

**Analyse laseroptischer Messprinzipien
zur Untersuchung der Transportprozesse während der
Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion**

Analysis of Laser-Optical Measurement Principles to Investigate
Transport Processes during Spray-Wall-Film Interaction

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen
Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Leif Schumacher

Berichter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Reinhold Kneer
Univ.-Prof. Isaac Boxx, PhD

Tag der mündlichen Prüfung: 18.12.2024

"Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar."

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden zwei laseroptische Messsysteme für die Untersuchung von Sprühstrahl-Wand-Film-Interaktionen entwickelt, analysiert und hinsichtlich ihrer Eignung für die Anwendung bewertet. Bisher fehlen Messsysteme, die in der Lage sind, zwischen Sprühstrahl- und Wandfilmfluid zu unterscheiden und deren jeweiligen Massenanteile zu messen. Eine quantitative Ermittlung der bei der Interaktion ausgetragenen Wandfilmfluidmenge konnte deshalb bisher nicht durchgeführt werden.

Die beiden Systeme werden an einen Prüfstand angepasst, um die Wechselwirkung eines Dieselsprays mit einem dünnen Wandfilm zu untersuchen. Das erste entwickelte System misst zeitlich und räumlich aufgelöst die Filmdicke nach den Prinzipien eines Fizeau-Interferometers. Das zweite System nutzt die planare laserinduzierte Fluoreszenz für räumlich aufgelöste und zeitlich gemittelte Messungen der Filmdicke und der Massenanteile. Beide Messsysteme werden theoretisch auf ihre technischen und physikalischen Limitierungen, sowie bezüglich der zu erwartenden Messabweichungen untersucht. Die technische Anwendbarkeit der Messsysteme wird schlussendlich anhand einer erster Messungen am Versuchsträger beurteilt.

Obwohl das Fizeau-Interferometer eine bessere Messgenauigkeit und zeitliche Auflösung bietet, ist die planare laserinduzierte Fluoreszenz das geeignetere Messsystem für Untersuchungen der Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion. Das Interferometer ist in der Lage, Dicken für Oberflächenwinkel kleiner als 4° in einem begrenzten Messfeld zu messen. Die begrenzte Auflösungsfähigkeit für Oberflächenwinkel verhindert eine Messung während der Interaktion. Eine Messung kann erst ca. zehn Millisekunden nach der Interaktion realisiert werden. Eine hohe zeitliche Auflösung ist dann allerdings nicht mehr erforderlich. Die laserinduzierte Fluoreszenz ist hinsichtlich der einsetzbaren Flüssigkeiten limitiert. Außerdem können die Filmdicke und die Massenanteile nur in getrennten Messungen bestimmt werden. Die Messwerte entsprechen somit einem Mittelwert für mehrere Einspritzungen. Dennoch konnte mit diesem Messsystem erstmals Filmdicken und Flüssigkeitskonzentrationen nach der Interaktion ermittelt werden. Die Messungen zeigen eine vollständige Verdrängung des Wandfilms in der Einspritzzone und bei hohen Einspritzdrücken ein signifikanter Wandfilmabtrag, was die Notwendigkeit quantitativer Filmdicken- und Konzentrationsmessungen unterstreicht.

Abstract

In the present work, two laser optical measurement systems for the investigation of spray-wall-film-interactions are developed, analyzed, and evaluated with respect to their suitability for the application. There is a lack of measurement systems that are capable to distinguish between spray and wall-film fluid to measure their mass fractions. Therefore, the wall film fluid discharged into the atmosphere during spray-wall-film-interaction is not quantified so far.

The two systems are adapted to a test bench to investigate the interaction of a Diesel spray with a thin wall film. The first developed system measures temporally and spatially resolved the film thickness based on the principles of a Fizeau-interferometer. The second system uses planar laser-induced fluorescence for spatially resolved and time-averaged measurements of the film thickness and fluid concentration. The technical and physical limitations are analyzed, and the estimated measurement accuracy are determined. The technical applicability of the measurement systems is evaluated with a first application on the test bench.

Although the Fizeau interferometer provides better measurement accuracy and temporal resolution, planar laser-induced fluorescence is the more suitable measurement system for the application. The interferometer is only able to measure thicknesses for surface angles smaller than 4° and in addition the measurement field is very limited. Thus, the interferometer is only able to determine the film thickness 10 ms after the interaction finished. However, temporal resolution is then no longer necessary. Laser-induced fluorescence is limited in the use of liquids, and both quantities can only be determined by averaging over many injections. Nevertheless, the measurement system determines film thicknesses and fluid concentrations after the interaction for the first time. Thereby, complete displacement of the wall film in the spray impingement zone is observed. In addition, for investigations at high injection pressures a significant wall film removal is measured and emphasized the necessity of quantitative film thickness and concentration measurements.

Danksagung

Diese Dissertation ist im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung (WSA) der RWTH Aachen vom September 2015 bis Februar 2022 entstanden.

Daher möchte ich mich zuerst bei Herrn Professor Reinhold Kneer für die Ermöglichung dieser Arbeit, die Unterstützung und insbesondere für die Freiheit zur Entfaltung eigener Ideen bedanken. Diese Freiheiten in der wissenschaftlichen als auch in der persönlichen Entwicklung haben eine besondere Arbeitsatmosphäre am WSA entstehen lassen. Diese ist geprägt von Kollegialität, Hilfsbereitschaft und einer besonderen Mischung aus Zielstrebigkeit und Entspannung. Ebenso danke ich Herrn Professor Isaac Boxx für die Übernahme des Korreferats sowie Herrn Professor Stefan Pischinger für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Für die großartige Atmosphäre und Unterstützung bedanke ich mich bei den Kolleginnen und Kollegen aller Abteilungen. Ohne Eure Hilfe und Mitarbeit wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Ein besonderer Dank gilt meinen Bürokollegen und Freunden aus dem „Müllbüro 114“ Malte Bieber und Georg Möller dafür, dass sie sprichwörtlich jedes Komma dieser Arbeit umgedreht haben. Außerdem muss ihre solide fachliche und ihre herausragende moralische Aufbauarbeit im Falle $\beta \rightarrow 270^\circ$ hervorgehoben werden. Ebenso gilt mein Dank Manuel Reddemann für seine hilfreichen fachlichen Anmerkungen und seine tatkräftige Unterstützung in den letzten Jahren nicht nur als Gruppenleiter der Spray-Gruppe, sondern auch für seine wunderbare Gabe mich immer wieder neu motivieren zu können. Für die unterhaltsamen Bastelabende im Labor und ganz besonders für die guten Ratschläge in den schwierigen Lebenssituationen danke ich Tuncay Baltaci. Für den Endspurt möchte ich meinem „Drill Instructor“ im „pwc Bootcamp für schwererziehbare Promovenden“ Johanna Mohs danken, ohne sie wäre der Endspurt wahrscheinlich eine gemütliche Wanderung mit deutlich kleinerem Unterhaltungswert geworden.

Kevin Seel danke ich für die exzellente Vorarbeit zu dieser Arbeit und die gute Projektübergabe. Außerdem möchte ich mich bei meinem ehemaligen Studenten Moritz Zuschlag für die hervorragende Arbeit und die technische Umsetzung der LIF-Messtechnik bedanken. Damit hat er einen großen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet.

Für die bedingungslose Unterstützung und die bewundernswerte Leidenschaft hinsichtlich meiner „Dissertationslaunen“ bin ich meiner Frau Joana Leitão Schumacher unendlich dankbar. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht fertig geworden.

Meiner Mutter Ursula Schumacher und meiner großen Schwester Fee Mäder danke ich für Eure lebenslange Unterstützung und den enormen Rückhalt, den Ihr mir gebt.

Schlussendlich möchte ich diese Arbeit aber dem wundervollsten Menschen und Ingenieur widmen, den ich kennen lernen durfte, meinem Vater Ralf Schumacher. Mein Vater hat mir die Schönheit der Technik gezeigt und war der einzige Mensch, der mit mir nächtelang über technische Zusammenhänge diskutieren konnte. Ohne ihn wäre ich wahrscheinlich niemals Ingenieur geworden und entsprechend wäre diese Arbeit nicht entstanden.

Vielen Dank für die wundervollen Jahre mit Dir, Vati!

Vorveröffentlichungen

Ein Großteil in dieser Dissertation abgehandelten Entwicklungen und Ergebnisse wurden bereits in wissenschaftlichen Veröffentlichung präsentiert. Diese werden im Verlauf der vorliegenden Arbeit ohne Zitierung verwendet:

Schumacher L., Seel K., Reddemann M.A. und Kneer R., 2018: High-speed Fizeau interferometry for film topography measurement during spray film interaction, The Review of scientific instruments, Band 89(11), 113703

In dieser Arbeit wird ein neuartiges interferometrisches Hochgeschwindigkeits-Filmdickenmesssystem für dünne Schichten ($1\text{ }\mu\text{m}$ bis $23\text{ }\mu\text{m}$) vorgestellt. Das System basiert auf einem Fizeau-Interferometer und kombiniert eine Hochgeschwindigkeitskamera für topografische 2-D-Interferogramme mit einem spektral aufgelösten Weißlicht-Interferometer. Ziel dieser Kombination ist es, die Mehrdeutigkeiten des Phasendemodulationsprozesses bei der Interferenzmusteranalyse zu überwinden. Das System ist in der Lage, räumlich und zeitlich aufgelöste Filmdickenverteilungen bei schnellen Prozessen zu messen. Der Messfehler des Systems beträgt etwa 5 % im Vergleich zu einem kommerziellen 0-D-Interferometer. Erste Ergebnisse einer Interaktion eines Dieselsprühstrahls mit einem definierten Dieselfilm zeigten eine Volumenabnahme von 24,3 %.

Schumacher L., Zuschlag M., Bieber M., Reddemann M.A. und Kneer R., 2020: Planar laser-induced fluorescence for quantification of liquid removal and deposition during spray wall film interaction, Atomization and Sprays, Band 30(11), 799–810

In dieser Arbeit wird eine Kombination aus einem Rotationsbeschichter und einer nicht-invasiven planaren LIF-Technik zur Charakterisierung der Wechselwirkung von Sprühstrahlen mit dünnen Wandfilmen realisiert. Dieses System ermöglicht die Untersuchung der resultierenden Filmtopografie und der Konzentrationsverteilung nach Interaktionen von binären Flüssigkeitsgemischen (unterschiedliche Flüssigkeiten für Sprühstrahl und Film) in Abhängigkeit der Randbedingungen. Erstmals kann damit zwischen Wandfilmflüssigkeit und Sprühstrahlflüssigkeit im residualen Fußabdruck der Wechselwirkung unterschieden werden, um die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse des Wandfilmabtrags und der Ablagerung von Sprühstrahlfluid besser verstehen zu können. In dieser ersten Studie wird die Wechselwirkung eines motorischen Sprühstrahls (ECN Spray-B) mit einem $8,4\text{ }\mu\text{m}$ dicken Wandfilm bei atmosphärischen Bedingungen und unterschiedlichen Einspritzdrücken und Energetisierungszeiten untersucht. In jedem

Fall kann eine vollständige Entfernung der Wandfilmflüssigkeit in der Mitte der Aufprallzone beobachtet werden. Die Wandfilmflüssigkeit sammelt sich in einem charakteristischen Rand um das Aufprallzentrum an. Mit zunehmendem Einspritzdruck wird der Rand flacher und die Abtragsrate der Wandflüssigkeit wird höher. Dieser Effekt wird möglicherweise durch die erhöhte Scherwirkung auf die Flüssigkeitsoberfläche oder durch erhöhte Trägheitskräfte infolge eines stärkeren Aufpralls des Sprühstrahls verursacht.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	xiii
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	9
2.1 Optische Grundlagen	9
2.1.1 Wellenoptik	10
2.1.2 Geometrische Optik	19
2.1.3 Grundlagen der Fluoreszenzspektroskopie	22
2.2 Messtechnik zur Untersuchung der SWFI	26
2.2.1 Visualisierungen und integrale Methoden	26
2.2.2 Laserinduzierte Fluoreszenz	27
2.2.3 Brechungsindex-Matching-Verfahren	29
2.2.4 Interferometrie	31
2.2.5 Konzentrationsmessung	32
3 Experimenteller Aufbau & Methoden	35
3.1 Mechanische Komponenten	36
3.1.1 Versuchskammer	36
3.1.2 Rotationsbeschichter	37
3.2 Spektral aufgelöstes Fizeau-Interferometer	41
3.2.1 Messprinzip und Anforderungen an das Messsystem	41
3.2.2 Messaufbau	45
3.2.3 Bildverarbeitung und Bildauswertung	49
3.2.4 Systemkalibrierung	60
3.3 Planare laserinduzierte Fluoreszenz	64
3.3.1 Messprinzip und Anforderungen an das Messsystem	64
3.3.2 Messaufbau	66
3.3.3 Bildverarbeitung und Bildauswertung	70
3.3.4 Systemkalibrierung	75

3.4	Eigenschaften der Versuchsfluide	79
4	Analyse der Messsysteme	83
4.1	Analyse des spektral auflösenden Fizeau-Interferometers . .	83
4.1.1	Sichtbarkeit der Interferenzringe	83
4.1.2	Auflösungsvermögen	90
4.1.3	Neigungsfehler	96
4.1.4	Analyse der Bildauswertung	100
4.2	Analyse der planaren laserinduzierten Fluoreszenz	108
4.2.1	Auflösungsvermögen	108
4.2.2	Einfluss variierender Randbedingungen und statistischer Schwankungen	113
5	Untersuchung der Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion	121
5.1	Filmdickenmessung mit dem spektral aufgelöstem Fizeau-Interferometer	122
5.2	Filmdicken- und Konzentrationsmessung mit laserinduzierter Fluoreszenz	127
6	Zusammenfassung und Ausblick	137
	Literaturverzeichnis	141
A	Anhang	151
A.1	Optische Wegdifferenz am geneigten Film	151

Symbolverzeichnis

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
EMCCD	Electron multiplying charge-coupled device
FFK	Flat-field Korrektur
HCCI	Homogeneous charge compression ignition
iGRPT	Improved generalized regularized phase tracker technique
PLIF	Planare laserinduzierte Fluoreszenz
RIM	Brechungsindex-Matching-Verfahren (reflective index matching)
RCCI	Reactivity controlled compression ignition
SR	Schwingungsrelaxation
SWFI	Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion
WFR	Windowed Fourier Ridges

Lateinische Formelzeichen

Symbol	Definition	Einheit
A	Absorptionsgrad	–
b	Bildweite	m
$B_{x y}$	räumlicher Abbildungsmaßstab	$\mu\text{m}/\text{Pixel}$
B_λ	spektraler Abbildungsmaßstab	nm/Pixel
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	m/s
C	Stoffmengenkonzentration	mol/l
$\bar{C}$	mittlere Stoffmengenkonzentration	mol/l
$\tilde{C}$	Farbstoffkonzentration LIF-Filmdicke	mol/l
C_{wf}	Farbstoffkonzentration im Wandfilm	mol/l
D	Durchmesser	m
E	Elektrische Feldstärke	V/m

Symbol	Definition	Einheit
E_0	Amplitude der elektrischen Feldstärke	V/m
E_{Ph}	Energie eines Photons	J
E_λ	Extinktion	–
f	Brennweite	mm
F	relativer Messfehler	%
G	Gegenstandsweite	m
g	relative spektrale Intensitätsverteilung	–
h	Plancksches Wirkungsquantum	J s
I	Bestrahlungsstärke	W/m ²
I_a	Graustufenwert der Hintergrundhelligkeit	a.u.
I_{Kam}	Graustufenwert der Kamera	a.u.
$\hat{I}_{\text{IF}}$	Graustufenwert der Interferenzamplitude	a.u.
I_n	Graustufenwert des Rauschanteils	a.u.
J	Kantenlänge der Pixelumgebung W	Pixel
k	Wellenzahl	1/m
K_{Opt}	optische Konstante	–
l	Länge	m
l_c	Kohärenzlänge	m
$l_{\text{min,abbe}}$	Auflösungsgrenze nach Abbe	m
$l_{\text{min,rayleigh}}$	Auflösungsgrenze nach Rayleigh	m
$l_{\text{min,sensor}}$	Auflösungsgrenze des Sensors	m
l_{pix}	Pixelabstand auf dem Kamerasensors	m
m	Masse	kg
M	Vergrößerung	–
n	Brechungsindex	–
N	Ganzzahlquotient aus $\phi/2\pi$	–
N_{SP}	Stichprobenumfang	–
NA	Numerische Apertur	–
p	Druck	bar
r	Amplituden-Reflexionskoeffizient	–
R	Radius	m
S	Flussdichte der el. & magn. Feldstärke	W/m ²
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis	–
t	Zeit	s
t_c	Kohärenzzeit	s
T	Integrationszeit	s
u	Energiedichte	N/m ³
v	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit	m/s

Symbol	Definition	Einheit
W	Umgebung um einen Pixel	Pixel ²
x, y, z	Kartesische Raumkoordinaten	m
X, Y	Pixelkoordinaten	Pixel
z_{SP}	z-Wert für das Konfidenzniveau	–

Griechische Symbole

Symbol	Definition	Einheit
α	Neigungswinkel	°
β	Akzeptanzwinkel eines optischen Systems	°
γ	Interferenzsichtbarkeit	–
δ	Filmdicke	µm
ε	Anfangsphase	rad
ϵ	elektrische Permeabilität	V/m
ϵ_0	elektrische Permeabilität im Vakuum	V/m
ζ	Flüssigkeitsanteil im Wandfilm	%
Θ	Eintritts-/Austrittswinkel eines Lichtstrahls	°
λ	Wellenlänge	m
Λ	optische Wegdifferenz	m
μ	magnetische Permeabilität	N/A ²
μ_0	magnetische Permeabilität im Vakuum	N/A ²
ν	Frequenz	1/m
ξ	dekadischer Absorptionskoeffizient	l cm/mol
ρ, η	Pixelkoordinaten in der Pixelumgebung W	–
σ	Standardabweichung	–
τ	Amplituden-Transmissionskoeffizient	–
ϕ	Phasenlage	rad
Φ	Quanteneffizienz	–
ψ	Wellenamplitude	–
χ	Regularisierungsparameter	–
ω	Kreisfrequenz	rad/s

Indizes

Index	Bedeutung
$\angle$	Neigungsfehler
$\perp$	senkrecht
$\parallel$	parallel
0	Einfallende Beleuchtung
el	elektrisch
f	Fehler
F	Film
FT	Filmträger
i	Einfall
IF	Interferenz
inj	Einspritzung
Kam	Kamera
korrr	korrigiert
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
Opt	Optik
Ph	Photon
pix	Pixel
r	Reflexion
rot	Rotation
t	Transmission
TLF	totale lokale Streifenfrequenz
U	Umgebung
vib	Vibration
α	absorbiert
ε	emittiert

1 Einleitung

Sprühstrahlen können im alltäglichen Leben an unzähligen Stellen gefunden werden, wie zum Beispiel im Garten zur Bewässerung, im Haushalt in Form von Druckzerstäubern für Parfums, Deodorants oder Reinigungsmitteln. Sprühstrahlen sind aber auch in der technischen Anwendung in vielen Prozessen unverzichtbar. Sie werden in der Oberflächenbeschichtung beim Spritzlackieren und der Spritzbeschichtung, bei Druckvorgängen, zur Kühlung thermisch hoch belasteter Bauteile, wie zum Beispiel in der Leistungselektronik (Bar-Cohen et al., 2006) oder dem Warmwalzen von Stahl (Aamir et al., 2017), in unzähligen Anwendungen in der Verfahrenstechnik, der Landwirtschaft, der Stammzelltherapie (Möller, 2021), der Nanopartikelsynthese (Bieber, 2023), und zur Gemischbildung flüssiger Kraftstoffe in Gasturbinen und Verbrennungsmotoren verwendet. Diese Liste gibt einen kleinen Überblick über die technische Nutzbarkeit und die Relevanz von Sprühstrahlen. Die Liste kann beliebig fortgesetzt werden. In allen Anwendungen werden Sprühstrahlen dazu genutzt, eine zusammenhängende Flüssigkeitsmasse in eine große Anzahl kleinerer Flüssigkeitstropfen innerhalb einer umgebenden Gasphase zerfallen zu lassen. Die dabei entstehende Tropfenwolke, die sich in der Gasphase ausbreitet, wird als Sprühstrahl bezeichnet. Das Ziel der Zerstäubung variiert dabei, je nach Anwendungsfall. Für Beschichtungsprozesse ist beispielsweise das Ziel, eine möglichst große Fläche mit einem gleichmäßigen Flüssigkeitsfilm zu benetzen. In der Gemischbildung für Verbrennungsprozesse hingegen liegt das Ziel in der Vergrößerung der Flüssigkeitsoberfläche mithilfe möglichst kleiner Tropfen, wodurch eine schnelle Überführung des Kraftstoffes in die Gasphase ermöglicht wird. Auf die Grundlagen der Sprühstrahlentstehung wird im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen und stattdessen beispielsweise auf Lefebvre und McDonell (2017) verwiesen.

