D Druck wurde das Modell als .stl Datei abgespeichert.

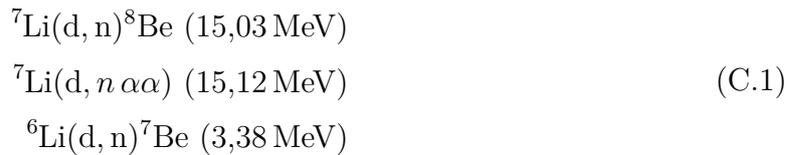
Neben diesem nur mit Oberflächenwellen bestücktem Modell wurde im nächsten Schritt zusätzlich ein bis dahin angenommenes aus Simulationen entnommenes vereinfachtes Wake Profil auf das Modell aufgebracht. Die angenommene Gleichung für die Schichtdickenreduktion Δz entlang der Breite y wurde auf eine Vertiefung von eins normiert.

$$\Delta z = (-4.5488 \cdot 10^{-5} \cdot y^4 + 0.0014 \cdot y^3 - 0.0082 \cdot y^2 + 0.016 \cdot y - 1) \cdot A_{wake} \quad (\text{B.1})$$

Die maximale Vertiefung wurde für die Modelloberfläche auf $A_{wake} = 2,5 \text{ mm}$ gesetzt. Für eine weitere Spanne an verschiedenen Waketiefen, wurde die Stärke des Wakes linear entlang des 120 mm langen Modells skaliert. Somit ergab sich an einem Ende des Modells kein Wake und am anderen Ende ein Wake mit 2,5 mm Tiefe.

C Lithium und Deuteronen

Die dominanten Strippingreaktion bei der Interaktion von 40 MeV Deuteronen mit Lithium sind nach Hagiwara et al. 2005:



Die zweite Gleichung ergibt sich dabei als Zusammensetzung aus der ersten und dem Zerfall von Beryllium in zwei Heliumatome ${}^8\text{Be}(2\alpha)$ (0,09 MeV) mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 6,7 \cdot 10^{-17} \text{ s}$.

D Höhenprofil numerisch

Im Verlauf der Arbeit wurde auch angestrebt das Höhenprofil der Wakes mittels Gleichungen zu beschreiben. Hierbei wurden unter anderem die Gleichungen von Darmon et al. 2014 untersucht, welche das dimensionslose Höhenprofil $Z(X', Y)$ von Wakestruktu-

ren hinter einer gaußverteilten Druckstörung $\hat{P}(K) = \exp(-K^2/(4\pi^2))$ mit,

$$Z(X',Y) \simeq i\pi \cdot \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\hat{P}(K_0(\theta),\theta) \exp\left(\frac{-i(X' \cos(\theta) - Y \sin(\theta))}{Fr^2 \cos^2(\theta)}\right)}{Fr^4 \cdot \cos^4(\theta)} d\theta, \quad (D.1)$$

beschreiben. Mit $K_0 = 1/(Fr^2 \cos^2(\theta))$ ergibt sich die Gleichung zu:

$$Z(X',Y) \simeq i\pi \cdot \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\exp\left(\frac{-1}{4Fr^4 \pi^2 \cos^4(\theta)}\right) \exp\left(\frac{-i(X' \cos(\theta) - Y \sin(\theta))}{Fr^2 \cos^2(\theta)}\right)}{Fr^4 \cdot \cos^4(\theta)} d\theta. \quad (D.2)$$

Die eigentliche Höhenänderung $\zeta = Zb/(4\pi^2)$, x' -Position $x' = bX'$ und y -Position $y = bY$ ergeben sich aus der Größe der Druckstörung b , welche zu $b = 1$ gesetzt wurde.

Da Z noch eine komplexe Zahl ist, wurde im Folgenden der negative Betrag dieser $-|Z|$ als Höhenprofil verwendet. Abb. D.1 zeigt diese Profile ($10 - |Z|$) neben in FIDES gemessenen Profilen bei $u = 5$ m/s an verschiedenen Messpositionen β bei einem Störstellendurchmesser von $D = 1,2$ mm mit einer Eindringtiefe von $\Delta s = 1,25$ mm und den analytischen Lösungen für die Wake Form. Die rechnerisch ermittelten Profilkurven sind deutlich schmäler als die Profile aus den Messungen. Das Minimum bei 35° fällt genau auf die analytische Lösung für $n = 0.5$ der Schwerewelle, welche eigentlich für die Position des ersten Maxima steht. Mit steigender Umfangsposition wandern auch hier die Minima weiter nach außen und reduzieren ihre Amplitude, allerdings in geringerem Ausmaß als die gemessenen Minima und auch nicht in dem Umfang den die analytischen Gleichungen für die Wake Form vorhersagen. Damit liegt das Minima des berechneten Profils bei 50° nicht mehr in der Nähe der $n = 0.5$ Linie (Abb. D.2). Auch die gemessenen Maxima der Wakekurve werden von den berechneten Profilen nicht mehr wiedergegeben.

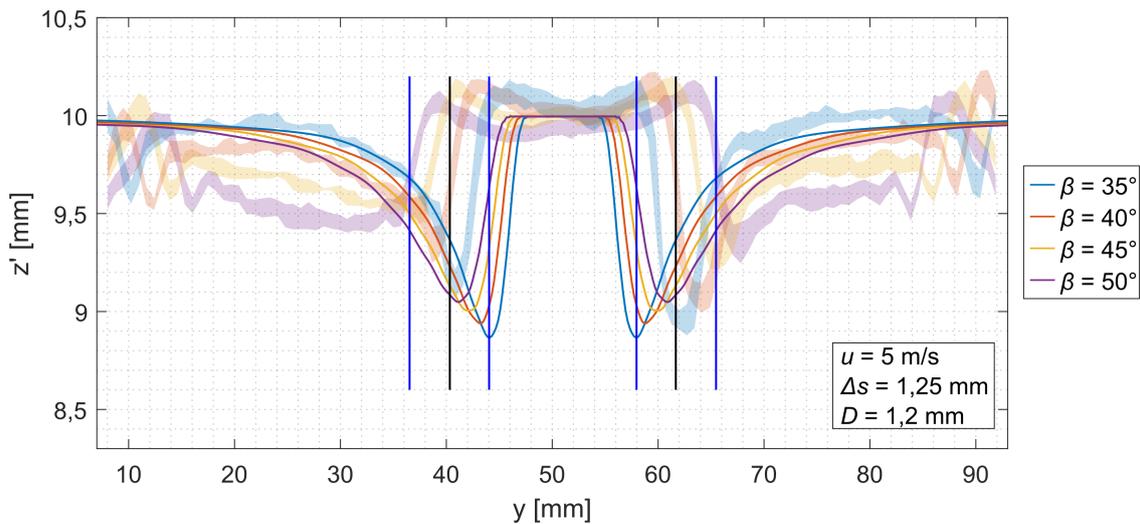


Abbildung D.1: Analytische Wakeprofile im Vergleich zu den gemessenen Profilen (Flächen) und den analytisch ermittelten Positionen der ersten Maxima (senkrechte blaue) an der Position 35° .