Anhand der obigen Beschreibung wird bereits deutlich, dass die Ausbreitung von Sprühstrahlen in der sie umgebenden Atmosphäre häufig von festen Oberflächen begrenzt wird. Dies ist teilweise gewollt, wie im Falle der Oberflächenbeschichtung oder Bewässerung. Bei anderen Prozessen, wie beispielsweise der motorischen Gemischbildung, sind diese Interaktionen eher unerwünscht aber durch bauliche Bedingungen teilweise nicht zu vermeiden. Trifft ein Sprühstrahl auf eine feste Oberfläche auf, so wird dies als Sprühstrahl-Wand-Interaktion bezeichnet. In manchen Anwendungsfällen befindet sich

auf der Oberfläche bereits ein Flüssigkeitsfilm desselben oder eines anderen Fluids. Die Interaktion mit benetzten Wänden soll in dieser Arbeit näher betrachtet werden. Diese wird im Folgenden Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion (SWFI) genannt¹.

Ein Großteil der Untersuchungen zur SWFI sind durch die Grundlagenforschung zur motorischen Gemischbildung motiviert. Viele Studien zielen dabei auf die Untersuchung der Kraftstoffablagerungen an Wänden in Verbrennungsmotoren ab, da diese zu einer langsameren Gemischbildung und zum Entstehen von fetten Gemischzonen beitragen. Diese können schlussendlich zu erhöhter Emission von unverbrannten Kohlenwasserstoffen führen (Fox et al., 1992; Cheng et al., 1993; Stanglmaier et al., 1999). Hierfür wurden zunächst viele Untersuchungen zur Interaktion mit trockenen Wänden durchgeführt, wie sie üblicherweise bei der Sprühstrahl-Wand-Interaktion im Saugrohr (ottomotorische Saugrohreinspritzung) (Johnen und Haug, 1995; Felton et al., 1995; Almkvist et al., 1995) oder an Kolbenoberflächen bei der Direkteinspritzung in Otto- und Dieselmotoren auftreten (Saito und Kawamura, 1997; Drake et al., 2003; Ding et al., 2018). Mit der Einführung von Dieselpartikelfiltern ist die SWFI stärker in den Fokus der Forschung gerückt. Für die Regenerierung der Partikelfilter wird die Abgastemperatur durch eine Nachverbrennung von Kraftstoff erhöht. Hierfür wird eine Nacheinspritzung von Dieselpartikelfiltern im Expansionstakt vorgenommen. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich der Kolben deutlich unterhalb des oberen Totpunktes und die strahlführende Wirkung der Kolbenmulde entfällt. Zusätzlich ist zu diesem Zeitpunkt der Druck und damit die Gasdichte im Zylinder bereits gesunken. Mit sinkender Umgebungsgasdichte nimmt die Ausbreitungslänge (Penetrationslänge) des Sprühstrahls zu. Aufgrund der fehlenden Strahlführung und der gestiegenen Sprühstrahllänge kann eine Interaktion mit der Zylinderwand nicht zuverlässig vermieden werden. Im Gegensatz zur Kolbenoberfläche ist die Zylinderwand allerdings mit einem Schmierölfilm benetzt. Bei der Interaktion kann sich Kraftstoff auf bzw. im Ölfilm anlagern und somit zu einer Motorölverdünnung führen, die schlussendlich einen höheren Verschleiß des Motors verursacht. Motorölverdünnung tritt insbesondere bei häufigen

¹In der Literatur wird nicht immer exakt zwischen Sprühstrahl-Wand-Interaktion und Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion unterschieden. Bei der Interaktion von Sprühstrahlen mit trockenen Wänden wird durch den Sprühstrahl eine Ablagerung von Sprühstrahlfluid auf der Wand erzeugt, diese Ablagerung wird häufig auch als Wandfilm bezeichnet und entsprechend wird der Begriff Sprühstrahl-Wand-Interaktion teilweise als Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion bezeichnet. Wenn in dieser Arbeit von Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion (SWFI) gesprochen wird, dann ist immer die Interaktion von Sprühstrahlen mit Wandfilmen gemeint, die bereits vor Auftreffen des Sprühstrahls die Wand benetzt haben.

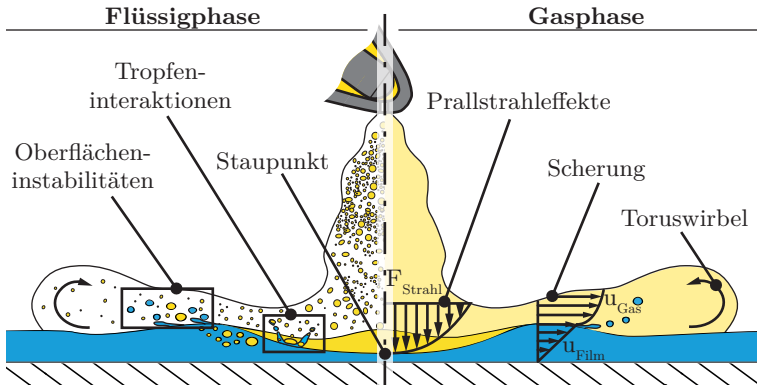


Abbildung 1.1: Übersicht über die Prozesse bei der SWFI. Auf der linken Seite sind die Phänomene gezeigt, die der Flüssigphase zugeordnet werden. Auf der rechten Seite sind die Phänomene gezeigt, die der Gasphase zugeordnet werden.

Kaltstarts und kurzen Betriebszeiten auf (Song und Choi, 2008; Budde et al., 2011; Taylor, 2021). Außerdem kann durch die SWFI mit dem Ölfilm an der Zylinderwand Öl in den Brennraum austragen werden und der abgelagerte Kraftstoff kann fette Gemischzonen ausbilden. Beide Effekte können zu gesteigerten Ruß- und Kohlenwasserstoffemissionen führen (Lang et al., 2005; Budde et al., 2011). Aufgrund früher und später Einspritzung bei modernen Brennverfahren, wie der homogenen Kompressionszündung (HCCI) oder der reaktivitätsgesteuerten Kompressionszündung (RCCI), bleiben die Probleme und damit die Relevanz der SWFI voraussichtlich auch in Zukunft bestehen (Wang et al., 2016; Nazemi und Shahbakhti, 2016; Ge et al., 2017).

Parallel zu den obigen anwendungsbezogenen experimentellen Untersuchungen wurden umfangreiche Modellierungen für die Interaktion von Sprühstrahlen mit Wänden und Wandfilmen entwickelt. O'Rourke und Amsden (1996) entwickelten ein numerisches Modell für die Beschreibung der SWFI bei der Saugrohreinjection. Obwohl, wie oben erläutert, die Saugrohreinjection ein Beispiel für die Interaktion mit trockenen Wänden ist, beinhaltet das Modell bereits eine detaillierte Beschreibung der Wandfilmdynamik beim Sprühstrahlaufprall. Der Grund hierfür ist die notwendige Berücksichtigung des sich bildenden Sprühstrahlfilms während der Interaktion mit trockenen Wänden. Das Modell von O'Rourke und Amsden, häufig OA-Modell genannt, entwickelte sich zum Standard und ist die Grundlage für viele Wei-

terentwicklungen und Verbesserungen (Foucart et al., 2015; Stanton und Rutland, 1998; Trujillo et al., 2000; Andreassi et al., 2007; Le Zhao et al., 2017; Zhang et al., 2018)².

In Abbildung 1.1 sind die ablaufenden Phänomene während der SWFI dargestellt. Auf der linken Seite ist die Flüssigphase des Sprühstrahls gezeigt und rechts die Gasphase des Sprühstrahls. Nach dem Austritt des Sprühstrahls aus dem Injektor zerfällt der Flüssigkeitsstrahl in einzelne Tropfen, die sich auf den Wandfilm zubewegen. Ein Teil der Tropfen trifft auf den Wandfilm auf und interagiert mit diesem. Durch Impulsübertragung wird die umgebende Gasphase beschleunigt und ebenfalls in Richtung Wandfilm transportiert. Im Auftreffpunkt bildet sich ein Staupunkt, d.h. die Gasströmung wird umgelenkt und strömt anschließend parallel zur Wand über die Filmoberfläche. Im Randbereich der Interaktionszone bildet sich ein Toruswirbel aus. Die Gasströmung wirkt im Staupunkt wie ein Prallstrahl und übt eine verdrängende Kraft auf den Wandfilm aus. Die Parallelströmung nach der Umlenkung übt eine Scherkraft auf den Film aus und beschleunigt diesen in radiale Richtung. Durch die Ablenkungen der Gasphase werden überwiegend kleine Tropfen mit kleiner Massenträgheit mit abgelenkt und in radiale Richtung getragen. Die Interaktion der Tropfenphase mit dem Wandfilm führt zu einer Ablagerung von Sprühstrahlfluid und zum Austrag von Wandfilmfluid in die Gasphase. Wandfilmfluid kann durch die Scherkraft der dispersen Phase (Tropfen- und Gasphase) vom Wandfilm abgeschernt werden.

Diese oberflächliche Betrachtung der Prozesse bei der SWFI verdeutlicht bereits deren Komplexität. Zur Reduktion der Komplexität, zum besseren Verständnis der zugrundeliegenden physikalischen Phänomene und der Ableitung geeigneter Modelle wird häufig nicht die Interaktion eines Sprühstrahls mit der Wand oder dem Wandfilm untersucht, sondern die Interaktion eines einzelnen Tropfens betrachtet. Für diesen Fall wurden zahlreiche Studien zur Untersuchung der verschiedensten Bedingungen durchgeführt. Ein guter Überblick über eine Auswahl dieser Studien kann in Cossali et al. (2005); Moreira et al. (2010); Liang und Mudawar (2016) gefunden werden. Das Ergebnis der Interaktion eines Tropfens mit einem Wandfilm kann vereinfacht auf die zwei Fälle Deposition und Splashing reduziert werden³. Bei der Deposition lagert sich das Sprühstrahlfluid auf der Wand oder dem Wandfilm ab und kein Fluid wird in die Umgebung ausgetragen. Beim Splashing hingegen bilden sich auf verschiedenste Weisen Sekundärtropfen aus Sprühstrahl und

²Diese Aufzählung zählt einige Entwicklungen auf, die auf dem O'Rourke-Amsden-Modell basieren.

³Diese Vereinfachung lässt weitreichende Studien, die weitere Interaktionsregime identifiziert haben, an dieser Stelle außer Acht.

Wandfilmfluid aus, die sich zunächst vom Film wegbewegen und dabei vom sich ausbreitenden Sprühstrahl mitgerissen werden können. Diese Sekundärtropfen können selbst wieder eine Tropfen-Wand/Wandfilm-Interaktion auslösen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zu Einzeltropfeninteraktionen sind in die numerische Modellierung der SWFI eingeflossen. Schlussendlich werden die modellierten Einzelinteraktionen vielfach überlagert und das Ergebnis soll somit die gesamte SWFI wiedergeben. In der Modellierung werden zusätzlich noch Modelle zur Beschreibung der Gasphaseninteraktion mit der Filmoberfläche berücksichtigt.

Die Einzeltropfenuntersuchungen werden von generischen Versuchen der SWFI ergänzt. Einen Überblick über die durchgeführten Studien kann in Lee und Ryu (2006) gefunden werden. Hierbei steht weiterhin die Interaktion mit trockenen Wänden im Vordergrund. Einige Untersuchungen haben das Ziel, die Modelle für Einzeltropfeninteraktionen in der Sprühstrahlanwendung zu validieren und zu verbessern (Trujillo et al., 2000; Kalantari, 2007). Andere Studien untersuchen die Sprühstrahlablagerungen an trockenen Wänden in generischen Sprühstrahluntersuchungen (Saito und Kawamura, 1997; Ko und Arai, 2002; Yang und Ghandhi, 2007; Henkel et al., 2016; Schulz und Beyrau, 2019; Pan et al., 2019). Studien zur Untersuchung der SWFI unterscheiden entweder nicht zwischen dem Sprühstrahlfluid und dem Wandfilmfluid (Kalantari, 2007) oder betrachten die Ablagerung von Sprühstrahlfluid auf dem Wandfilm und quantifizieren nicht den Abtrag von Wandfilmfluid in die Atmosphäre (Weiss, 2005; Liang et al., 2018; Wang et al., 2021). Seel et al. (2018) hat hingegen in generischen Untersuchungen gezeigt, dass es in Abhängigkeit von der Wandfilmdicke vor der Interaktion zu einer Nettozunahme der Filmdicke für dünne Wandfilme und zu einer Nettoabnahme bei dickeren Wandfilmen kommt. Für die untersuchten Randbedingungen und Fluide, wurde der Umschlagpunkt zwischen Nettoauftrag und Nettoabtrag bei 12 μm Filmdicke bestimmt. Die aktuelle Modellierung berücksichtigt mit Splashing-Phänomenen und Schereffekten grundsätzlich Prozesse, die zu einem Abtragen von Wandfilmfluid führen können. Allerdings liegen bisher keine experimentellen Daten vor, die den Verlust von Wandfilmfluid während der SWFI quantifizieren. Eine umfängliche Validierung der Modelle ist entsprechend bisher nicht möglich.

Zusammengefasst ist bis hierher gezeigt worden, dass zum einen die SWFI in mindestens einer technischen Anwendung, der motorischen Einspritzung, von hoher Relevanz ist und zum anderen, dass der mögliche Abtrag von Wandfilmfluid bisher unzureichend untersucht wurde, obwohl sein Einfluss bereits nachgewiesen wurde. Außerdem ist die umfängliche Validierung der

aktuellen Modelle ohne geeignete experimentelle Daten nicht möglich. Für die Bereitstellung der Daten sind geeignete Versuchsmethoden notwendig.

Für die Beurteilung der zugrundeliegenden Transportprozesse muss die SWFI messtechnisch als binäres Flüssigkeitsgemisch, bestehend aus Sprühstrahl- und Wandfilmfluid, betrachtet und entsprechend aufgelöst werden. Hierfür müssen die Massenanteile beider Flüssigkeiten bestimmt werden. Die direkte Bestimmung der Massenanteile erfordert ein Messsystem, dass beide Flüssigkeitsmassen simultan messen kann. In dieser Arbeit wird anstelle einer direkten Messung der Ansatz verfolgt, die Filmdicke und die Stoffkonzentrationen im Interaktionsgebiet zu bestimmen. Eine weitere messtechnische Herausforderung stellt die Geschwindigkeit der ablaufenden Prozesse dar. In der motorischen Einspritzung beträgt die Dauer der Einspritzung üblicherweise zwischen einigen hundert Mikrosekunden und wenigen Millisekunden. Ein geeignetes Messsystem sollte eine entsprechend hohe zeitliche Auflösung besitzen.

Da die Modellierung der SWFI nicht zuletzt auf der Beschreibung und Überlagerung lokaler Phänomene, wie der Interaktion einzelner Tropfen mit dem Wandfilm beruht, sollte das Messsystem zusätzlich eine hohe örtliche Auflösung besitzen. Für die Übertragung der Untersuchung auf die motorische Einspritzung müssen geeignete Randbedingungen in Form von Umgebungsdruck und -temperatur eingestellt werden. Außerdem muss das System Wandfilme mit definierter Dicke im Bereich weniger Mikrometer, wie sie typischerweise an der Zylinderwand im Verbrennungsmotor auftreten, bereitstellen.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung, Anwendung und Bewertung zweier vielversprechender Messprinzipien zur Untersuchung der Transportprozesse während der SWFI unter motorrelevanten Bedingungen. Mittels Interferometrie soll eine zeitlich und räumlich hochaufgelösten Messung der Filmdicke in der Interaktionszone ermöglicht werden. Das zweite Messprinzip nutzt die laserinduzierte Fluoreszenz, mit der zum einen die Stoffkonzentration von Sprühstrahl- und Wandfilmfluid und zum anderen die Filmdicke orts aufgelöst nach der SWFI ermittelt wird. Für beide Messprinzipien werden zunächst in Kapitel 2 die notwendigen technischen und physikalischen Grundlagen erläutert, anschließend wird ein Überblick über die bereits verwendeten Messprinzipien zur Untersuchung der Interaktion von Sprühstrahlen mit trockenen Wänden und Wandfilmen gegeben. In Kapitel 3 wird der verwendete Versuchsstand mit einem Rotationsbeschichter zur Erzeugung dünner Wandfilme und die Versuchsdurchführung vorgestellt. Dieser ist im Rahmen vorheriger Arbeiten entstanden und wurde in Seel et al. (2015, 2016, 2018) diskutiert. Für beide Messprinzipien werden die Messaufbauten, Kali-

brierung und Messwertaufbereitung erläutert. Das Kapitel 4 ist der eigentlichen Analyse beider Messsysteme gewidmet und betrachtet physikalische und technische Limitierungen in der Anwendung, Abschätzungen der zu erwartenden Signalstärke, eine Analyse der Robustheit der Messauswertung und letztendlich eine Abschätzung des Messfehlers beider Systeme. In Kapitel 5 werden beide Messsysteme zur Untersuchung der SWFI eingesetzt und die Ergebnisse vorgestellt. Die Untersuchungen werden hierbei noch nicht unter motorähnlichen Bedingungen durchgeführt und die Ergebnisse sind als Machbarkeitsstudie zu verstehen. Zum Schluss wird in Kapitel 6 die Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige mögliche Entwicklungsschritte und Anwendungsfelder gegeben.

Wie oben kurz angerissen wurde, haben Sprühstrahlen und die SWFI ein breites Anwendungsspektrum. Diese Arbeit legt den Fokus auf die Untersuchung der motorischen Einspritzung und geht nicht weiter auf andere Anwendungsfelder ein, da der Versuchsstand für den Anwendungsfall der Interaktion von motorischen Sprühstrahlen mit dünnen Ölfilmen maßgeschneidert wurde. Allerdings sollte hervorgehoben werden, dass die in dieser Arbeit entwickelten Methoden auf andere Anwendungsfelder übertragen werden können und nicht auf die Anwendung bei der motorischen Gemischbildung beschränkt sind.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die notwendigen physikalischen Grundlagen, die für die Entwicklung und die Analyse der Messtechnik erforderlich sind, eingeführt. Für die Untersuchung des interferometrischen Messprinzips sind die Grundlagen zur Ausbreitung von Licht, zur Überlagerung von Lichtwellen und die Berechnung der daraus resultierenden Strahlungsintensitäten notwendig. Für die anschließende technische Erfassung der Strahlungsintensitäten werden die grundlegenden Prinzipien der optischen Abbildung und die resultierenden Auflösungsgrenzen erörtert. Für die laserinduzierte Fluoreszenz werden die physikalischen Grundlagen zur Berechnung der Fluoreszenzintensitäten vorgestellt. Alle hier diskutierten Grundlagen haben das Ziel, Signalstärken, Messauflösung und Messfehler theoretisch abzuschätzen und im Anschluss mit den realen Messfehlern zu vergleichen. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird eine Übersicht über die in der Literatur zur Untersuchung der SWFI angewendete Messtechnik gegeben.

2.1 Optische Grundlagen

Für das Verständnis der in dieser Arbeit entwickelten und analysierten optischen Messtechniken, sind Grundkenntnisse der Charakteristik und Ausbreitung von Licht notwendig. Im Rahmen der Untersuchung optischer Phänomene tritt früher oder später der Dualismus zwischen den Wellen- und den Teilcheneigenschaften des Lichtes, mit ihren teils widersprüchlichen Eigenschaften, zum Vorschein (Kidd et al., 1989). Entsprechend wird in den folgenden Abschnitten die Welleneigenschaften für die Beschreibung von Interferenzphänomenen, die Teilcheneigenschaften für die Beschreibung von Absorptions- und Emissionsprozesse der laserinduzierten Fluoreszenz und die geometrische Optik zur Beschreibung abbildender Systeme, mit Abmessungen viel größer als die Wellenlänge des Lichtes, genutzt. Hierfür werden, wo möglich, Vereinfachungen getroffen und die zugrundeliegenden quantenmechanischen Theorien und die Vektorbeschaffenheit des Lichtes nicht betrachtet. Für umfänglichere Erläuterungen der Zusammenhänge wird deshalb beispielsweise auf Hecht und Schleitzer (2009) verwiesen.

2.1.1 Wellenoptik

Die Wellenoptik, oder auch physikalische Optik genannt, beschreibt Licht als Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle. Eine ungedämpfte dreidimensionale Welle breitet sich zeitlich (t) im Raum (in Richtung x, y, z) entsprechend der allgemeinen Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

aus (Hecht und Schleitzer, 2009). $\psi(x, t)$ ist hier die Amplitude der Störung, beispielsweise die elektrische Feldstärke einer elektromagnetischen Welle. Gleichung 2.1 ist eine homogene lineare partielle Differentialgleichung und besitzt damit einige wichtige Eigenschaften, die im Folgenden zur Betrachtung der Interferenzphänomene genutzt werden; i) wenn ψ eine Lösung der Differentialgleichung ist, ist auch $k\psi$ eine Lösung; ii) das Superpositionsprinzip kann angewendet werden, d.h. wenn ψ_1 und ψ_2 separate Lösungen der Gleichung sind, ist $\psi_1 + \psi_2$ ebenfalls eine Lösung.

Zur anschaulicheren Erläuterung der Zusammenhänge werden im Folgenden elektromagnetische Wellen betrachtet, die sich in dieselbe Richtung ausbreiten, eine konstante Frequenz (monochromatisch) und eine gemeinsame Schwingungsebene besitzen. Mit diesen Einschränkungen kann die Vektorbeschaffenheit des Lichtes vernachlässigt werden und jede Welle in Abhängigkeit einer einzelnen Feldkomponente des elektromagnetischen Feldes beschrieben werden. Im Folgenden wird deshalb die Ausbreitung der elektrischen Feldkomponente (E) in Richtung der x -Achse als Skalar betrachtet. Damit ist die harmonische Schwingung der elektrischen Feldstärke mit der Amplitude E_0 beschrieben durch

$$E = E_0 \cdot \cos(\omega \cdot t - (2\pi \cdot k \cdot x + \varepsilon)), \quad (2.2)$$

eine Lösung der Wellendifferentialgleichung im eindimensionalen Fall (Hecht und Schleitzer, 2009, Kap.7). Hierbei ist $k = 1/\lambda$ die Wellenzahl, $\omega = 2\pi \cdot \nu$ die Kreisfrequenz und ε die Anfangsphase. Die Wellenfrequenz ν ist mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle (hier die Lichtgeschwindigkeit) v und der Wellenlänge λ über

$$v = \nu \cdot \lambda \quad (2.3)$$

verknüpft. Elektromagnetische Wellen breiten sich im Vakuum mit Lichtgeschwindigkeit $v = c_0 = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ aus¹. Der für den Menschen sichtbare Bereich des elektromagnetischen Spektrums erstreckt sich im Vakuum ca. über einen Wellenlängenbereich von 380 bis 780 nm, bzw. in einem Frequenzspektrum von 384 bis 789 THz.

Elektromagnetische Wellen breiten sich in Dielektrika (elektrisch isolierende Materialien) aus. Wobei insbesondere transparente dielektrische Stoffe, wie Luft und Gläser, für die Lichtausbreitung relevant sind. In einem homogenen, isotropen Dielektrikum breiten sich elektromagnetische Wellen mit einer anderen Ausbreitungsgeschwindigkeit als im Vakuum aus, die Geschwindigkeit innerhalb eines Mediums kann über

$$v(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\epsilon(\nu) \cdot \mu}} \quad (2.4)$$

berechnet werden. Damit ist die Geschwindigkeit abhängig von der Frequenz ν , von der dielektrischen Leitfähigkeit des Materials (frequenzabhängig) und der magnetischen Permeabilität des Materials. Das Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes im Vakuum zur Lichtgeschwindigkeit im Medium ist als Brechungsindex n bekannt und entsprechend frequenzabhängig.

Reflexion und Brechung

In der Anwendung von optischer Messtechnik zur Untersuchung der SWFI treffen die Lichtstrahlen auf verschiedene Grenzflächen zwischen Stoffen mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften. In diesem Fall wird die Ausbreitungsrichtung des Lichts beeinflusst, diese Beeinflussung wird in der Optik durch Reflexion und Brechung beschrieben. Zur Bestimmung der resultierenden Änderung der Ausbreitungsrichtung und der Strahlungsintensität des Lichtes werden im Folgenden die notwendigen Zusammenhänge erklärt.

Treffen Lichtwellen mit dem Einfallswinkel Θ_i auf eine ebene Grenzfläche, an der sich der Brechungsindex ändert, wird ein Teil des Lichtes reflektiert. Die reflektierten Wellen breiten sich von der Oberfläche mit dem Reflexionswinkel $\Theta_r = \Theta_i$ entsprechend Abb. 2.1 aus. An einer transparenten Grenzfläche wird ein weiterer Anteil des einfallenden Lichtes durch das Medium transmittiert. Innerhalb des neuen Mediums ändert sich mit dem Brechungs-

¹Die Lichtgeschwindigkeit kann aus der elektrischen Feldkonstanten $\epsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ A s/(V m)}$, der magnetischen Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-6} \text{ H/m}$ über $c_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$ berechnet werden (Hecht und Schleitzer, 2009)

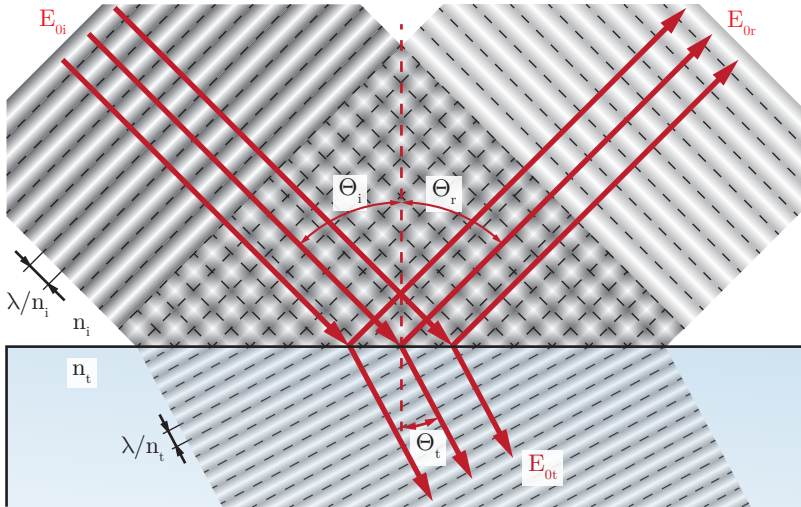


Abbildung 2.1: Eine ebene Welle (Einfallswinkel Θ_i und Amplitude E_{0i}) fällt auf eine ebene Grenzfläche, an der sich der Brechungsindex von n_i zu n_t ändert. Ein Teil der Welle wird mit dem Winkel Θ_r und der Amplitude E_{0r} reflektiert und ein Teil wird unter dem Winkel Θ_t und der Amplitude E_{0t} im Material gebrochen. Abbildung nach Hecht und Schleitzer (2009).

index die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle. Trifft die Welle nicht lotrecht auf die Grenzfläche, so ändert sich durch die Geschwindigkeitsänderung der Winkel, unter dem sich die Welle im neuen Medium weiter ausbreitet. Die Änderung des Winkels vom Eintrittswinkel Θ_i zum transmittierten Winkel Θ_t beim Übergang vom Medium mit dem Brechungsindex n_i zum Medium mit n_t wird beschrieben durch das *Snelliussche Brechungsgesetz* als

$$\frac{n_i}{n_t} = \frac{\sin(\Theta_t)}{\sin(\Theta_i)}. \quad (2.5)$$

Zur quantitativen Beurteilung, wie sich die Amplitude der einfallenden Welle E_{0i} auf die Amplituden der reflektierenden Welle E_{0r} und der transmittierten Welle E_{0t} aufteilt, werden die *Fresnelschen Gleichungen* (Gl. 2.6) herangezogen. Für die Berechnungen muss die Polarisationsrichtung der Wellen berücksichtigt werden und zwischen Polarisation senkrecht ($\perp$) und parallel ($\parallel$) zur Einfallsebene unterschieden werden. Die *Fresnelschen Gleichungen* sind gültig für lineare, isotrope und homogene Medien, wobei hier die For-

meln mit der Einschränkung auf dielektrische Materialien ($\mu_i \approx \mu_t \approx \mu_0$) verwendet werden. Damit kann der Amplituden-Reflexionskoeffizient $r_{\perp/\parallel}$ und der Amplituden-Transmissionskoeffizient $\tau_{\perp/\parallel}$ für senkrechte und parallele Polarisation nach (Hecht und Schleitzer, 2009, Kap. 4) zu

$$\begin{aligned} r_{\perp} &= \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{n_i \cdot \cos(\Theta_i) - n_t \cdot \cos(\Theta_t)}{n_i \cdot \cos(\Theta_i) + n_t \cdot \cos(\Theta_t)} \\ r_{\parallel} &= \left(\frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{n_t \cdot \cos(\Theta_i) - n_i \cdot \cos(\Theta_t)}{n_i \cdot \cos(\Theta_t) + n_t \cdot \cos(\Theta_i)} \\ \tau_{\perp} &= \left(\frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{2 \cdot n_i \cdot \cos(\Theta_i)}{n_i \cdot \cos(\Theta_i) + n_t \cdot \cos(\Theta_t)} \\ \tau_{\parallel} &= \left(\frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{2 \cdot n_i \cdot \cos(\Theta_i)}{n_i \cdot \cos(\Theta_t) + n_t \cdot \cos(\Theta_i)} \end{aligned} \quad (2.6)$$

berechnet werden. Im Falle der Reflexion können die Amplituden-Koeffizienten $r_{\perp}$ und $r_{\parallel}$ negativ werden, wenn $n_i < n_t$ ist. Das negative Vorzeichen entspricht einer Verschiebung der Phasenlage der reflektierten Welle von π im Vergleich zur einfallenden Welle.

Strahlungsintensität

Strahlungssensoren, wie Kamerasensoren oder das menschliche Auge, detektieren nicht das elektrische oder magnetische Feld, sondern registrieren die vom Feld transportierte Energie pro Zeiteinheit. Für die Berechnung der erreichbaren Signalstärken mit der hier vorgestellten interferometrischen Messtechnik wird im Folgenden der mathematische Zusammenhang zwischen transportierter Feldenergie und der Feldamplitude diskutiert.

Im betrachteten vereinfachten Fall ist die Energiedichte des elektromagnetischen Feldes² $u = \epsilon E^2$. Die Strahlungsleistung pro Flächen- und Zeiteinheit (S) ergibt sich damit für eine monochromatische und linear polarisierte Welle (eine Schwingungsebene) in einem Medium mit dem Brechungsindex n zu

$$S = u \cdot v = v \cdot \epsilon E^2 \quad (2.7)$$

²Die Energie im elektromagnetischen Feld verteilt sich gleichmäßig auf die elektrischen und magnetischen Feldanteile, deshalb wird hier der elektrische Anteil ($u = 1/2 \cdot \epsilon \cdot E^2$) verdoppelt, siehe (Hecht und Schleitzer, 2009, Kap.3).

(Hecht und Schleitzer, 2009). Der Momentanwert für den flächen- und zeitbezogenen Energiefluss ergibt sich entsprechend mit Gleichung 2.2 zu

$$S = v \cdot \epsilon \cdot E_0^2 \cdot \cos^2(\omega \cdot t - (2\pi \cdot k \cdot x + \varepsilon)) \quad (2.8)$$

Der quadratische Kosinusterm schwingt mit doppelter Kreisfrequenz ($2 \cdot \omega$) zwischen 0,0 und 1,0 um den Mittelwert 0,5. Für die Frequenzen des sichtbaren Lichts im Bereich einiger 100-Terahertz ist eine Betrachtung des Momentanwertes technisch wenig sinnvoll, deshalb wird im Folgenden der zeitliche Mittelwert für eine Zeitspanne $T \gg 1/\nu$ betrachtet. Die Bedingung einer viel längeren Integrationszeit T als die Periodendauer ($1/\nu$) der elektromagnetischen Welle (Größenordnung 10^{-15} s für Licht) ist für alle in dieser Arbeit verwendeten Strahlungssensoren ($T > 10^{-6}$ s) gegeben. Hiermit kann die Strahlungsintensität I , auch Bestrahlungsstärke genannt, als zeitliche Mittelung ($\langle \cdot \rangle_T$) über die Zeitspanne T als

$$I \equiv \langle S \rangle_T = \frac{1}{2} \cdot v \cdot \epsilon \cdot E_0^2. \quad (2.9)$$

angegeben werden. Die Strahlungsintensität ist damit proportional zum Quadrat der Amplitude des elektrischen Feldes (Hecht und Schleitzer, 2009, Kap.3).

Interferenz an dünnen Schichten

Die Basis des interferometrischen Messprinzips ist die Überlagerung zweier Lichtwellen, die miteinander interferieren. Aufgrund der geringen Filmdicken, die in dieser Arbeit untersucht werden, werden folgend die Interferenzphänomene am Beispiel der Überlagerung von Reflexionen an dünnen Schichten mathematisch beschrieben und die Formeln für die Signalintensitäten in Abhängigkeit der Filmdicke hergeleitet.

Interferenz entsteht bei der Überlagerung mehrerer Wellen an einem Ort. Zur Erläuterung der physikalischen Zusammenhänge werden die elektromagnetischen Wellen von zwei Punktwellen die sich entlang der x -Achse ausbreiten betrachtet. Die Quellen senden Wellen mit gleichen Wellenlängen und den elektrischen Feldstärken E_1 und E_2 aus. Mit dem Superpositionsprinzip gilt im Punkt P^3 für die elektrische Feldstärke

$$E_P = E_1 + E_2. \quad (2.10)$$

³Beispielhaft wird hier der Punkt P betrachtet. Die Gleichung ist aber allgemein gültig für jeden Punkt im Raum.

Für die messtechnische Erfassung wird der zeitliche Mittelwert der elektrischen Feldstärke $\langle E^2 \rangle_T$ betrachtet

$$\langle E_P^2 \rangle_T = \langle (E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2) \rangle_T = \langle E_1^2 \rangle_T + \langle E_2^2 \rangle_T + \langle 2 \cdot E_1 \cdot E_2 \rangle_T. \quad (2.11)$$

Nach Gleichung 2.9 ergibt sich damit die Strahlungsintensität im Punkt P zu

$$I_P = I_1 + I_2 + 2v\epsilon \langle E_1 \cdot E_2 \rangle_T. \quad (2.12)$$

Der letzte Summand wird als Interferenzterm I_{12} bezeichnet und bestimmt die Modulation des Interferenzmusters. Wird die elektrische Feldstärke durch Gleichung 2.2 beschrieben, ergibt sich der Momentanwert des Interferenzterms zu

$$I_{12} = 2v\epsilon \langle E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos(\omega t - (2\pi k x_1 + \varepsilon_1)) \cdot \cos(\omega t - (2\pi k x_2 + \varepsilon_2)) \rangle_T. \quad (2.13)$$

Über die oben beschriebene zeitliche Mittelung und das Zusammenfassen der Phasenlagen zur Phasendifferenz ϕ kann der Interferenzterm zu

$$I_{12} = v\epsilon E_{01} E_{02} \cos(2\pi k(x_1 - x_2) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)) = 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\phi) \quad (2.14)$$

umgeschrieben werden (Hecht und Schleitzer, 2009, Kap.7) und die gesamte Strahlungsintensität kann mit

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\phi) \quad (2.15)$$

angegeben werden. Für $\phi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$ wird die Strahlungsintensität maximal, d.h. das Licht interferiert konstruktiv. Für $\phi = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$ wird die Strahlungsintensität minimal und destruktive Interferenz liegt vor. Die sich ergebende Modulation der Strahlungsintensität in Abhängigkeit der Position ($I_P(x, y)$) weist damit ein charakteristisches Streifenmuster auf, auch Interferogramm genannt. Die Phasendifferenz der interferierenden Wellen bestimmt das entsprechende Muster im Interferogramm. Die Phasendifferenz kann als Funktion der Wellenlänge (λ) und der optischen Wegdifferenz (Λ) über

$$\phi = k \cdot \Lambda = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Lambda \quad (2.16)$$

ausgedrückt werden. Für die Bestimmung der Filmdicke auf Basis interferierender Lichtwellen muss die Phasendifferenz ϕ als Funktion der Filmdicke ausgedrückt werden. Für die Herleitung des Zusammenhangs wird ein idealisierter geneigter Film (Brechungsindex n_F) betrachtet (siehe Abb. 2.2). Die-

ser Film wird von rechts mit einem Lichtstrahl mit der Beleuchtungsstärke I_0 beleuchtet. An den Phasengrenzen des Films werden Teile des Strahls gebrochen und reflektiert. Unter alleiniger Berücksichtigung der Reflexion erster Ordnung an jeder Phasengrenze teilt sich der eintreffende Strahl in zwei Strahlen mit den Strahlungsintensitäten I_1 und I_2 auf. Die Strahlen durchlaufen unterschiedliche Pfade und werden anschließend mit einer Linse im Punkt P gesammelt und können dort interferieren. Betrachtet wird zunächst der in Abb. 2.2 a) gezeigte Fall, dass die ebene Seite des Films senkrecht beleuchtet wird (Einfallswinkel $\Theta_i = 0$). Der Strahl I_2 legt im Vergleich zum Strahl I_1 den zusätzlichen Weg $\overline{AB} + \overline{BC}$ im Medium mit n_F zurück. Die optische Weglängendifferenz beider Strahlen Λ ist

$$\Lambda = n_F \cdot \delta \cdot (1 + \cos(2 \cdot \alpha)), \quad (2.17)$$

wobei die Filmdicke δ im Punkt B vorliegt. Die Brechung an der Phasengrenze im Punkt C wird hier vernachlässigt. Für kleine Winkel α und dünne Filme ist die Vereinfachung der optischen Wegdifferenz, zu

$$\Lambda \approx 2 \cdot n_F \cdot \delta, \quad (2.18)$$

zulässig (Hecht und Schleitzer, 2009; Bass, 1995).

In Abb. 2.2 b) wird der allgemeine Fall für einen Einfallswinkel $\Theta_i > 0$ betrachtet. Dieser Fall ist aufgrund der Reflexion und Brechung ungleich komplizierter, da hierbei die Abbildung im Punkt P nicht aus dem Punkt B zukommen scheint, sondern aus dem virtuellen Punkt VP . Bei der Abbildung eines Objektpunktes (hier VP) auf einen Bildpunkt (P) mit einer Linse⁴ legen alle Strahlen dieselbe optische Weglänge zurück ((Hecht und Schleitzer, 2009, Kap. 5)). Für die Weglängendifferenz muss entsprechend die Wegdifferenz zum virtuellen Objektpunkt berücksichtigt werden. Für den allgemeinen Fall kann die optische Wegdifferenz über den Zusammenhang

$$\Lambda = \overline{AB} + \overline{BC} - (\overline{VPA} - \overline{VPC}) \quad (2.19)$$

ausgedrückt werden. Für die vollständige Beschreibung der optischen Wegdifferenz in Abhängigkeit der Filmdicke, der Oberflächenneigung, des Einfallswinkels und der Brechungsindizes wird auf Anhang A.1 verwiesen. Im Folgenden wird der vereinfachte Fall für kleine Oberflächenwinkel betrachtet. Der allgemeine Fall wird in Kapitel 4 für die Fehlerabschätzung herangezogen.

⁴Hierbei wird von einer idealen Linse ausgegangen.

a) Lotrechter Eintrittswinkel ($\Theta_i=0$)

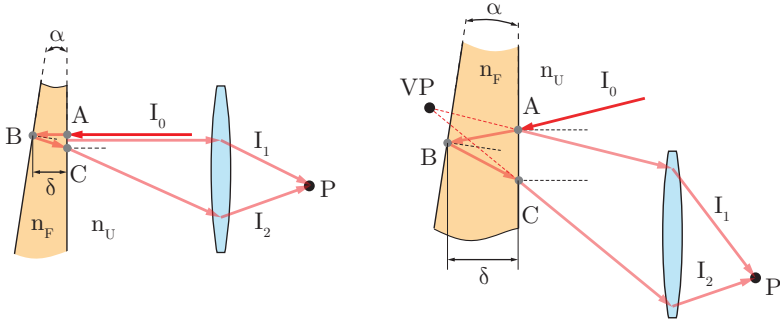
b) Allgemeiner Fall ($\Theta_i>0$)


Abbildung 2.2: Strahlengang an einem ebenen geneigten Film (Neigung α , Brechungsindex n_F). Der Film wird mit der Strahlungsintensität I_0 aus der Umgebung (Brechungsindex n_U) beleuchtet, die erste Reflexion an den Grenzflächen wird betrachtet. Die reflektierten Strahlen werden mit einer Linse im Punkt P abgebildet. a) Der Strahlengang für einen senkrecht einfallenden Lichtstrahl (Einfallswinkel $\Theta_i = 0$). b) Der allgemeine Strahlengang für einen Einfallswinkel $\Theta_i > 0$.