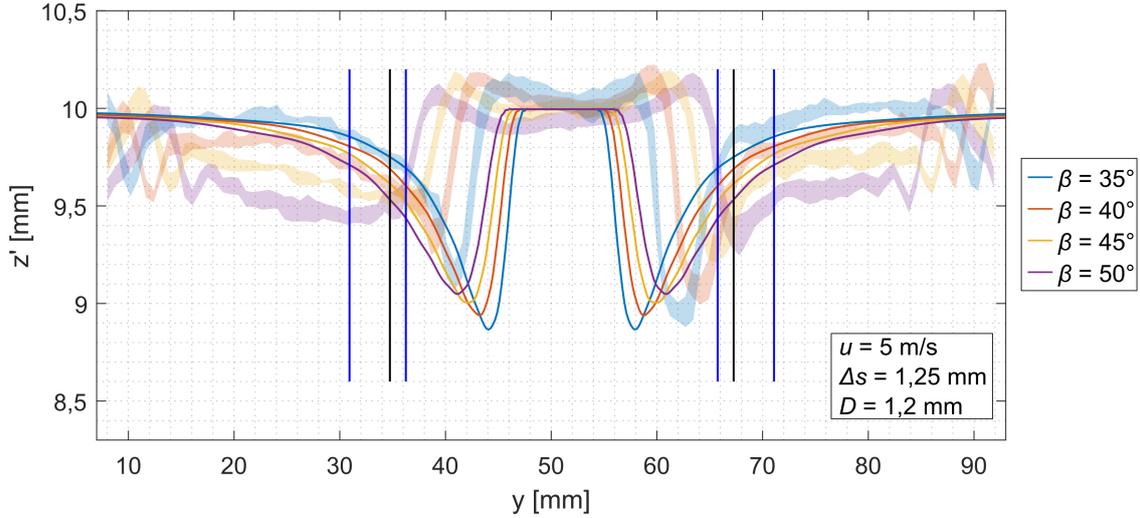


Abbildung D.2: Analytische Wakeprofile im Vergleich zu den gemessenen Profilen (Flächen) und den analytisch ermittelten Positionen der ersten Maxima (senkrechte blaue) an der Position 50° .

E Triangulationssensor Auswertalgorithmus

Dieses Kapitel erläutert den Auswertalgorithmus zum Messen der Schichtdicke in FIDES. Ausgangspunkt für die Messungen sind die von der Rückseite der Teststrecke aufgenommenen Bilder. Über die Bilderkennung wird die Position der Laserlinien im Bild ermittelt und mit dem vorher bestimmten Maßstab jedem der drei detektierten Laserlinienpositionen eine Position an der Kanalaußenwand $U = [U_1, U_2, U_3]$ zugeordnet. Zusammen mit der bekannten Kameraposition, den Brechungsindizes von Luft ($n_{Luft} = 1.000292$), Plexiglas ($n_{PMMA} = 1,491$) und Wasser ($n_{Wasser} = 1,332$), sowie der bekannten Krümmungsradien der Kanalarückwand $R_1 = 270$ mm und des Kanalbodens $R_2 = 250$ mm wird die Schichtdicke der Wasserströmung berechnet. Abbildung E.1 zeigt die im Folgenden verwendeten Variablen. Die Umfangspositionen $[U_1, U_2, U_3]$ werden in der Abbildung in den kartesischen Koordinaten (x, z) mit dem Ursprung im Kreismittelpunkt von R_1 und R_2 dargestellt.

Der Laserstrahl schneidet die Kanalaußenwand im Punkt (x_1, z_1) , welcher durch:

$$\begin{aligned}
 \text{winkel}_1 &= 45 - U_1/R_1 \cdot 180/\pi, \\
 x_1 &= R_1 \cdot \cos(\text{winkel}_1), \\
 z_1 &= R_1 \cdot \sin(\text{winkel}_1),
 \end{aligned} \tag{E.1}$$

bestimmt wird. Der von der Kamera betrachtete Schnittpunkt der Laserlinie mit dem

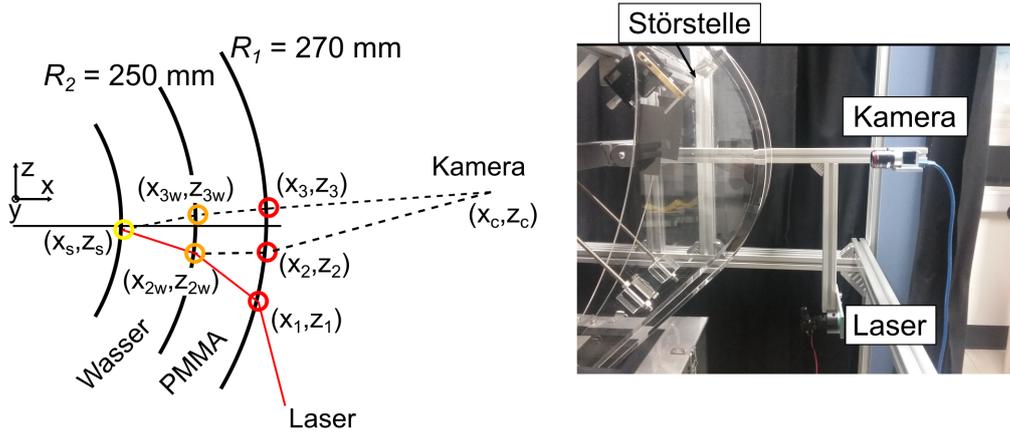


Abbildung E.1: Skizze des FIDES Targets zu den verschiedenen zur Bestimmung der Schichtdicke verwendeten Variablen.