Mit Gleichung 2.16 und 2.18 kann die Filmdicke als Funktion der Phasendifferenz mit

$$\delta = \frac{\phi}{4 \cdot \pi \cdot n_F \cdot k} \quad (2.20)$$

ausgedrückt werden. Die Phasendifferenz wird nicht direkt gemessen, sondern beschrieben durch Gleichung 2.15, über die Strahlungsintensität ermittelt. Hierbei ist die Phasendifferenz mit dem Kosinusterm moduliert. Die Modulation ermöglicht eine eindeutige Bestimmung für Phasendifferenzen im Bereich von $0 \leq \phi \leq 2\pi$, bzw. für Filmdicken $\delta \leq (2n_F k)^{-1}$. Im allgemeinen Fall mit $\phi > 2\pi$ kann die Filmdicke über

$$\delta = \frac{\phi_M}{4 \cdot \pi \cdot n_F \cdot k} + N \cdot \frac{1}{2 \cdot n_F \cdot k} \quad (2.21)$$

beschrieben werden kann. N ist der Ganzzahlquotient der Division $\phi/2\pi$ und ϕ_M ist der Modulo der Division. Somit müsste aus einer einzelnen Messgröße I_P die zwei Unbekannten ϕ_M und N bestimmt werden. Das Problem ist somit unterbestimmt. Zur Lösung dieses Problems werden üblicherweise Phasendetektionsalgorithmen verwendet. Hierfür werden Interferenzmuster,

die jeweils um beliebige, aber bekannte Phasendifferenzen zueinander verschoben sind, betrachtet. Die Phasenverschiebung kann entweder durch eine Änderung der optischen Weglänge, z.B. durch eine Verschiebung optischer Komponenten, oder durch Änderung der Wellenlänge realisiert werden. Für eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Verfahren wird auf Malacara et al. (2005) verwiesen.

Im Folgenden wird ausschließlich die Änderung der Wellenzahl k , bzw. der Wellenlänge λ betrachtet. Für zwei unterschiedliche Wellenlängen ergeben sich zwei Interferogramme mit der Phasendifferenz

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = 4\pi \cdot n_F \cdot \delta \cdot (k_1 - k_2). \quad (2.22)$$

Für ausreichend kleine Differenzen der Wellenzahl kann erreicht werden, dass $\Delta\phi \leq 2\pi$ bleibt und entsprechend keine Uneindeutigkeiten bei der Demodulation der Phasendifferenz $\Delta\phi$ auftritt. Die Filmdicke kann über

$$\delta = \frac{1}{4\pi \cdot n_F} \cdot \frac{\Delta\phi}{\Delta k} \quad (2.23)$$

mit der bekannten Wellenzahldifferenz Δk bestimmt werden (de Groot und Deck, 1995; Debnath, 2005).

Kohärenz

Bisher wurden Wellen betrachtet, die eine feste Frequenz haben und damit monochromatisch sind. Ihre Phase ist damit zu jedem Zeitpunkt bekannt. Reale Lichtquellen hingegen senden für eine gewisse Zeitspanne Wellenzüge mit einer konstanten Phase aus und wechseln diese anschließend willkürlich. Das Zeitintervall, in dem eine Lichtquelle Wellenzüge mit derselben Phase aussendet, wird als zeitliche Kohärenz mit der Kohärenzzeit t_c bezeichnet. Die Strecke, die das Licht in einem Medium (Brechungsindex n) zurücklegt, wird als Kohärenzlänge $l_c = c \cdot n \cdot \Delta t_c$ bezeichnet. Je breiter das Spektrum einer Lichtquelle ist, desto häufiger wechselt die Quelle ihre Frequenz, bzw. die Phase, und entsprechend umso kürzer ist ihre Kohärenzzeit/Kohärenzlänge. Für eine Lichtquelle mit einem gaußförmigen Spektrum mit der zentralen Wellenlänge λ_0 und der Spektralbreite (bei halbem Maximum) $\Delta\lambda$ kann die Kohärenzlänge mit

$$l_c = \sqrt{\frac{2 \cdot \ln(2)}{\pi}} \cdot \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (2.24)$$

berechnet werden (Akçay et al., 2002). Damit bei der Überlagerung von Lichtwellen ein Interferenzmuster entsteht, müssen die Wellen nahezu dieselbe Frequenz haben, bzw. die Wellen zueinander kohärent sein. Für den in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Fall, tritt Interferenz auf, wenn $l_c \geq 2\delta$ ist.

Interferenzsichtbarkeit

Für die quantitative Beurteilung der Qualität eines Interferenzmusters kann der Interferenzmusterkontrast, bzw. die Interferenzsichtbarkeit, als

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (2.25)$$

definiert werden. Die Sichtbarkeit wird damit maximal ($\gamma = 1$), wenn beide Wellen die gleiche Strahlungsintensität aufweisen.

2.1.2 Geometrische Optik

Die Geometrische Optik wird zur Beschreibung optischer Systeme genutzt, deren Abmaße viel größer als die Wellenlänge des Lichtes sind. Die geometrische Optik ist streng genommen gültig für $\lambda_0 \rightarrow 0$. Alle Effekte, die auf der Wellennatur des Lichtes beruhen, können mit ihr nicht beschrieben werden. Beleuchtete oder selbstleuchtende Objekte verhalten sich wie eine Ansammlung von Punktquellen, die Kugelwellen aussenden. Die geometrische Optik beschreibt die Ausbreitung des Lichtes von einem Punkt zu einem anderen Punkt durch einen Strahl, der durch beide Punkte verläuft und in die Richtung des Energieflusses zeigt. Die eigentliche Wellenfront wird dabei nicht mehr betrachtet (Hecht und Schleitzer, 2009).

Abbildung

Das einfachste und wichtigste optische System ist die optische Linse, denn die meisten komplexeren Systeme, wie z.B. Objektiv, Mikroskop oder Teleskop, setzen sich aus einer Vielzahl an Linsen zusammen. Im Folgenden wird die Abbildung dieser Systeme als Abbildung einer einzelnen sammelnden Linse⁵ betrachtet. Die sammelnde Linse sammelt die divergierenden Strahlen von einem Objektpunkt S ein und wandelt sie in ein konvergierendes Strahlenbündel, das im Bildpunkt P zusammenläuft. Das optische System bildet damit den Objektpunkt S auf den Bildpunkt P ab (siehe Abb. 2.3).

⁵Entsprechend wird im Folgenden Linse und optisches System synonym verwendet.

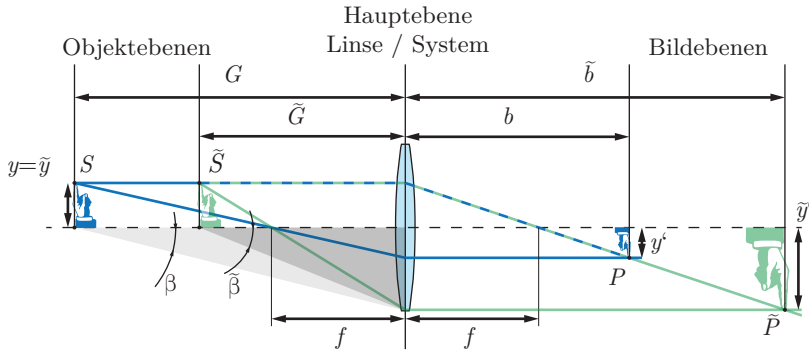


Abbildung 2.3: Abbildung zweier Objekte mit den Objektpunkten S_1 und S_2 durch eine Linse mit der Brennweite f auf die Bildpunkte P_1 und P_2 . Die Akzeptanzwinkel der Linse für beide Objektpositionen sind in grau angedeutet.

Die Brennweite f ist die wichtigste Größe zur Beschreibung einer Linse und deren Abbildungseigenschaften. Die Brennweite ist der Abstand des Punktes von der Hauptebene der Linse, in dem senkrecht zur Hauptebene einfallende Strahlen gesammelt werden. Umgekehrt verlassen Strahlen, die durch den Brennpunkt verlaufen, die Linse senkrecht zur Hauptebene. Anhand der Betrachtung dieser beiden Strahlen kann entsprechend Abb. 2.3 die Abbildung durch eine Linse⁶ konstruiert werden. Die Abbildung wird mathematisch durch die Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{G} + \frac{1}{b} \quad (2.26)$$

beschrieben (Hecht und Schleitzer, 2009). Hierbei beschreibt G die Gegenstandsweite, d.h. der Abstand des Objektes zur Linsenhauptebene, und b beschreibt als Bildweite den Abstand des Bildes von der Linsenhauptebene.

Vergrößerung

Wie Abb. 2.3 zeigt, wird das Objekt auf der Bildebene nicht unbedingt mit seiner realen Größe abgebildet. Das Verhältnis der Bildgröße y' eines Objektes zu seiner realen Größe y wird Vergrößerung M genannt. Die Vergröße-

⁶Betrachtet werden dünne Linsen, deren objekt- und bildseitige Hauptebenen zusammenfallen.

ung hängt von der Gegenstandsweite g und der Brennweite f ab und wird beschrieben durch

$$M = \frac{|y'|}{y} = \frac{b}{g} = \frac{f}{g - f}. \quad (2.27)$$

Auflösungsgrenzen

Linsen fangen einen Teil der Strahlen (Wellenfront) ein, die vom Objekt ausgesendet werden. Daher kommt es zu Abweichungen in der Abbildung und der Objektpunkt wird in der Bildebene als Streufleck, Airy-Scheibchen genannt, dargestellt⁷. Zur Beschreibung des Anteil des Lichts, das von einem optischen System eingefangenen wird, hat Abbe (1873) die numerische Apertur NA eingeführt. Sie ist als $NA = n \cdot \sin(\beta)$ definiert. β ist der halbe Akzeptanzwinkel des optischen Systems, bzw. der halbe Öffnungswinkel des eintretenden Strahlenbüschels (siehe graue Dreiecke in Abb. 2.3). Auf Basis der numerischen Apertur und der Wellenlänge hat Abbe (1873) die beugungsbegrenzte Auflösungsgrenze eines Mikroskops zu

$$l_{\min, \text{Abbe}} = \frac{\lambda}{2 \cdot NA} \quad (2.28)$$

bestimmt. $l_{\min, \text{Abbe}}$ ist der Abstand zweier Objektpunkte die gerade noch aufgelöst werden. Rayleigh (1879) hat für die Fluoreszenzmikroskopie die Auflösungsgrenze $l_{\min, \text{Rayleigh}}$ zu

$$l_{\min, \text{Rayleigh}} \approx 0,61 \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad (2.29)$$

bestimmt.

Neben den optischen Elementen begrenzt der bildaufnehmende Sensor die Auflösung. Damit zwei Objektpunkte auf der Bildebene noch aufgelöst werden können, müssen die Bildpunkte mindestens um den Pixelabstand l_{pix} auseinander liegen, damit ergibt nach Gl. 2.27 für die minimale Sensorauflösung im Objektraum

$$l_{\min, \text{Sensor}} = \frac{l_{\text{pix}}}{M}. \quad (2.30)$$

⁷Der Streufleck wird durch die Beugung der Wellen erzeugt. Beugung wird relevant bei Abmessungen des optischen Systems in der Größenordnung der Lichtwellenlänge und kann nicht durch die geometrische Optik beschrieben werden. Trotz der engen Verwandtschaft mit Interferenzphänomenen wird Beugung in dieser Arbeit nicht näher erläutert und deshalb in diesem Kapitel als limitierender Faktor für optische Systeme eingeführt.

2.1.3 Grundlagen der Fluoreszenzspektroskopie

Zur Beschreibung von Absorptions- und Emissionsvorgängen, wie sie bei Fluoreszenzprozessen zu beobachten sind, muss die Interaktion von elektromagnetischer Strahlung mit Materie betrachtet werden. Bei laserinduzierter Fluoreszenz, bei der eine absorbierende Substanz mit Laserlicht beleuchtet wird, wird das Licht absorbiert und versetzt die Substanzmoleküle in einen Anregungszustand, der durch eine spontane Lichtemission (Fluoreszenz) abgebaut wird.

Planck (1900) entdeckte im Rahmen der theoretischen Untersuchung der Hohlraumstrahlung die energetische Quantelung elektromagnetischer Wellen und begründete damit die Quantenphysik. Die Energie eines Lichtquants oder Photons kann mit dem Planckschen Wirkungsquantum $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ und der Frequenz ν bestimmt werden.

$$E_{\text{Ph}} = h \cdot \nu = \frac{h}{\lambda} \quad (2.31)$$

Ein Molekül kann durch die Absorption eines Photons vom energetischen Grundzustand $E_{\text{Ph},1}$ in einen angeregten Zustand $E_{\text{Ph},2}$ versetzt werden. Im angeregten Zustand ändert sich die Konfiguration der Elektronenschalen. Neben dem elektrischen Zustand kann das Molekül zusätzlich Energie in Form von Schwingungs- und Rotationsbewegungen speichern. Damit ergeben sich diskrete Energieniveaus, die ein Molekül einnehmen kann. Bei der Absorption muss die Energie des Photons gerade der Energiedifferenz zwischen zwei diskreten Niveaus mit

$$\begin{aligned} E_{\text{Ph},2} - E_{\text{Ph},1} &= h \cdot \nu \\ &= (E_{\text{Ph},2}^{\text{el}} + E_{\text{Ph},2}^{\text{vib}} + E_{\text{Ph},2}^{\text{rot}}) - (E_{\text{Ph},1}^{\text{el}} + E_{\text{Ph},1}^{\text{vib}} + E_{\text{Ph},1}^{\text{rot}}) \end{aligned} \quad (2.32)$$

entsprechen (Demtröder, 2005). Die Energiebeiträge durch Rotationsbewegungen sind deutlich kleiner als die anderen Beiträge und können für die Fluoreszenzspektroskopie hier vernachlässigt werden (Valeur, 2001).

In Abbildung 2.4 sind die Potentialkurven für die beiden Zustände $E_{\text{Ph},1}$ (Grundzustand) und $E_{\text{Ph},2}$ (Anregungszustand) als Funktion des Kernabstandes einschließlich der Vibrationsniveaus gezeigt. Die *Born-Oppenheimer* Näherung geht davon aus, dass sich Kern- und Elektronenbewegung auf unterschiedlichen Zeitskalen ändern und entsprechend getrennt voneinander betrachtet werden können. Änderungen des elektrischen Zustandes verlau-

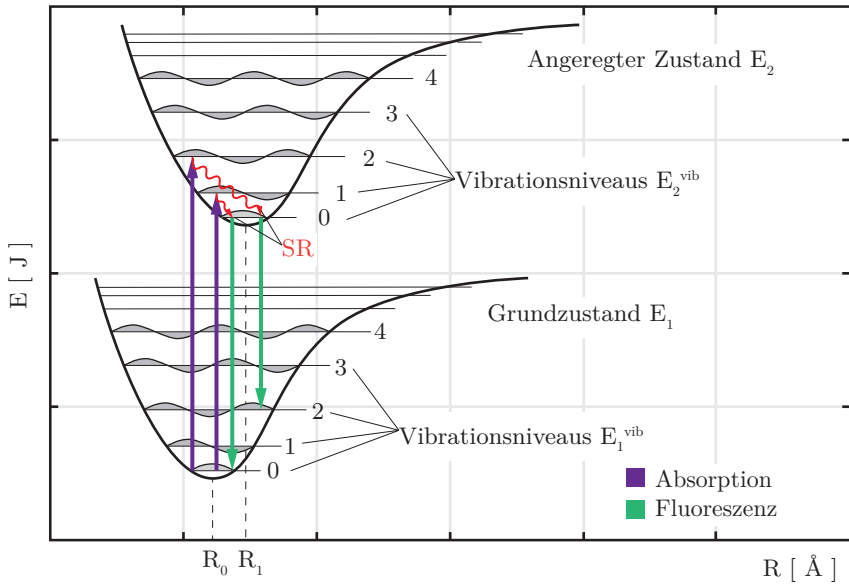


Abbildung 2.4: Exemplarische Energiepotentiale mit Vibrationsniveaus für ein Molekül im Grundzustand und im Anregungszustand. Die Absorption (lila) und die Emission (grün) sind als vertikale Übergänge nach dem Franck-Condon Prinzip dargestellt. Abbildung nach Valeur (2001).

fen damit bei konstantem Kernabstand ab. Daraus ergeben sich nach dem *Franck-Condon* Prinzip zwischen den Potentialkurven vertikale Änderungen für die Absorption und Emission (Zeitskala $\approx 10^{-15}$ s) (Valeur, 2001). Im angeregten Zustand können entsprechend der Energie des absorbierten Photons verschiedene Vibrationsniveaus erreicht werden. Die zusätzliche Energie, die in den Schwingungszuständen gespeichert ist, wird üblicherweise durch dissipative Vorgänge, wie interne Umwandlung und Schwingungsrelaxation (SR) mit benachbarten Molekülen, bis zum niedrigsten Schwingungsniveau abgebaut (Zeitskala $\approx 10^{-13} - 10^{-11}$ s)⁸. Bei der Schwingungsrelaxation wird strahlungsfrei ein niedrigeres Energiepotential erreicht. Die anschließend emittierten Photonen besitzen niedrigere Energien als die absorbierten

⁸Neben der Schwingungsrelaxation können noch weitere Umwandlungswege, wie Übergänge zu anderen Energiezuständen, Phosphoreszenz und Dissoziation, auftreten. Somit führt nicht jedes absorbierte Photon zur Emission eines Fluoreszenzphotons. Für eine detaillierte Erläuterung der Phänomene wird auf Demtröder (2005) und Valeur (2001) verwiesen.

Photonen und damit eine niedrigere Frequenz, bzw. eine längere Wellenlänge. Die Verschiebung des Emissionsspektrums zu längeren Wellenlängen wird als *Stokes-Verschiebung*⁹ bezeichnet.

Die effektivste und damit wahrscheinlichste Umwandlung vom niedrigsten Schwingungszustand des angeregten Moleküls $E_{\text{Ph},2}$ zum elektrischen Grundzustand $E_{\text{Ph},1}$ erfolgt durch Emission eines Fluoreszenzphotons mit der entsprechenden Energiedifferenz zwischen beiden Energieniveaus. Hierbei wird bei gegebenem Kernabstand der Übergang zum Schwingungszustand mit der ähnlichsten Wellenfunktion bevorzugt. Die verschiedenen Energiedifferenzen zwischen den möglichen Energieniveaus resultieren in unterschiedlichen Wellenlängen, bei denen Photonen absorbiert und emittiert werden können. Diese diskreten Energieniveaus führen in der Gasphase zu definierten Absorptions- und Emissionslinien. Diese Linien werden durch *Doppler*-Effekte und einen Energieaustausch durch Molekülstöße verbreitert und sind somit nicht rein monochromatisch. Für Stoffe in der Gasphase können dennoch in der Regel voneinander abgegrenzte Absorptions- und Emissionslinien beobachtet werden. In Flüssigkeiten, wie sie in dieser Arbeit betrachtet werden, sind die Molekülabstände aufgrund der großen Dichten so klein, dass durch Molekülwechselwirkung eine starke Linienverbreiterung stattfindet. Häufig übersteigt die Linienbreite in Flüssigkeiten und Festkörpern den Abstand zwischen den einzelnen Schwingungsübergängen. Dies hat ein kontinuierliches Absorption- und Emissionsspektrum zur Folge, so dass einzelne Spektrallinien nicht mehr unterschieden werden können (Dentröder, 2007).

Das Emissionsspektrum und die Emissionsstärke der Fluoreszenz wird, unter anderem aufgrund der oben diskutierten Prozesse, durch eine Vielzahl an Randbedingungen beeinflusst. Dabei sind Molekülanzahl, Temperatur, Druck, Viskosität, pH-Wert oder Polarität einige unter vielen Einflussfaktoren (Valeur, 2001). Dieses weite Spektrum an Einflussgrößen macht die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) auf der einen Seite als Messtechnik für eine Vielzahl an Messgrößen interessant, aber auf der anderen Seite limitieren die vielen Einflussfaktoren eine exakte Bestimmung einer einzelnen Messgröße. Für eine exakte Messung müssen deshalb entweder alle nicht untersuchten Größen konstant gehalten werden oder die Änderung der Größen und deren Einfluss auf die Messung muss quantifiziert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird LIF für die Quantifizierung der Schichtdicke (Filmdicke) einer mit fluoreszierenden Molekülen (im Folgenden Fluoreszenzfarbstoff genannt) versetzten Flüssigkeit und zur Konzentrationsmessung des Farbstoffes eingesetzt. Alle weiteren Einflussgrößen werden nach Möglichkeit konstant

⁹Benannt nach dem Entdecker der Fluoreszenz George Gabriel Stokes (Stokes, 1852).

gehalten und entsprechend nicht in den weiteren theoretischen Ausführungen betrachtet.

Die Messgrößen werden in Abhängigkeit der Intensität der Fluoreszenz-emission bestimmt. Wie oben erläutert, kann Fluoreszenz als direkte Folge der Absorption eines Photons auftreten und muss zur Beschreibung entsprechend quantifiziert werden. Die Abschwächung elektromagnetischer Strahlung (Absorption) in einem Medium mit einer absorbierenden Substanz wurde von Beer (1852)¹⁰ in Abhängigkeit der Stoffkonzentration C , der Schichtdicke (Filmdicke) δ und des dekadischen Absorptionskoeffizienten ξ mit dem *Bouguer-Lambert-Beerschen* Gesetz (Gl. 2.33) beschrieben.

$$E_{\lambda}(\lambda) = \log_{10} \frac{I_0(\lambda)}{I_t(\lambda)} = \xi(\lambda) \cdot C \cdot \delta \quad (2.33)$$

$E_{\lambda}(\lambda)$ ist die Extinktion, die das Verhältnis zwischen eintretender $I_0(\lambda)$ und transmittierter $I_t(\lambda)$ Lichtintensität beschreibt.

Nicht alle absorbierten Photonen führen zur Emission von Fluoreszenzphotonen. Dieser Umstand wird durch die Quanteneffizienz Φ_{LIF} des Farbstoffes beschrieben. Die Quanteneffizienz ist als Verhältnis der Anzahl an emittierten zu absorbierten Photonen definiert. Die Quanteneffizienz ist weitestgehend unabhängig von der Anregungswellenlänge, da die Emission in der Regel aus dem niedrigsten Schwingungszustand des angeregten Zustands und damit unabhängig von der Anregung erfolgt (Lakowicz, 2006).

Mit der Quanteneffizienz und dem *Bouguer-Lambert-Beerschen* Gesetz (Gl. 2.33) kann die Fluoreszenzintensität mit

$$I_{\text{LIF}} = K_{\text{Opt}} \cdot \Phi_{\text{LIF}} \cdot (I_0 - I_t) = K_{\text{Opt}} \cdot \Phi_{\text{LIF}} \cdot I_0 \cdot (1 - 10^{-\xi \cdot C \cdot \delta}) \quad (2.34)$$

beschrieben werden. K_{Opt} fasst den Einfluss des optischen Aufbaus, der Empfangsoptik und die Effizienz des Detektors zusammen. Die Quanteneffizienz und die optische Konstante müssen über eine *in situ* Kalibrierungsmessung bestimmt werden. Mit Gleichung 2.34 können die Messgrößen Farbstoffkonzentration C und die Filmdicke δ über die Fluoreszenzintensität beschrieben werden.

¹⁰Die Arbeit von August Beer basiert auf Vorarbeiten von Bouguer (1729) und Lambert (1760).

2.2 Messtechnik zur Untersuchung der SWFI

Die Interaktion von Sprühstrahlen mit trockenen Wänden und Wandfilmen ist insbesondere in den letzten zwei Jahrzehnten intensiv untersucht worden. Zudem wurden immer präzisere Modelle der Interaktion von Sprühstrahlen mit trockenen und benetzten Wänden entwickelt, siehe Zhao (2018); Breitenbach et al. (2018). Allerdings sind für die Entwicklung und Validierung dieser Modelle die Anforderung an präzise und umfängliche experimentelle Daten gewachsen. Für entsprechende Untersuchungen wurden verschiedene Messtechniken angewendet und entwickelt. Ein Überblick über die experimentelle Sprühstrahldiagnostik, ihre Verfahren, Anwendung, Vor- und Nachteile wurde von Fansler (2015) veröffentlicht. Bei den in der Literatur durchgeführten Untersuchungen der Sprühstrahl-Wand/Film-Interaktion ist aufgrund des Einflusses auf die Verbrennung und Schadstoffentstehung die auf der Wand abgelagerte Sprühstrahlmenge von Interesse (Drake et al., 2003; Ma et al., 2019). Im Rahmen dieser Arbeit stehen die Bestimmung der Filmdicke und der Stoffkonzentration während der SWFI im Fokus. Im Folgenden wird ein Überblick über die in der Literatur eingesetzten Methoden gegeben, aufgeteilt in fünf Kategorien:

- Visualisierungen und integrale Methoden
- Laserinduzierte Fluoreszenz
- Brechungsindex-Matching-Verfahren
- Interferometrie
- Konzentrationsmessung.

Der Schwerpunkt bei der Betrachtung wird auf die Messtechnik gelegt und nicht auf die abgeleiteten Erkenntnisse hinsichtlich SWFI. Außerdem werden Messmethoden betrachtet, die bereits zur Untersuchung der SWFI angewendet wurden.

2.2.1 Visualisierungen und integrale Methoden

Visualisierungen sind ein vergleichsweise einfach anwendbares Verfahren zur Bestimmung der zeitlichen Ausbildung von Interaktionszonen und zur Ermittlung der Kontur und Fläche von Wandfilmen. Mit dem Einsatz von Hochgeschwindigkeitskameras wird eine hohe zeitliche Auflösung für eine einzelne Interaktion erreicht. Hierfür werden vorwiegend Streulicht-, Durchlicht-

oder Laserschnittbeleuchtungen verwendet. Allerdings lassen sich anhand von reinen Visualisierungen Kraftstoffmengen nicht quantitativ bestimmen, da diese keine zweidimensionale Filmdickenverteilung liefern. Nichtsdestotrotz ist die Visualisierung eine weitverbreitete Methode, um die Form numerisch berechneter Filmablagerung mit experimentellen Daten zu validieren. Han und Xu (2004) nutzten Durchlicht-Visualisierungen der Sprühstrahlablagerungen auf einer transparenten Plexiglasscheibe, die unter verschiedenen Einspritzwinkeln aufgenommen wurde, um ein erweitertes SWFI-Modell zu validieren. Zhang et al. (2017) validierte seine Modellverbesserung anhand von Streulicht-Visualisierung der SWFI an Wänden mit Konturänderungen. Hierfür wurde die Form, der sich bildenden Sprühstrahlfluidfilme, mit numerischen Vorhersagen verglichen. Da auf diese Weise noch keine Rückschlüsse auf die abgelagerte Kraftstoffmenge möglich sind, haben Saito und Kawamura (1997) und Ko und Arai (2002) die Visualisierung der Kontur des gebildeten Wandfilms nach dem Auftreffen eines Diesel-Sprühstrahls mit einer anschließenden Wägung auf einer Präzisionswaage kombiniert, um eine integrale Aussage über die abgelagerte Dieselmenge auf der Wand treffen zu können. Diesem Prinzip folgend ist eine aufwendige Parametervariation hinsichtlich der Größe der Wand, dem Winkel der Einspritzung relativ zur Wand, Abstand vom Injektor zur Wand, Einspritzdruck und Umgebungsdruck von Akop et al. durchgeführt worden (Akop et al., 2013a,b, 2014). Weiss (2005) hat die Interaktion von Sprühstrahlen üblicher Waschflüssigkeiten in der Rauchgasreinigung mit einer trockenen Wand und einer kontinuierlich mit einem Wasserfilm benetzten Wand untersucht. Die abgelagerte Sprühstrahlmenge wurde aus der Massendifferenz zwischen aufgegebener Wandfilmflüssigkeit und nach der Interaktion abgezogener Wandfilmflüssigkeit berechnet. Durch eine Messung der insgesamt eingespritzten Flüssigkeitsmenge konnte ebenfalls der Flüssigkeitsanteil des abgelagerten Sprühstrahlfluids bestimmt werden.

2.2.2 Laserinduzierte Fluoreszenz

In der Literatur ist die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) eine weitverbreitete Methode zur Bestimmung einer örtlich aufgelösten Filmdicke. Hierfür wird üblicherweise das Sprühstrahlfluid mit einem geeigneten Fluoreszenzfarbstoff versetzt, nach der Sprühstrahl-Interaktion mit einem Laser angeregt und die Fluoreszenzantwort mit einem geeigneten Detektor aufgenommen. Als Detektoren werden üblicherweise verstärkte CCD-Sensoren eingesetzt. Die Fluoreszenzantwort nimmt dabei in Abhängigkeit der Filmdicke zu. Johnen und Haug (1995) wendeten LIF zur Messung der Filmdicke des Wandfilms

bei der Interaktion eines Sprühstrahls in einem optisch zugänglichen Ansaugrohr für einen Otto-Motor an. Als Sprühstrahlfluid wurde Iso-Oktan mit 5 Vol.-% 2,3-Butandion (Diacetyl) als Fluoreszenzfarbstoff verwendet. Das System nutzt Photomultiplier und optische Fasern zur Messung der Fluoreszenzantwort, weshalb nur an einzelnen Positionen im Saugrohr die Filmdicke gemessen wurde. Die erreichbare Genauigkeit ist mit 5 μm angegeben. Der Ansatz wurde von Felton et al. (1995) übernommen und durch den Einsatz einer CCD-Kamera um die Messung zweidimensionaler LIF-Signalverteilungen erweitert. Verschiedene Fluoreszenzfarbstoffe, wie Aceton, 3-Pentanon und Ethyldimethylamin, wurden untersucht und aufgrund ihrer niedrigen Quanteneffizienz als ungeeignet eingestuft. Stattdessen wurde Otto-Kraftstoff verwendet, der bei Anregung mit 355 nm Wellenlänge fluoresziert. Aufgrund der unbekannten Fluoreszenzeigenschaften wurde auf eine Quantifizierung der Filmdicke verzichtet und die Intensitäten qualitativ ausgewertet. Die Untersuchungen von Stevens und Steeper (2001) mit Otto-Kraftstoff zeigen eine Beeinflussung der LIF-Intensität durch Sauerstoff-Fluoreszenzlöschung. Hierbei führen Stöße der Fluoreszenzatom- mit Sauerstoffatomen zu einem Übergang in den Grundzustand ohne Abgabe eines Lichtsignals. Dies führt zu einer reduzierten LIF-Intensität. Dieser Zusammenhang erschwert quantitative Untersuchungen in reaktiven Umgebungen mit sich ändernden Sauerstoffkonzentrationen. Ebenfalls ergibt sich dadurch eine Druckabhängigkeit der LIF-Intensität. Cho und Min (2003) haben quantitative LIF-Filmdickenmessungen an einer optisch zugänglichen Zylinderlaufbuchse in einem Otto-Motor mit handelsüblichen Otto-Kraftstoff durchgeführt. Das Gemisch wurde allerdings nicht gezündet. Die Messabweichung wurde mit einer *in situ* Kalibrierung zu <10 % abgeschätzt.

Aufgrund der unbekannten und schwankenden Fluoreszenzeigenschaften kommerzieller Kraftstoffe hat sich der Einsatz von einkomponentigen Ersatzkraftstoffen, die in der Regel nicht fluoreszieren und deshalb mit einem zusätzlichen Fluoreszenzfarbstoff versetzt werden müssen, etabliert. Im Vergleich zu den kommerziellen Kraftstoffen ändern sich die Stoffeigenschaften, die Sprühstrahl-, Verdunstungs- und Verbrennungseigenschaften nicht. Eine direkte Übertragung der Erkenntnisse auf die kommerziellen Kraftstoffe ist damit nicht möglich (Stevens und Steeper, 2001). In der Literatur hat sich insbesondere Iso-Oktan als Ersatzkraftstoff in Kombination mit dem Keton 3-Pentanon als Fluoreszenzfarbstoff etabliert. Als Gründe hierfür werden die ähnlichen Stoffeigenschaften beider Stoffe und die damit verbundenen ähnlichen Verdunstungseigenschaften angeführt (Almkvist et al., 1995; Cheng et al., 2010). Außerdem liegen ausführliche Studien zu den Fluoreszenzeigenschaften von 3-Pentanon vor (Koch und Hanson, 2003; Koban et al., 2005;

Koch et al., 2008). LIF-Filmdickenmessungen in optisch zugänglichen Motoren und Druckkammern wurden mit diesem Stoffgemisch von Almkvist et al. (1995); Alonso et al. (2010); Cheng et al. (2010); Schulz et al. (2015, 2016); Schulz und Beyrau (2019) durchgeführt. Senda et al. (1999) verwendet stattdessen Biacetyl als Fluoreszenzfarbstoff. Geiler et al. (2018) verwendet wegen der besseren Quanteneffizienz Toluol anstatt 3-Pentanon und weist auf die deutliche Temperaturabhängigkeit beider Fluoreszenzfarbstoffe hin. Shi et al. (2020) verwendet eine Mischung aus Iso-Oktan und n-Heptan als Ersatzkraftstoff mit Aceton als Fluoreszenzfarbstoff. Pan et al. (2019) benutzt Rhodamine 6G als Fluoreszenzfarbstoff für seine Untersuchungen mit einer Mischung aus Iso-Oktan und Ethanol.

Insgesamt wird in der Literatur deutlich, dass die Filmdickenmessung auf Basis laserinduzierter Fluoreszenz ein weitverbreitetes Messverfahren ist und insbesondere für rein qualitative Aussagen unproblematisch anzuwenden ist. Bei der Quantifizierung der Filmdicke spielen allerdings die vielen Abhängigkeiten der Fluoreszenzeigenschaften eine große Rolle und müssen in der Kalibrierung und Signalauswertung berücksichtigt werden. Für die Untersuchung bei schwankenden Drücken, Temperaturen und Sauerstoffgehalten der Atmosphäre, wie sie üblicherweise für motorische Untersuchungen auftreten, ist eine fundierte Auswahl der Fluoreszenzfarbstoffe und Versuchsfluide wichtig.

2.2.3 Brechungsindex-Matching-Verfahren

Das Brechungsindex-Matching-Verfahren (Refractive index matching (RIM)) wurde von Drake et al. (2003) für die Messung von Filmdicken von Kraftstoffablagerungen auf Kolben von direkteinspritzenden Otto-Motoren nach der Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion entwickelt. Das Messprinzip beruht auf diffuser und gerichteter Lichtstreuung von Oberflächen. Eine raue Glasoberfläche, die von unten beleuchtet wird, streut Licht wegen der Rauheit und des großen Brechungsindexunterschieds zwischen Glas und Luft diffus in alle Raumrichtungen ab. Eine Flüssigkeitsoberfläche bildet auf der rauen Oberfläche hingegen eine glatte Oberfläche aus und der Brechungsindexunterschied zwischen Flüssigkeit ($n > 1$) und Glas verringert sich. Beides führt zu einer gerichteten Streuung des Lichtes an der Oberfläche. Eine Kamera würde, sofern sie nicht unter einem Winkel, der dem Reflexionswinkel der Beleuchtung entspricht, positioniert ist, die Filmoberfläche als Bereich mit niedrigerer Intensität wahrnehmen, bzw. bei Ausrichtung entsprechend des Reflexionswinkels als Bereich hellerer Intensität. Mit steigender Filmdicke werden die Freiräume in der rauen Oberfläche zunehmend ausgefüllt und

mehr Licht wird gerichtet gestreut und die Filmoberfläche erscheint dunkler, bzw. heller, im Kamerabild. Diese Intensitätsabnahme/-zunahme nimmt bis zum vollständigen Auffüllen der Oberflächenunebenheiten zu. Die Anwendung zur Filmdickenmessung ist damit für Filme möglich, die dünner sind als die Oberflächenrauigkeit der Wand, auf der sie appliziert werden.

Die Methode wurde bereits in vielen Studien zur Untersuchung von Ablagerungen von Sprühstrahlfluiden nach der Interaktion mit Wänden angewendet. Yang und Ghandhi (2007) haben die Filmdicke von Diesellagerungen nach der Sprühstrahlinteraktion mit einer trockenen Wand unter verschiedenen Kammertemperaturen und Drücken untersucht. Maligne und Bruneaux (2011) haben ähnliche Untersuchungen für die ottomotorische Einspritzung mit Iso-Oktan und Referenzkraftstoff durchgeführt. Außerdem wurden Werte für den statistischen, den Wiederholungs- und den systematischen Fehler ermittelt. Der statistische Fehler wird mit 8 - 10 % angegeben. Für kleine Fluidvolumen kann der Wiederholungsfehler auf Werte zwischen 10 - 18 % ansteigen, wobei für Fluidvolumen größer als 0,05 μl der Fehler bereits kleiner als 5 % wird. Der systematische Fehler wurde mit 3 - 13 % angegeben. Der Fehler wächst hier wieder mit kleiner werdendem Fluidvolumen. Die Messgenauigkeit wird damit von den Autoren auf 20 - 30 % angegeben. Ebenfalls wurden die Ergebnisse mit qualitativen LIF-Messungen verglichen und gute Übereinstimmungen beider Messergebnisse erzielt.

Henkel et al. (2016) haben die RIM-Methode in einer Reflexionsanordnung für Untersuchungen an intransparenten Wänden entwickelt und untersucht. Hierbei ist die Ausrichtung von Kamera und Beleuchtung wichtig, um das Messergebnis nicht durch vereinzelte direkte Reflexion von der Flüssigkeitsoberfläche negativ zu beeinflussen. Die Messabweichung wurde mit 10 % angegeben. Ebenfalls wurden Untersuchungen des Verdunstungsverhaltens verschiedener Alkohol- und Alkanfilme auf beheizten Wänden durchgeführt. Weitere Untersuchungen zur Bestimmung der Filmdicke mit der RIM-Methode nach der Interaktion eines Sprühstrahls mit einer trockenen Wand wurden von Ding et al. (2018) in einem optisch zugänglichen Motor durchgeführt. Le Zhao et al. (2018); Luo et al. (2018) wendeten die RIM-Methode zur Bestimmung der Filmdicke nach der Interaktion mit trockenen Wänden in einer Druckkammer mit verschiedenen Sprühstrahlflüssigkeiten an.

Die RIM-Methode hat gegenüber der LIF-Methode den Vorteil, dass sie mit jeder Flüssigkeit ohne den Einsatz von Farbstoffen oder anderer Additive angewendet werden kann. Außerdem sind die Messergebnisse der RIM-Methode unabhängig von Druck, Temperatur und Sauerstoffgehalt der Untersuchungsatmosphäre. Für Untersuchungen in der motorischen Anwendung ergeben sich damit deutlich weniger Einflussfaktoren und die Anwendung

ist damit im Vergleich zur LIF-Methode einfacher zu realisieren. Allerdings muss beachtet werden, dass für RIM eine *in situ* Kalibrierung notwendig ist. Außerdem muss die Oberflächenrauheit größer als die Filmdicke sein. Für Untersuchungen der Sprühstrahlinteraktion mit Kolbenoberflächen mag diese Annahme gerechtfertigt sein aber für Untersuchungen, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt werden, bei denen bereits vor der Interaktion ein Wandfilm besteht, der die Oberflächenrauigkeiten überragt, ist die Annahme nicht mehr zulässig. Dieser Fall tritt insbesondere bei Untersuchungen von Schmierölfilmen auf, da der Schmierölfilm dick genug sein muss, um die Oberflächenrauigkeiten zu überdecken. In diesen Fällen müssten rauere Oberflächen verwendet werden. Die höheren Oberflächenrauigkeiten können aber wiederum die Ausbreitung der Wandfilme beeinflussen. Zur Abschätzung des Einflusses sind aber zunächst weitere Untersuchungen notwendig, die den Einfluss der Wandrauigkeit auf die SWFI näher betrachten (Drake et al., 2003; Maligne und Bruneaux, 2011; Henkel et al., 2016). Abgesehen von der einfacheren Anwendung ist die Qualität der Ergebnisse auf dem Niveau der LIF-Messungen und die erwartbaren Messabweichungen können mit 5 - 30 % angegeben werden.

2.2.4 Interferometrie

Interferometrische Methoden wurden bisher kaum für die Untersuchung der Interaktion von Sprühstrahlen mit Wänden und Wandfilmen eingesetzt, obwohl ihr Einsatz aufgrund der hohen Messgenauigkeit, der realisierbaren hohen zeitlichen und örtlichen Auflösung, sowie der Unabhängigkeit von Farbstoffen für den Einsatz günstig erscheint, siehe Fansler (2015). Choo und Kang (2001) untersuchten bei der Interaktion zweier Sprühstrahlen Filme, die sich beim Zusammentreffen der Sprühstrahlen bilden, mit einer interferometrischen Methode. Die Interaktionszone wurde mit kurzwelligem Licht beleuchtet, so dass die Reflexionen an der Ober- und der Unterseite des Films miteinander interferieren konnten. Das sich bildende Interferenzmuster wurde mit einer Kamera aufgenommen und die Filmdickenänderung aus der Anzahl und dem Abstand der Interferenzringe gleicher Dicke bestimmt. Die absolute Filmdicke konnte so allerdings aufgrund der unbekannten Interferenzordnung nicht aus der Messung bestimmt werden. Eine Abschätzung der Messabweichung konnte entsprechend nicht durchgeführt werden.

Kelly-Zion et al. (2004) entwickelten ein Messprinzip zur punktuellen Messung der Filmdicke auf Basis der Interferenz von Laserlichtstrahlen die an der Filmoberfläche und am Substrat reflektierten wurden. In Abhängigkeit des Einfallswinkels, der Filmdicke und des Brechungsindex der Flüssigkeit er-

gibt sich ein zweidimensionales Interferenzmuster auf einem Schirm, das mit einer Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet wurde. Über die Anzahl der Interferenzstreifen im Bild wurde die Filmdicke für verdunstende Wandfilme zeitlich aufgelöst bestimmt. Die mit diesem Messaufbau erreichte Messabweichung wurde mit 11 % angegeben.