Kanalboden wird auf der Kanalaußenwand an der Position (x_2, z_2) beobachtet,

$$\begin{aligned}
 \text{winkel}_2 &= 45 - U_2/R_1 \cdot 180/\pi, \\
 z_2 &= \cos(\text{winkel}_2) \cdot R_1, \\
 x_2 &= \sqrt{R_1^2 - z_2^2}.
 \end{aligned} \tag{E.2}$$

Im nächsten Schritt wird der Schnittpunkt des Lasers mit dem Kanalboden (x_{2w}, z_{2w}) berechnet:

$$\begin{aligned}
 \text{Blickwinkel}_2 &= \arctan\left(\frac{z_c - z_2}{x_c - x_2}\right), \\
 \text{Einfallswinkel}_2 &= \text{Blickwinkel}_2 - \text{winkel}_2, \\
 \text{Ausfallswinkel}_2 &= \arcsin(n_{\text{Luft}}/n_{\text{PMMA}} \cdot \sin(\text{Einfallswinkel}_2)), \\
 \text{steigung}_2 &= \text{winkel}_2 + \text{Ausfallswinkel}_2, \\
 R_2^2 &= ((x_2 - x_{ac})^2 + (z_2 - x_{ac} \cdot \tan((\text{steigung}_2)/180 \cdot \pi))^2), \\
 z_{ac} &= x_{ac} \cdot \tan(\text{steigung}_2), \\
 x_{2w} &= x_2 - x_{ac}, \\
 z_{2w} &= z_2 - z_{ac}.
 \end{aligned} \tag{E.3}$$

Dabei geht der Blickwinkel der Kamera auf den Punkt (x_2, z_2) und damit der für die Lichtbrechung wichtige Einfallswinkel, Winkel zur Flächennormalen am Punkt (x_2, z_2) , mit ein. Mit dem daraus berechneten Ausfallswinkel und dem bekannten Krümmungsradius des Kanalbodens R_2 wird somit der Schnittpunkt des Lasers mit dem Kanalboden (x_{2w}, z_{2w}) bestimmt. Über die beiden berechneten Schnittpunkte (x_{2w}, z_{2w}) und (x_1, z_1) sowie die Brechungsindizes von Plexiglas und Wasser wird die Steigung des Laserstrahls

$steigung_{2w}$ ausgehend von Punkt (x_{2w}, z_{2w}) im Wasser berechnet:

$$\begin{aligned} winkel_{2w} &= \arctan(z_{2w}/x_{2w}), \\ steigung_{2w} &= winkel_{2w} + \arcsin\left(\frac{n_{PMMA}}{n_{Wasser}} \cdot \arctan\left(\frac{z_1 - z_{2w}}{x_1 - x_{2w}} - winkel_{2w}\right)\right). \end{aligned} \quad (E.4)$$

Auch die Position der dritten Laserlinie auf der Kanalaußenwand (x_3, z_3) wird berechnet:

$$\begin{aligned} winkel_3 &= 45 - U_3/R_1 \cdot 180/\pi, \\ z_3 &= R_1 \cdot \sin(winkel_3), \\ x_3 &= R_1 \cdot \cos(winkel_3). \end{aligned} \quad (E.5)$$

Vergleichbar zur Berechnung der Position von Punkt (x_{2w}, z_{2w}) auf dem Kanalboden wird auch hier der Schnittpunkt (x_{3w}, z_{3w}) der Sichtlinie mit dem Kanalboden durch folgende Gleichung berechnet:

$$\begin{aligned} steigung_3 &= winkel_3 + \arcsin\left(\frac{n_{Luft}}{n_{PMMA}} \cdot \sin\left(\arctan\left(\frac{z_c - z_3}{x_c - x_3}\right) - winkel_3\right)\right), \\ R_2^2 &= (x_3 - x_{ac3})^2 + (z_3 - x_{ac3} \cdot \tan(steigung_3))^2, \\ z_{ac3} &= x_{ac3} \cdot \tan(steigung_3), \\ x_{3w} &= x_3 - x_{ac3}, \\ z_{3w} &= z_3 - z_{ac3}. \end{aligned} \quad (E.6)$$