Ebert et al. (2021) haben für die Messungen der Ölfilmdicke am Feuersteg eines optisch zugänglichen Verbrennungsmotors drei kommerzielle Interferometer eingesetzt. Aufgrund der Kolbenbewegung und der Messfrequenz von 4 kHz konnte der Ölfilm im Feuersteg abgerastert werden und ein Filmdickenprofil ermittelt werden.

Neben dem in dieser Arbeit analysierten interferometrischen Messsystem (veröffentlicht in Schumacher et al. (2018)), hat White et al. (2022) die Filmdicke bei der Sprühstrahl-Wand-Interaktion interferometrisch untersucht. In White et al. (2022) wurden spektral aufgelöste Niederkohärenz-Interferometer in Fizeau- und Michelsonaufbau in einer Machbarkeitsstudie miteinander verglichen. Für die Anwendung in Druckkammern stellte sich der Fizeau-Aufbau als bessere Alternative heraus. Aufgrund zusätzlicher optischer Komponenten im Strahlengang, wie dickwandige Kammerfenster, bedingt die unterschiedliche Dispersion zwischen optischem Mess- und Referenzpfad Messabweichungen im Michelson-Aufbau die aufwändig korrigiert werden müssen. Für den Fizeau-Aufbau entfällt diese Korrektur, da Referenz- und Messpfad zusammenfallen. Mit dem System wurden Filmdickenaufösungen von 1 μm erreicht. Die größte Einschränkung des Systems ist die limitierte Anwendbarkeit auf flache Filme mit einer Oberflächenneigung von weniger als einem Grad.

2.2.5 Konzentrationsmessung

Nahezu alle bisher durchgeführten Studien legen den Fokus auf die Menge, bzw. die Filmdicke des Sprühstrahlfluides, das sich bei der Sprühstrahl-Wand-Interaktion an der Wand anlagert. Die Wand wird üblicherweise als trocken oder bereits mit Sprühstrahlfluid benetzt betrachtet. Für diese Art der Untersuchungen reicht die Bestimmung der netto aufgetragenen Menge an Sprühstrahlfluid aus und eine Konzentrationsmessung ist nicht notwendig. Im Bereich der motorischen Einspritzung ist dieser Prozess üblicherweise bei Interaktionen mit den Oberflächen des Kolbens oder des Saugrohrs zu finden. Bei der Interaktion mit der Zylinderwand muss allerdings der Schmierfilm berücksichtigt werden. Bei diesen Untersuchungen ist zum einen die eingebrachte Menge des Sprühstrahlfluids aber auch die ausgetragene Menge, des Schmierfilms relevant.

Für die Bestimmung der in den Schmierfilm eingebrachten Kraftstoffmengen durch die Nacheinspritzung in einem Einzylinder Dieselmotor verwenden Budde et al. (2011) und Yoon et al. (2016) einen bilanziellen Ansatz, der den Dieselerlust aus dem Vergleich der theoretischen Luftzahl und der real gemessenen Luftzahl im Abgas berechnet. Song und Choi (2008) bestimmen die Kraftstoffmenge über eine integrale Analyse des Motoröls nach einer gewissen Laufzeit anhand von Viskositäts- und Gaschromatografieanalysen. Für die Analyse der Transportprozesse, während der SWFI, reichen integrale Messungen über viele tausend Interaktionen nicht aus. Weiss (2005) hat den abgelagerten Sprühstrahlanteil eines kontinuierlichen Sprühstrahls bei der Interaktion mit einem kontinuierlich fließendem Wandfilm bestimmt. Hierzu wurde die Änderung des Massenstroms des Wandfilms durch die Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion durch Wägung bestimmt.

In Wang et al. (2021) wurde die Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion von einem Sprühstrahl bestehend aus Iso-Oktan und 3-Pentanon mit dünnen Silikonölfilmern (10 - 50 μm) mit LIF untersucht. Der Wandfilm wurde dabei nicht mit Fluoreszenzfarbstoff angereichert, weshalb sich während der Interaktion die Filmdicke und die Konzentration durch Mischung von Sprühstrahlfluid und Wandfilmfluid ändert. Die Intensität der Fluoreszenzantwort ändert sich aber mit dem Produkt aus Filmdicke und Farbstoffkonzentration. Damit ist eine Bestimmung des Produktes beider Größen möglich. Im Vergleich zu dem in dieser Arbeit (Schumacher et al., 2020) vorgestellten Vorgehen zur Lösung dieser Doppelabhängigkeit, ermöglicht das System nicht die getrennte Bestimmung von Filmdicke und Stoffkonzentration, liefert aber stattdessen die zeit- und orts aufgelöste Messung einzelner SWFI.

3 Experimenteller Aufbau & Methoden

Beide Messtechniken (die Interferometrie und die LIF-Methode) werden an einem Versuchsaufbau appliziert, der die Untersuchung der Interaktion von Sprühstrahlen mit dünnen Wandfilmen unter definierten Randbedingungen ermöglicht. Dabei soll eine lokale Charakterisierung des Fluidauf- und Fluidabtrags während der Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion erfolgen. Für ein binäres Flüssigkeitsgemisch auf der Wandoberfläche (bestehend aus Wandfilm- und Sprühstrahlflüssigkeit) muss eine Messung der Filmdicke und Stoffkonzentrationen realisiert werden. An den Versuchsaufbau werden die folgenden Anforderungen gestellt:

- **Randbedingungen:** Einstellung des Umgebungsdruckes (Atmosphärendruck bis 10 bar) und der Umgebungstemperatur (Raumtemperatur bis 400 K) zur Abbildung motor-relevanter Bedingungen¹.
- **Wandfilmerzeugung:** Erzeugung homogener definierter Wandfilme mit Filmdicken im Bereich von 3 - 20 μm
- **Optische Zugänglichkeit:** Zugang für nicht-invasive optische Messtechnik
- **Filmdickenmessung:** örtlich und zeitlich aufgelöste Messungen der Filmdicke innerhalb der Interaktionszone
- **Konzentrationsmessung:** Bestimmung der Flüssigkeitsanteile von Wandfilm- und Sprühstrahlflüssigkeit in der Interaktionszone.

Zur Erfüllung der Anforderungen wurde ein Versuchsstand mit verschiedenen Messtechniken kombiniert. Diese lassen sich in die folgenden Teilsysteme aufteilen:

¹Die in dieser Arbeit gezeigten Messungen zur Analyse der Messtechniken wurden ausschließlich bei Umgebungsdruck und Umgebungstemperatur durchgeführt. Nichtsdestotrotz muss der Versuchsstand in der Lage sein, motorähnliche Randbedingungen zur Untersuchung der Prozesse unter realen Bedingungen bereitzustellen. Die dafür vorgesehenen Systeme werden deshalb im Folgenden vorgestellt. Der Versuchsaufbau ist in Seel et al. (2015), Seel et al. (2016) und Seel et al. (2018) detailliert erläutert.

- **Versuchskammer:** ein optisch zugänglicher Druckbehälter, der mit einem Rotationsbeschichter zur Wandfilmerzeugung, einer Dosiereinrichtung für das Wandfilmfluid und einem Kraftstoffinjektor ausgestattet ist
- **Spektral aufgelöstes Fizeau-Interferometer:** örtlich und zeitlich hochaufgelöste Messung der Filmdicke innerhalb von Ausschnitten der Interaktionszonen
- **Planare laserinduzierte Fluoreszenz:** Bestimmung der ortsaufgelösten Filmdicke oder Konzentration im gesamten Interaktionsgebiet

3.1 Mechanische Komponenten

Im Folgenden werden die mechanischen Aufbauten vorgestellt, die die Bereitstellung der notwendigen Versuchsrandbedingungen gewährleisten. Hierbei stellt die Versuchskammer ein abgegrenztes Messvolumen mit kontrollierten Umgebungsbedingungen und optischem Zugang bereit. Ein Rotationsbeschichter erzeugt die definierten Wandfilme für die SWFI.

3.1.1 Versuchskammer

Die Untersuchungen werden in einem luftdurchströmten Druckbehälter bei konstantem Druck durchgeführt. Die Verschaltung des Behälters ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Die Druckluft wird mit entsprechendem Vordruck (max. 100 bar, einstellbar über einen Druckminderer) über den Kammerkopf ringförmig über einen Strömungsgleichrichter in den Druckbehälter eingeleitet. Ein vorgeschalteter Elektroheizer kann die Kammerluft auf die gewünschte Kammertemperatur vorheizen. Die Durchströmung der Kammer erfolgt vertikal von oben nach unten. Die Luft verlässt die Kammer über eine zentrische Auslassöffnung im Kammerboden. Anschließend wird die Kammerluft mit einem wassergekühlten Wärmeübertrager abgekühlt und mitgetragene Flüssigkeit wird über zwei Flüssigkeitsabscheider abgeschieden. Die Luft fließt durch ein Nadelventil in das Abluftsystem. Mit dem Nadelventil am Systemauslass wird der Druckverlust über die Anlage eingestellt. In Abhängigkeit vom Vordruck und der Nadelventilstellung stellt sich der Kammerdurchfluss und der entsprechende Druckverlust, bzw. der Kammerdruck (Abluftdruck + Druckverlust), ein. Der Kammervolumenstrom wird hierfür über den Vordruck und die Nadelventilstellung auf ca. $5 \text{ Nm}^3/\text{h}$ bei gewünschtem Kammerdruck eingeregelt. Bei einem Kammerdurchmesser von 140 mm ergibt

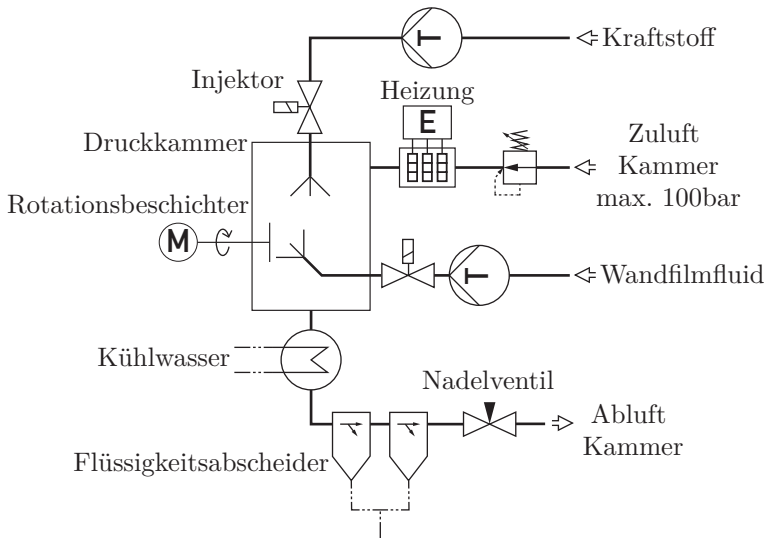


Abbildung 3.1: Vereinfachtes Verfahrensfließbild der Versuchskammer.

sich eine vernachlässigbare Strömungsgeschwindigkeit von ca. 0,09 m/s innerhalb der Kammer.

Der Sprühstrahl wird von einem Bosch Common-Rail-Dieselinjektor im Kammerkopf in den Druckbehälter eingebracht. Der Injektor wird mit einer pneumatischen Kolbenpumpe mit Sprühstrahlfluid ($p_{inj} = 250 - 1200 \text{ bar}$) versorgt. Das Sprühstrahlfluid tritt aus drei umfänglich angeordneten Düsenlöchern aus. Ein einzelner Sprühstrahlkegel trifft auf den vom Rotationsbeschichter erzeugten Wandfilm auf (siehe 3. in Abb. 3.3). Somit ist ausschließlich dieser einzelne Sprühstrahl für die Untersuchungen relevant.

3.1.2 Rotationsbeschichter

Eine Herausforderung für die Untersuchung der Interaktion von Sprühstrahlen mit dünnen Wandfilmen ist die reproduzierbare Bereitstellung des Films mit definierter Dicke auf dem Filmträger innerhalb der Versuchskammer. Zusätzlich soll der Film von zwei Seiten (normal zur Filmoberfläche) optisch zugänglich sein. Als Filmträger wird deshalb eine transparente Saphirglascheibe (Dicke 1 mm) eingesetzt. Der Träger muss vor Versuchsdurchführung mit dem Wandfilm beschichtet werden. Die untersuchten Filmdicken sollen dabei den üblichen Schmierölfilmdicken auf der Kolbenlaufbuchse eines Ver-

brennungsmotors entsprechen. Im Verbrennungsmotor ergibt sich der Ölfilm durch die Kolbenbewegung und die Verteilung des Öls durch die Kolbenringe auf der Laubuchse. In Abhängigkeit von Kurbelwellenposition, Drehzahl, Last, Verschleiß von Kolbenring und Laubuchse stellen sich Schmierfilmdicken typischerweise zwischen 1 - 15 μm ein (Bolander et al., 2005; Rahmani et al., 2012). Zur Erzeugung homogener Flüssigkeitsfilme mit entsprechend kleinen Filmdicken wird das Prinzip der Rotationsbeschichtung, wie es häufig zur Beschichtung in der Mikroelektronik genutzt wird, verwendet (Scriven, 1988). Hierbei wird eine größere Menge Fluid durch die Fliehkräfte bei der Rotation gleichmäßig verteilt und die Filmdicke nimmt während der Rotation kontinuierlich ab.

Zu diesem Zweck wurde der sogenannte Rotationsbeschichter entsprechend Abbildung 3.2 entworfen und in die Druckkammer integriert (Seel et al., 2016). Ausgehend von dem Ziel, die Filmdicke auf dem Filmträger über die Rotation einzustellen, ist der Filmträger über Spannbacken mit einer rotierenden Hohlwelle verbunden. Die rotierende Hohlwelle wiederum ist auf einer feststehenden inneren Hohlwelle gelagert, die fest mit der Kammer verschraubt ist. Die innere Hohlwelle ist mit einem Quarzglasfenster in Richtung Kammer abgedichtet. Das Fenster liegt, aus Richtung des Kammerinneren betrachtet, hinter dem Filmträger und trägt den Kammerdruck, da die Verbindung zwischen rotierender Hohlwelle und Filmträger nicht abgedichtet ist. Die Rückseite des Films² ist durch das Quarzglasfenster und die Hohlwelle von außen optisch zugänglich. Die rotierende Hohlwelle wird über ein Außenverzahnung und ein Zahnrad von einer weiteren Welle mit einem druckfesten Elektromotor (nicht in Abb. 3.2 gezeigt) über ein Winkelgetriebe angetrieben.

Die Filmdicke wird kontinuierlich mit einem interferometrischen Filmdickensensor (Punktmessung) bestimmt. Aufgrund des geringen Arbeitsabstandes (18,1 mm) muss der Sensorkopf innerhalb der Hohlwelle positioniert werden. Die technischen Daten des Sensors und des verwendeten Messkopfes sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Vor jeder Messung der SWFI wird mit dem Rotationsbeschichter ein neuer Wandfilm (Masse m_F) auf dem Filmträger erzeugt. Hierfür wird im ersten Schritt die Hohlwelle mit dem Filmträger mit voreingestellter Drehzahl (0 – 1000 1/min) in Rotation versetzt und anschließend über die Filmdosierdüse eine größere Menge Wandfilmfluid ($> m_F$) auf den Filmträger gespritzt (1. in Abb. 3.3). Das Wandfilmfluid wird in einem Zylinder außerhalb der

² Als Filmrückseite wird die Filmseite bezeichnet, die eine Grenzfläche zum Filmträger ausbildet. Entsprechend ist die Vorderseite die gegenüberliegende Filmseite, auf der der Sprühstrahl auftrifft.

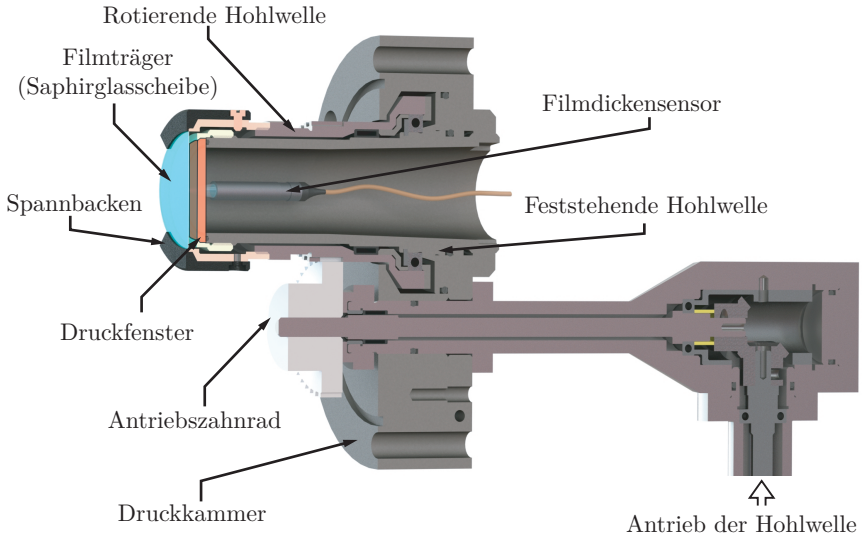


Abbildung 3.2: Übersicht über den mechanischen Aufbau des Rotationsbeschichters als Schnittansicht.

Tabelle 3.1: Technische Daten: Precitec CHRcodile SE und Sensorkopf RB200452

Precitec CHRcodile SE	
Messverfahren:	interferometrisch
Messfrequenz:	32 - 4000 Hz
Messbereich (optische Weglänge) :	3 - 180 μm
Messgenauigkeit:	$0,06 \mu\text{m} + 10^{-3} \cdot \delta$
Auflösung:	$2 \cdot 10^{-5} \mu\text{m}$
Reproduzierbarkeit:	0,02 μm
Messkopf RB200452	
Messabstand:	18,1 mm
Messfleckdurchmesser:	50 μm
Numerische Apertur:	0,1
Messwinkel zur Oberfläche:	$90^\circ \pm 5^\circ$

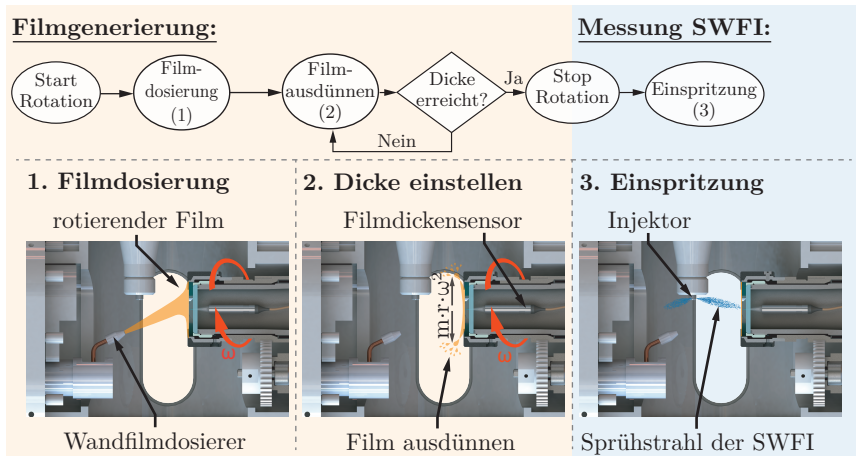


Abbildung 3.3: Ablaufdiagramm und Prozessschritte für das Erzeugen von Wandfilmen mit dem Rotationsbeschichter.

Druckkammer vorgehalten und pneumatisch mit einem Förderkolben auf einen höheren Druck als den Kammerdruck ($\Delta p \approx 2 \text{ bar}$) gebracht. Für die Dosierung des Wandfilmfluids wird das Magnetventil zwischen Zylinder und Wandfilmdosierer für ca. 0,5s geöffnet. Die Düse des Dosierers ist auf den Filmträger gerichtet und verteilt Fluid auf dem Filmträger. Die Rotation des Filmträgers verteilt das Fluid über Zentrifugalkräfte nach außen und erzeugt dabei eine homogene Filmstärke. Der kontinuierliche radiale Flüssigkeitstransport sorgt für eine abnehmende Filmstärke, wobei überschüssiges Fluid an den Rändern des Filmträgers in die Kammer abgeschieden wird (2. in Abb. 3.3). Der *Precitec* Filmdickensensor misst dabei kontinuierlich die Filmstärke des Wandfilms und bei Erreichen der gewünschten Zielfilmstärke wird die Rotation der Hohlwelle von der Steuerung gestoppt. Im Anschluss wird die Einspritzung für die SWFI ausgelöst.

Untersuchungen des Beschichtungsprozesses von Seel et al. (2016) mit diesem Rotationsbeschichter haben gezeigt, dass das System in der Lage ist, dünne Wandfilme bis minimal $2 \mu\text{m}$ reproduzierbar zu erzeugen. Die Filmstärke ist ab einer Rotationsdauer von mindestens 15s über den gesamten Filmträger konstant. Die Filmstärke wird vom Abbremsvorgang und Rotationsstopp am Ende des Beschichtungsprozesses nicht beeinflusst und bleibt unter Gravitationseinfluss (vertikale Ausrichtung des Filmträgers) für min-

destens 0,5 s stabil. Diese Zeitspanne ist ausreichend, um die SWFI mit einer Dauer von einigen Millisekunden vollständig untersuchen zu können.

3.2 Spektral aufgelöstes Fizeau-Interferometer

Auf Basis der in Abschnitt 2.1.1 diskutierten Dünnschichtinterferenz wird im Folgenden der Aufbau zur zeitlich und örtlich aufgelösten Messung der Filmdicke erläutert. Hierfür werden zunächst am konkreten Beispiel eines dünnen Filmes auf einem Filmträger die prinzipbedingten Anforderungen zusammengefasst, die ein geeignetes Messsystem erfüllen muss.

3.2.1 Messprinzip und Anforderungen an das Messsystem

Das Messsystem muss in der Lage sein, die Dicke des Films auf dem Filmträger $\delta(x, y, t)$ orts- (x, y) und zeitaufgelöst (t) zu messen. In Abbildung 3.4 a) ist eine schematische Schnittansicht eines keilförmigen Films auf dem Filmträger gezeigt. Die Filmdicke $\delta(x)$ ändert sich entlang der x -Koordinate und der Neigungswinkel $\alpha(x)$ ändert sich an einer einzelnen Stelle auf der x -Achse. Senkrecht zur Zeichenebene (y -Ebene) bleibt die Filmdicke konstant. Der Film wird durch den Filmträger mit einer breitbandigen Lichtquelle mit der Intensität $I_0(x, y, k) = \bar{I}_0 \cdot g(x, y, k)$ beleuchtet. Die Funktion $g(x, y, k)$ berücksichtigt dabei die lokale Intensitätsverteilung (x, y) und die spektrale Intensitätsverteilung der Beleuchtung (mit der Wellenzahl k).

Das einfallende Licht wird an den drei Grenzflächen reflektiert, an denen sich der Brechungsindex ändert. Somit ergibt sich Reflexion I_1 an der Grenzfläche zwischen Umgebung (Brechungsindex n_U) und Filmträger (Brechungsindex n_{FT}), Reflexion I_2 an der Grenzfläche zwischen Filmträger und Film (Brechungsindex n_F) und Reflexion I_3 an der Grenzfläche zwischen Film und Umgebung. Für die Messung der Filmdicke muss Reflexion I_2 der ebenen Filmträgeroberfläche mit Reflexion I_3 interferieren. Dabei entsteht ein Interferenzmuster in Abhängigkeit der Filmdicke $\delta(x)$ (siehe 3.4 b-c). Die Intensität des Interferenzmusters kann, entsprechend Abschnitt 2.1.1, mit

$$I_1(x, y, k) = g(x, y, k) \left[I_1 + I_2 + I_3 + 2\sqrt{I_2 I_3} \cos(4\pi n_F k \delta(x, y)) \right] \quad (3.1)$$

beschrieben werden. Neben der Ortsabhängigkeit ist die Intensität noch abhängig von der Wellenzahl k der Lichtquelle und der Filmdicke δ . Hierbei wurde angenommen, dass Reflexion I_1 nicht mit den anderen Reflexionen in-

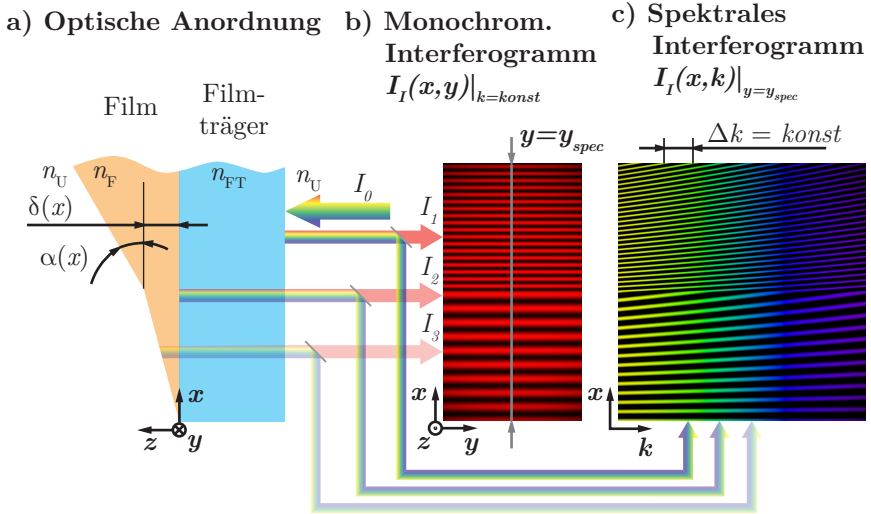


Abbildung 3.4: a) Schnittansicht des Wandfilms auf dem Filmträger mit Beleuchtung I_0 und den Reflexionen erster Ordnung an den Grenzflächen. Die Dicke des Films ändert sich senkrecht zur Zeichenebene nicht. b) Interferenzmuster das sich bei der Überlagerung der monochromatischen Reflexionen ergibt. c) spektral aufgelöstes Interferogramm (Wellenzahl auf der Ordinate aufgetragen) bei Verwendung einer breitbandigen Lichtquelle.

terferiert und somit ausschließlich zur Hintergrundhelligkeit beiträgt. Diese Annahme wird in Abschnitt 3.2.2 noch ausführlich diskutiert.

In Abbildung 3.4 b) ist das entstehende monochromatische Interferenzmuster (Interferogramm) für eine konstante Wellenzahl in Abhängigkeit der beiden Ortskoordinaten (x, y) dargestellt. Streifen maximaler Intensität entstehen durch konstruktive Interferenz, wenn die optische Dicke $n_F \cdot \delta(x, y)$ einem ganzzahligen Vielfachen von $1/(2 \cdot k)$ entspricht. Des Weiteren zeigt Abbildung 3.4 b), dass die örtliche Streifenfrequenz mit größerer Neigung des Films zunimmt. Die Streifen beschreiben die relative Höhenverteilung, lassen in dieser Form allerdings keinen Rückschluss auf die absolute Filmdicke zu. Anschaulich entspricht damit das monochromatische Interferenzmuster einer Höhenkarte auf der die Höhenlinien mit dem bekannten Abstand $1/(2 \cdot k)$ eingezeichnet sind aber für keine der Linien eine absolute Höhe angegeben, bzw. bestimmbar, ist.

Für die Bestimmung der absoluten Filmdicke muss die Interferenzordnung bestimmt werden, d.h. welchem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge die Filmdicke entspricht. Die Interferenzordnung kann nicht direkt aus dem monochromatischen Interferenzmusters bestimmt werden, stattdessen wird ein Interferenzmuster für eine ausgewählte konstante Ortskoordinate $y = y_{spec}$ in Abhängigkeit der Wellenzahl (Abszisse) und der Ortskoordinate x (Ordinate) betrachtet, so ergeben sich konstruktive Interferenzen für jede optische Dicke $n_F \cdot \delta(x, y = y_{spec})$ in periodischer Form, wenn die Wellenzahlen $1/2 \cdot k$ ein ganzzahliges Vielfaches von $n_F \cdot \delta(x, y = y_{spec})$ entspricht. Ein solches Interferenzmuster als Funktion der Wellenzahl ist in Abbildung 3.4 c) für die Position $y = y_{spec}$ gezeigt. Die Abbildung zeigt, wie die Steigung der Interferenzstreifen entlang der Wellenzahl mit der Filmdicke zunehmen. Für jede Koordinate x ist der Abstand der Interferenzstreifen (Δk) in k -Richtung konstant. In k -Richtung nimmt die Interferenzordnung alle Δk -Schritte um eins zu, da der Wellenlängenabstand gerade der Filmdicke entspricht. Damit ändert sich Δk mit der Filmdicke. Für $\delta(x = 0) = 0 \mu\text{m}$ wird $\Delta k \rightarrow \infty$ unendlich groß und Interferenzstreifen verlaufen horizontal, da kein gemeinsames Vielfaches von Wellenlänge und Filmdicke existiert. Aus dem Abstand Δk zweier Interferenzextrema (Maxima oder Minima) kann somit eindeutig die Filmdicke bestimmt werden (siehe Abschnitt 2.1.1, Gleichung 2.23).

Abbildung 3.4 c) und Abbildung 3.4 b) stellen zweidimensionale Interferogramme dar. Dabei wird in Abbildung 3.4 c) eine Raumachse des zweidimensionalen Sensors für die spektrale Auflösung genutzt. Zur Erzielung eines in zwei Ortsrichtungen aufgelösten Interferogramms müsste jedes Pixel eine ausreichende Spektralauflösung aufweisen. Konventionelle Kamerasensoren auf Basis von CCD- oder CMOS-Mikrochips sind auch als Farbkamera mit Bayer-Filter lediglich in der Lage zwischen drei Wellenlängenbereichen (rot, grün und blau) diskret zu unterscheiden. Durch die relativ weite Spreizung zwischen den einzelnen Wellenlängen ($\Delta\lambda \approx 100 \text{ nm}$) ist die Voraussetzung $\Delta\phi \leq 2\pi$ (siehe Abschnitt 2.1.1) nicht erfüllt und entsprechende Kameras sind nicht zur spektralen Auflösung geeignet. Zur Ermittlung eines möglichst kontinuierlichen Spektrums muss deshalb eine Kamera mit einem Spektrografen gekoppelt werden. Dabei wird eine Raumachse des zweidimensionalen Sensors für die spektrale Auflösung genutzt. Eine zweidimensionale direkte Bestimmung der Filmdicke ist somit mit dem spektral aufgelösten Interferogramm nicht möglich.

Die Kombination der Informationen aus beiden Interferogrammen kann die oben ausgeführten Nachteile kompensieren. Deshalb werden im Folgenden zwei getrennte Interferometerkanäle betrachtet. Der Topografiekanal (Index topo) nimmt ein zweidimensionales Interferogramm in einem möglichst

schmalen Wellenlängenbereich (quasi-monochromatisch) auf. Im zweiten Kanal, dem Spektralkanal (Index spec), hingegen wird das spektral aufgelöste Interferogramm entlang einer Raumrichtung ($x, y = y_{\text{spec}}$) und als Funktion der Wellenlänge/-zahl aufgenommen. Werden beide Interferogramme zeitgleich und örtlich überlappend ermittelt, können die Gleichungen 2.23 und 2.21 zu

$$\delta_{\text{spec}}(x)|_{y_{\text{spec}}, t_{\text{spec}}} = \frac{\Delta\phi}{4\pi n_F \Delta k} = \frac{1}{2n_F k_{\text{topo}}} \left(\frac{\phi_M}{2\pi} + N \right) = \delta_{\text{topo}}(x)|_{y_{\text{spec}}, t_{\text{spec}}} \quad (3.2)$$

gleichgesetzt werden und N als Funktion von x bestimmt werden. Für Filme mit einer Viskosität $\eta > 0$ kann von einer kontinuierlichen Filmoberfläche und damit von einer kontinuierlichen Phase ϕ_{topo} ausgegangen werden. Ausgehend vom bekannten Linienverlauf kann die Phase, bzw. das Modulo N , für das gesamte zweidimensionale Messgebiet rekonstruiert werden und damit die Filmdicke im Topografiekanal bestimmt werden.

Für eine hohe zeitliche Auflösung im Topografiekanal, d.h. Bildwiederholraten $> 10^4$ frames/s, wird angenommen, dass $|\Delta N| \leq 1$ zwischen zwei Bildern ist. Da N als Modulo ganzzahlige Werte annimmt, ist $N = 0$ und somit kann aus dem Topografiekanal für Zeitpunkte $t < t_{\text{spec}}$ und $t > t_{\text{spec}}$ ohne spektrales Interferogramm die Filmdicke rekonstruiert werden. Sollte $N > 1$ werden, dann sind $\delta_{\text{spec}}(x)$ und N unbekannt, Gleichung 3.2 ist unterbestimmt und eine eindeutige Bestimmung der Filmdicke nicht mehr möglich.

Die Anforderungen an das Messsystem mit den beiden Kanälen kann folgendermaßen zusammengefasst werden:

Beleuchtung:

- **Allgemein:** Möglichst homogene Intensitätsverteilung, keine Beeinflussung der Interferenz durch die erste Reflexion am Filmträger
- **Topografiekanal:** Schmalbandige Lichtquelle ($\Delta\lambda < 5$ nm) mit hoher Helligkeit für Hochgeschwindigkeitsanwendungen (kontinuierlich oder hochfrequent gepulst), die spektral differenzierbar von der Lichtquelle des Spektralkanals ist
- **Spektralkanal:** Breitbandige Lichtquelle ($\Delta\lambda > 50$ nm) mit möglichst homogenen Spektrum und hoher Intensität, um trotz spektraler Zerlegung eine ausreichende Signalstärke zu erreichen

Bilderfassung:

- **Allgemein:** Ausreichender Arbeitsabstand, um die Länge der Hohlwelle zu überbrücken
- **Topografiekanal:** Hohe zeitliche ($> 1 \cdot 10^4$ frames/s) und räumliche Auflösung ($< 10 \mu\text{m}/\text{Pixel}$)
- **Spektralkanal:** gute spektrale und örtliche Auflösung des Interferogramms, hohe Empfindlichkeit des Kamerasensors zum Ausgleich der spektralen Zerlegung

3.2.2 Messaufbau

Der optische Messaufbau des spektral aufgelösten Fizeau-Interferometers, bestehend aus den beiden Interferometerkanälen, ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Der Messbereich auf dem Filmträger ist am Ende der grün eingefärbten Hohlwelle dargestellt. Dementsprechend müssen die Strahlengänge beider Kanäle des Interferometers durch die Hohlwelle zum Messbereich geführt werden. Dabei wird das Licht vom Topografiekanal (rot) und Spektralkanal (blau) auf einem gemeinsamen Strahlengang (lila) zusammengeführt. Das Licht wird gemeinsam zum Filmträger geführt, das reflektierte Licht gesammelt, in Richtung der Kameras zurückgeführt. Bevor die Interferogramme auf den Kamerasensoren abgebildet werden, werden die Anteile der Kanäle wieder auf getrennte Strahlengänge aufgeteilt.

Beleuchtung

Die Beleuchtung des Topografiekanals übernimmt ein gepulster Dioden-Laser *Cavitar Cavilux Smart*. Die hohe Leistung (400 W) und die maximale Frequenz von 10^5 Hz bei einer minimalen Pulsdauer von 10 ns ermöglichen eine hohe zeitliche Auflösung im Topografiekanal, um die Änderung der Interferenzphase zwischen zwei nachfolgend aufgenommenen Interferogrammen zu minimieren. In Abbildung 3.6 ist in rot das Spektrum des Lasers gezeigt. Die zentrale Wellenlänge liegt bei 645 nm mit einer Halbwertsbreite von 2,7 nm. Mit Gleichung 2.24 ergibt sich damit eine Kohärenzlänge von $102,35 \mu\text{m}$ unter Annahme eines gaußförmigen Laserprofils. Diese, für einen Laser relativ kurze Kohärenzlänge, ist essentielle Grundlage für die Realisierung der Messtechnik, denn sie stellt sicher, dass die erste Reflexion am Filmträger nicht mit den anderen Reflexionen am Filmträger interferiert. Der Grund ist die Dicke des Filmträgers, die mit 1 mm deutlich länger als die Kohärenzlänge ist.

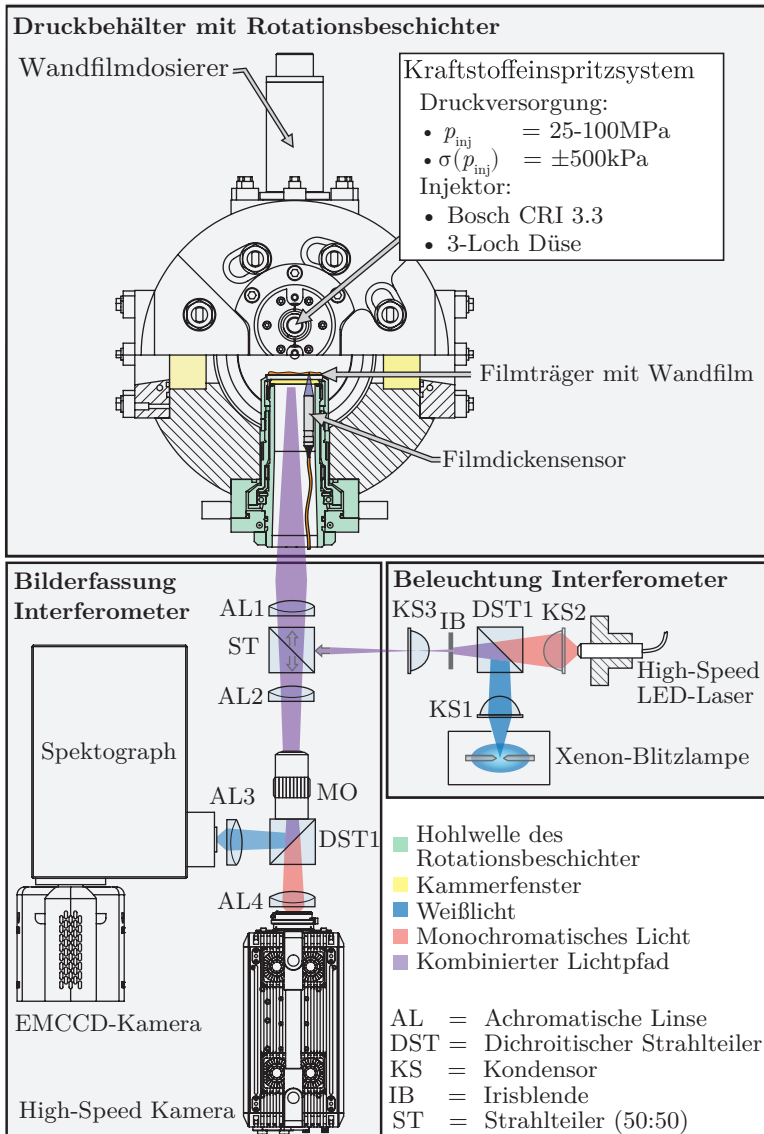


Abbildung 3.5: Überblick über den optischen Aufbau des spektral aufgelösten Fizeau-Interferometers. Der Aufbau ist in drei Bereiche aufgeteilt: Druckbehälter mit Rotationsbeschichter, Beleuchtung und Bilderfassung.

Für den Spektralkanal wird, wie oben ausgeführt, eine breitbandige Lichtquelle benötigt. Hierfür wird die Xenon-Lichtbogenblitzlampe *PerkinElmer LS-1130-4* mit dem in Abbildung 3.6 in Schwarz gezeigten Spektrum verwendet. Das Intensitätsspektrum deckt das gesamte Spektrum der Kamera ab und reicht bis in den infraroten Bereich hinein. Zur sicheren spektralen Abtrennung beider Kanäle wird der in Abbildung 3.6 gelb markierte Bereich von 400 - 505 nm für die Auswertung im Spektralkanal genutzt. Durch das breite Spektrum ist die Kohärenzlänge mehrere Größenordnungen kleiner als im Spektralkanal. Die Lichtbogenlampe kann mit maximal 40 Hz betrieben werden. Bei einer Dauer der SWFI im Bereich von 1 - 20 ms kann mit dem Spektralkanal ein einzelnes Interferogramm während der Interaktion aufgenommen werden.

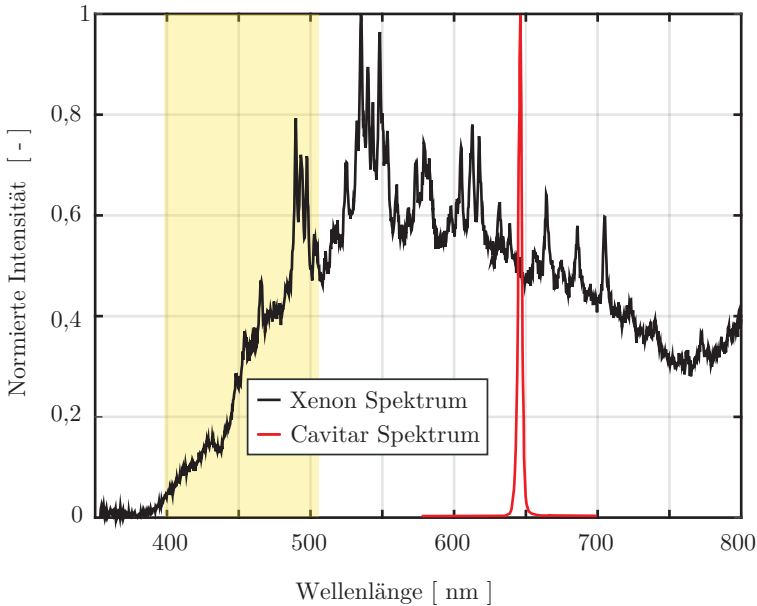


Abbildung 3.6: Normalisierte spektrale Intensitätsverteilung des DiodenLasers *Cavitar Cavilux Smart* (rot) und der *PerkinElmer* Xenon-Blitzlampe (schwarz). Der gelbe Spektralbereich wird im Spektralkanal für die Messung der Filmdicke genutzt. Das Intensitätsspektrum wurde mit einer *Andor iXon DV887* EMCCD-Kamera und einem *Acton SP-2300i* Spektrografen aufgenommen und mit der Quanteneffizienz der Kamera korrigiert.