Zuletzt wird mit dem nun bekannten Verlauf der Sichtlinie und des Laserstrahls der Schnittpunkt (x_s, z_s) der beiden auf der Wasseroberfläche berechnet. Die eigentliche Schichtdicke wird aus dem Abstand diese Punktes im Vergleich zum Kanalboden (R_2) bestimmt.

$$\begin{aligned} winkel_{3w} &= \arctan(z_{3w}/x_{3w}), \\ steigung_{3w} &= winkel_{3w} + \arcsin\left(\frac{n_{PMMA}}{n_{Wasser}} \cdot \sin(steigung_3 - winkel_{3w})\right), \\ x_s &= \frac{z_{2w} - z_{3w} + x_{2w} \cdot \tan(-steigung_{2w}) + x_{3w} \cdot \tan(steigung_{3w})}{\tan(-steigung_{2w}) + \tan(steigung_{3w})}, \\ z_s &= z_{3w} - (x_{3w} - x_s) \cdot \tan(steigung_{3w}), \\ Schichtdicke &= R_2 - \sqrt{x_s^2 + z_s^2}. \end{aligned} \quad (E.7)$$

Veröffentlichungen im Rahmen der Arbeit

- Brenneis, B. et al. (2021c). Wake Shape and Height Profile Measurements in a Concave Open Channel Flow regarding the Target in DONES. *Energies* 14.20. ISSN: 1996-1073. <https://doi.org/10.3390/en14206506>
- Brenneis, B. et al. (2021a). „Höhenprofilmessung einer offenen Kanalströmung mit Blick auf das Flüssigmetalltarget in DONES“. In: *Proceedings der 28. GALA-Fachtagung „Experimentelle Strömungsmechanik“* (Bremen, 7.–9. Sep. 2021). Hrsg. von A. Fischer et al. ISBN: 978-3-9816764-7-1
- Brenneis, B. und Ruck, S. (2021b). „Measuring the Surface Profile of a Free Surface Water Flow Regarding the Liquid Lithium Target in DONES“. In: *Proceedings of the 15th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (HEFAT2021)* (online, 25.–28. Juli 2021). Hrsg. von HEFAT. ISBN: 978-1-77592-216-2
- Brenneis, B. (2022b). Long Range Optical Distance Sensors for Liquid Metal Free Surface Detection. *Journal of Nuclear Engineering* 3.4, S. 364–372. ISSN: 2673-4362. <https://doi.org/10.3390/jne3040023>

Präsentationen/Poster

- Brenneis, B. und Ruck, S. (26.–28. Mai 2021a). *Kelvin Wakes in a Free Surface Water Flow Regarding the Liquid Lithium Target in DONES*. Präsentation. 5–6th Thermal and Fluids Engineering Conference. online: ASTFE (American Society of Thermal and Fluids Engineers). www.astfe.org/tfec2021/ (Zuletzt aufgerufen am 27. 03. 2023)
- Brenneis, B. und Ruck, S. (25.–28. Juli 2021c). *Measuring the surface Profile of a free surface water flow regarding the liquid lithium target in DONES*. Präsentation. 15th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. online. <https://hefat2021.org> (Zuletzt aufgerufen am 27. 03. 2023)
- Brenneis, B. et al. (7.–9. Sep. 2021b). *Höhenprofilmessung einer offenen Kanalströmung mit Blick auf das Flüssigmetalltarget in DONES*. Präsentation. 28. Fachtagung Experimentelle Strömungsmechanik. Bremen: Deutschen Gesellschaft für Laser-Anemometrie GALA e.V. <https://www.gala-ev.org/bremen2021.html> (Zuletzt aufgerufen am 27. 03. 2023)
- Brenneis, B. (18.–23. Sep. 2022a). *Long Range Optical Distance Sensors for Liquid Metal Free Surface Detection*. Poster. 2nd Symposium on Fusion Technology. Dubrovnik, Kroatien. <https://soft2022.eu/> (Zuletzt aufgerufen am 27. 03. 2023)