Für die Zusammenführung beider Lichtquellen auf einen gemeinsamen Strahlengang wird das Licht jeweils mit einer asphärischen Linse mit 50 mm Brennweite (KS1 und KS2 in Abb. 3.5) eingesammelt und über einen dichroitischen Langpass-Strahlteiler DST1 (*Thorlabs DMLP 605*) mit einer Grenzwellenlänge von 605 nm vereinigt. Unterschiede in den gemessenen Intensitäten im Interferogramm sollen nach Möglichkeit ausschließlich durch die Interferenzmodulation bewirkt werden. Entsprechend muss eine homogene Beleuchtung des Messbereichs angestrebt werden. Im Gegensatz zum annähernd gausförmigen Intensitätsprofil des Lasers ist der kleine Lichtbogen der Blitzlampe in seiner Intensitätsverteilung inhomogen und würde zu einer ungleichmäßigen Beleuchtung des Messbereichs führen. Um mit dem inhomogenen Lichtbogen eine homogene Ausleuchtung im Messbereich zu realisieren, wird die sogenannte Köhler-Beleuchtung verwendet. Bei der Köhler-Beleuchtung wird anstatt einer vergrößerten Abbildung der Lichtquelle, die Ebene der besten Mischung im Messbereich abgebildet. In der Ebene der besten Mischung schneiden sich die Lichtstrahlen, die von unterschiedlichen Punkten der Lichtquelle ausgestrahlt werden, in einem Punkt und erzeugen so eine möglichst homogene Intensitätsverteilung (Keller, 1964). Hierfür bilden die Linsen KS1 und KS2 die jeweiligen Lichtquellen auf der Irisblende (IB) hinter dem dichroitischen Strahlteiler ab. Die Irisblende befindet sich in der Brennebene der asphärischen Kondensorlinse (KS3, $f = 50$ mm), die die Ebene der besten Mischung abbildet. Der 50:50-Strahlteiler (ST) reflektiert die Hälfte der Beleuchtungsintensität in Richtung des Messbereichs in der Hohlwelle. Die andere Hälfte der Lichtmenge geht über den Strahlteiler verloren, da der Strahlteiler als Kopplungspunkt zwischen Beleuchtung und Bilderfassung dient. Der Strahlteiler muss zum einen die Beleuchtung reflektieren und zum anderen das Licht, vom Messbereich kommend, zur Bilderfassung transmittieren. Zur optischen Überbrückung der Länge der Hohlwelle bildet die achromatische Linse (AL1, $f = 100$ mm) den Punkt der besten Mischung auf dem Film ab und beleuchtet somit den Messbereich.

Bilderfassung

Das Licht, das an den Grenzflächen von Luft, Filmträger und Wandfilm reflektiert wird, wird von der achromatischen Linse AL1 eingesammelt. Die Linse stellt damit das erste abbildende Element der Bilderfassung beider Kanäle dar. Abbildendes Hauptelement ist ein *Mitutoyo G-Plan* Mikroskopobjektiv (MO) mit 20-facher Vergrößerung. Aufgrund des geringen Arbeitsabstands von 29,42 mm ist eine direkte Erfassung des Messbereichs nicht möglich. Deshalb wird mit den achromatischen Linsen AL1 ($f = 100$ mm)

und AL2 ($f = 80 \text{ mm}$) ein Zwischenbild des Messbereichs auf die Objektebene des Objektivs projiziert. Im unendlich korrigierten Strahlengang hinter dem Mikroskopobjektiv ist der dichroitische Strahlteiler DST2 eingesetzt, um die Strahlengänge von Topografie- und Spektralkanal wieder voneinander zu trennen. Der Langpass-Strahlteiler (*Thorlabs DMLP 505*) hat eine Grenzwellenlänge von 505 nm und transmittiert den roten Anteil des Lasers in Richtung der Hochgeschwindigkeitskamera *Photron Fastcam SA-X* und reflektiert den kurzwelligigen Anteil der Blitzlampe in Richtung des Spektrografen des Spektralkanals. Die achromatischen Linsen AL3 ($f = 80 \text{ mm}$) für den Spektralkanal und AL4 ($f = 200 \text{ mm}$) für den Topografiekanal fokussieren die Strahlengänge auf die Sensoren der entsprechenden Kameras. Die unterschiedlichen Brennweiten der Linsen kompensieren die unterschiedlichen Sensorgrößen der Kameras. Für den Spektralkanal wird das Abbild des Messbereichs auf den vertikalen Eintrittsschlitz des *Acton SP-2300i* Spektrografen abgebildet. Das durch den Schlitz eintretende Licht wird anschließend an einem Beugungsgitter in horizontaler Richtung proportional zur Wellenlänge in Abhängigkeit des Beugungswinkels spektral zerlegt. Das Spektrum wird über einen einstellbaren Spiegel auf den Kamerasensor der EMCCD-Kamera (Electron Multiplicated Charge Coupled Device) *Andor iXon DU-888E* abgebildet. Die Spezifikationen der Bilderfassung sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

3.2.3 Bildverarbeitung und Bildauswertung

Das spektral aufgelöste Fizeau-Interferometer liefert jeweils ein Bild aus jedem Kanal (Topografie- & Spektralkanal), in dem die zweidimensionale Intensitätsverteilung der Pixel das Interferenzmuster wiedergeben. Die Helligkeit der Interferenzstreifen ist, wie in Abschnitt 2 erläutert, das Resultat der relativen Phasenlage der beiden Reflexionsanteile I_1 und I_2 zueinander, welche wiederum direkt von der Filmdicke abhängig ist. Folglich besteht das Ziel der Bildauswertung darin, die Phasenlage ϕ aus der Intensitätsverteilung wie folgt zu bestimmen:

$$I_{\text{IF}} = I_1 + I_2 + I_3 + 2\sqrt{I_2 I_3} \cdot \cos(\phi). \quad (3.3)$$

Diese Gleichung wird für den Topographiekanal und für den Spektralkanal angewendet. Hierbei ergeben sich für die beiden Bildkanäle unterschiedliche Abhängigkeiten. Der Topografiekanal beschreibt die räumlich zweidimensionale Helligkeitsverteilung $I_{\text{topo}}(x, y)$ und entsprechend ist die Phase $\phi_{\text{topo}}(x, y)$ ebenfalls von den Raumkoordinaten abhängig. Für den Spektral-

Tabelle 3.2: Kamera- und Abbildungseigenschaften für Topografie- und Spektralkanal

	Topografiekanal Photron FASTCAM SA-X	Spektralkanal Andor iXon DU-888E
Kameraeigenschaften		
Pixelanzahl:	1024×1024	1024×1024
Pixelgröße: (μm)	20×20	13×13
Sensorfläche: (mm)	$20,5 \times 20,5$	$13,3 \times 13,3$
Bildrate: (Bilder/s)	12 500	29
Abbildungseigenschaften		
Bildfeld: (mm)	$0,87 \times 0,87$	$1,19 \times 1,19$
Abbildungsmaßstab: ($\mu\text{m}/\text{Pixel}$)	0,85	1,16
Vergrößerung:	23,5	11,2

kanal hingegen wird eine Raumachse des Kamerasensors für den Spektralbereich genutzt und damit ergeben sich die Abhängigkeiten für die Intensitätsverteilung und analog für die Phase zu $I_{\text{spec}}(x, k)$ und $\phi_{\text{spec}}(x, k)$.

Bildnachbearbeitung

In Abbildung 3.7 sind auf der linken Seite die Rohdaten aus den Kameras beider Kanäle dargestellt. Das obere Interferogramm aus dem Topografiekanal zeigt Interferenzringe mit schwachem Kontrast. Zusätzlich ist am Bildrand eine Überlagerung mit einer hellen Reflexion sichtbar, die die Intensitäten der Interferenzringe verändert. Im unteren Bild ist das Roh-Bild aus dem Spektralkanal gezeigt. Die horizontale Bildachse zeigt die spektrale Auflösung. Die deutlichen vertikalen Linien im Bild sind die Spektrallinien der verwendeten Xenon-Blitzlampe und überlagern das eigentliche Interferenzmuster, das als schwaches Wellenmuster im Bild fast nicht zu sehen ist. Zusätzlich sind beide Kanäle mit einem kamerabedingten Rauschen überlagert. Die Kamera fügt der Intensitätsverteilung des Interferenzmusters zusätzlich eine pixelabhängige Verschiebung der Helligkeit durch den sogenannten Dunkelstrom hinzu. Der Dunkelstrom erzeugt in absoluter Dunkelheit eine elektrische Ladung in den Pixeln des Kamerasensors und damit einen von Null verschiedenen

Intensitätswert. Unter Berücksichtigung dieser Einflüsse kann die Intensität der Kamera mit

$$I_{\text{Kam}}(X, Y) = I_a(X, Y) + \hat{I}_{\text{IF}}(X, Y) \cdot \cos(\phi(X, Y)) + I_n(x, y) \quad (3.4)$$

beschrieben werden, siehe (Kemao, 2007). (X, Y) sind hier die Pixelpositionen, $I_a(X, Y) \approx I_1 + I_2 + I_3$ die Hintergrundintensität, $\hat{I}_{\text{IF}}(X, Y) = 2\sqrt{I_2 I_3}$ die Amplitude der Interferenzmodulation und $I_n(X, Y)$ ist die Rauschintensität, die zusätzlich die Verschiebung durch den Dunkelstrom berücksichtigt³. Für die Bestimmung der Filmdicke ist ausschließlich der Interferenzterm von Bedeutung. Ziel der Bildverarbeitung ist eine Reduzierung des Einflusses der anderen Terme. Hierfür müssen die Hintergrundintensität und die Rauschintensität bestimmt werden. Die Hintergrundintensität $I_a(X, Y)$ wird aus der Aufnahme eines film- und sprühstrahlfreien Filmträgers ermittelt. Die vollständige Eliminierung des Rauschanteils ist nicht möglich, da das Rauschen aus dem Dunkelstromanteil noch von einem statistischen Rauschanteil vom Auslesen der Ladungen der einzelnen Pixel überlagert wird. Dieser statistische Anteil kann nicht bestimmt werden. Der konstante Rauschanteil wird über die Aufnahme eines Dunkelbildes (Kameraobjektiv mit Abdeckkappe verschlossen) bestimmt. Mit der von Alonso et al. (2010) beschriebenen Methode der Dunkelstromentfernung ergibt sich das korrigierte Kamerasignal $I_{\text{Kam,korr}}$ aus

$$I_{\text{Kam,korr}}(X, Y) = \frac{I_{\text{Kam}}(X, Y) - I_n(X, Y)}{I_a(X, Y) - I_n(X, Y)}. \quad (3.5)$$

Die beschriebene Bildkorrektur steigert, wie rechts in Abbildung 3.7 gezeigt, den Kontrast der Interferenzringe. Die Bildkorrektur verstärkt das statistische Rauschen deutlich und im Topografiekanal weist das korrigierte Bild zusätzlich Streifen konstanter Breite (konstante Raumfrequenz) auf. Zur Reduktion des statistischen Rauschens werden die Kamerabilder Fouriertransformiert und ein Butterworth-Tiefpassfilter angewendet. Die Streifen im Topografiekanal werden aufgrund der kürzeren Raumfrequenz nicht durch den Tiefpassfilter gemildert, deshalb wird zusätzlich die Raumfrequenz der Streifenbreite durch einen Fourier-Filter reduziert.

³Für das Kamerasignal wird in dieser Arbeit das selbe Formelzeichen I , wie für die Strahlungsintensität, verwendet. Das Kamerasignal ist proportional zur Strahlungsintensität, hat aber eine willkürliche Einheit (a.u.).

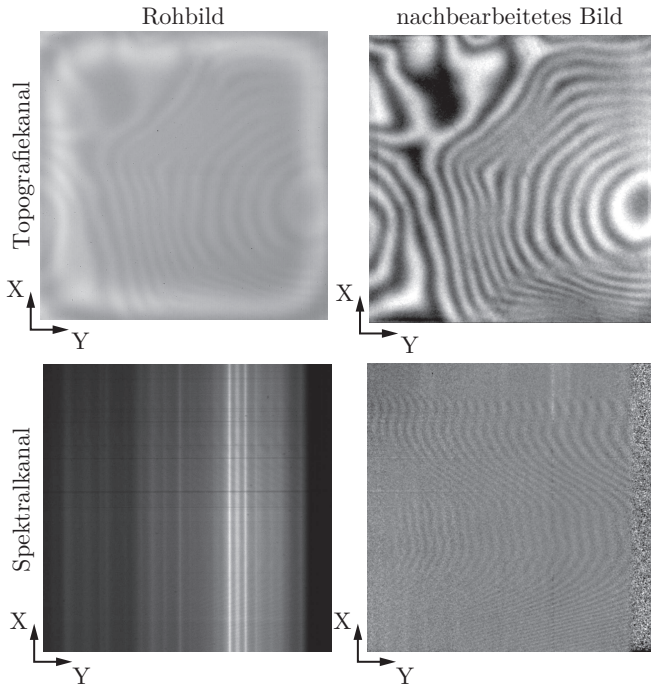


Abbildung 3.7: Beispielhafte Interferogramme aus dem Topografiekanal (obere Reihe) und dem Spektralkanal (untere Reihe). In der linken Spalte sind Rohdaten aus der Kamera dargestellt und in der rechten Spalte nachbearbeitete und für die Bildanalyse vorbereitete Daten gezeigt.

Bildanalyse

Im Anschluss an die Bildnachbearbeitung muss aus der Intensitätsverteilung $I_{\text{korrt}}(X, Y)$ die Phase $\phi(X, Y)$ bestimmt werden, da diese die Filmdickeninformation in sich trägt. Dieser Vorgang nennt sich Phasendemodulation und stellt die größte Herausforderung bei der Bildnachbearbeitung und Bildanalyse dar. Die Schwierigkeit ergibt sich durch die uneindeutige Bestimmung von ϕ aus $\cos(\phi)$, siehe Abschnitt 2. Die häufigste Vorgehensweise zur Demodulation der Phase ist die Benutzung sogenannter „phase shifting“ Methoden. Hierfür werden mehrere Interferogramme desselben Zustandes aufgenommen und verrechnet. Jedes der Interferogramme wird mit einer bekannten Phasenverschiebung zum vorherigen aufgenommen. Diese Methode

ist für die Anwendung bei der SWFI nicht einsetzbar, weil die Prozesse während der Interaktion so schnell ablaufen, dass eine mehrfache Bildaufnahme desselben Zustandes mit der verwendeten Kamera nicht möglich ist. Außerdem ist eine Verschiebung des Filmträgers relativ zum Film nicht möglich, da der Film direkt auf dem Filmträger haftet.

Eine weitere Methode ist die Fourier-Transformation, für die der zu bestimmenden Phase eine Trägerfrequenz überlagert werden muss. Hierfür wird zwischen dem optischen Referenzweg und dem Messweg eine optische Weglängendifferenz aufgeprägt. Ein optischer Aufbau entsprechend eines Michelson- oder Mach-Zehnder-Interferometers ist hierzu wegen der Trennung von Referenz- und Messpfad besonders geeignet. Im Gegensatz zu den genannten Interferometern zeichnet sich das Fizeau-Interferometer durch das Zusammenfallen von optischem Referenz- und Messpfad aus. Eine Realisierung einer zusätzlichen Weglängendifferenz ist somit nicht möglich.

Aus den oben genannten Gründen muss in dieser Arbeit auf die rechnerisch aufwendigen Phasenverfolgungsalgorithmen zurückgegriffen werden. Der hier verwendete Algorithmus basiert auf den Konzepten von Servin et al. (1997), die die sogenannte „regularized phase-tracking technique“ (RPT) entwickelt hat. Legarda-Sáenz et al. (2002) haben diese Technik auf nicht-normalisierte Interferogramme erweitert und Servin et al. (2001) führten eine neue Bildabtastung ein, die die hellen Zonen im Interferogramm verfolgt. Die hier verwendete und unten vorgestellte Entwicklungsstufe nennt sich „improved generalized regularized phase tracker technique“ (iGRPT) und entspricht den Arbeiten von Kai und Kemao (2012, 2013).

Der Algorithmus basiert auf der Idee, das Interferogramm und die Phase über ein Modell nachzubilden und über ein Optimierungsproblem dem realen Interferogramm möglichst genau anzunähern. Für das Optimierungsproblem wird die Kostenfunktion

$$\begin{aligned}
 U(X, Y) = \sum_{(\rho, \eta) \in W_{\rho, \eta}} & \left(w(X, Y; \rho, \eta) \right. \\
 & \cdot \left\{ \underbrace{[I(\rho, \eta) - I_e(X, Y; \rho, \eta)]^2}_{\text{Treuerterm}} \right. \\
 & \left. + \chi \cdot \underbrace{[\phi_0(\rho, \eta) - \phi_e(X, Y; \rho, \eta)]^2}_{\text{Regularisierungsterm}} \cdot s(\rho, \eta) \right\} \Bigg) \quad (3.6)
 \end{aligned}$$

aufgestellt. Die Kostenfunktion wird für jeden Pixel X, Y des Interferogramms aufgestellt. Wobei für jeden Pixel die quadratische Umgebung W mit den Pixelpositionen (ρ, η) in die Berechnung der Kostenfunktion einbezogen werden. Die Kostenfunktion hat zum einen die Phasenbestimmung, die die Intensität des realen Interferogramms $I(\rho, \eta)$ wiedergibt, zum Ziel und muss zum anderen die Glattheitsanforderung hinsichtlich der bereits bestimmten Phase erfüllen. Die Glattheitsanforderungen reduziert den Einfluss des Rauschens auf die Phasenbestimmung. Helligkeitsschwankungen, die durch Signalrauschen bedingt sind, können in der Phasenbestimmung zu falschen Phasensprüngen führen. Diese Phasensprünge werden durch die Glattheitsanforderung in der Kostenfunktion bestraft und somit der Einfluss des Signalrauschens reduziert. Das erste Fehlerquadrat in der Kostenfunktion ist der Treueterm, der die Abweichung zwischen der lokalen Intensität des Interferogramms $I(\rho, \eta)$ und der Intensität des lokalen Interferenzmodells $I_e(X, Y, \rho, \eta)$ in der Umgebung W um den Pixel bewertet. Das zweite Fehlerquadrat wird Regularisierungsterm genannt und bewertet die Abweichung der bereits bestimmten Phase $\phi_0(\rho, \eta)$ in der Umgebung W des Pixels (X, Y) vom lokalen Phasenmodell $\phi_e(X, Y; \rho, \eta)$, wobei $s(\rho, \eta) = 1$ ist, wenn die Phase an der Stelle ρ, η bereits bestimmt wurde, ansonsten ist $s(\rho, \eta) = 0$. Der Faktor χ wird als Regulierungsparameter bezeichnet und stellt die Gewichtung der Glattheitsanforderung ein. $w(X, Y; \rho, \eta)$ ist eine Fensterfunktion mit Gaußschem Profil, beschrieben durch

$$w(X, Y, \rho, \eta) = \exp \left(\frac{(X - \rho)^2 + (Y - \eta)^2}{2 \cdot \sigma} \right). \quad (3.7)$$

Die Fensterfunktion gewichtet die Pixel in der Umgebung W für die Berechnung der Kostenfunktion. Die Pixel in der direkten Umgebung des Pixels X, Y haben somit einen stärkeren Einfluss auf die Kostenfunktion als die Pixel am Rand des Fensters. Für die hier betrachteten Analysen werden immer quadratische Bereiche W mit $J \times J$ Pixeln betrachtet und die Standardabweichung für die Fensterfunktion zu $\sigma = J/4$ festgelegt.

Für die Berechnung der Kostenfunktion werden Modelle zur Beschreibung der Interferenzstreifen und der Phase benötigt. Die Interferenzintensität wird mit Gleichung 3.4 modelliert. Mit dem Ziel, auf eine Normalisierung des Interferogramms verzichten zu können, wird die Hintergrundintensität $I_a(X, Y; \rho, \eta)$ und die Interferenzamplitude $\hat{I}_{\text{IF}}(X, Y; \rho, \eta)$ lokal⁴ linear mit

⁴Lokal bezieht sich hier auf die Umgebung N um den betrachteten Pixel X, Y .

$$I_a(X, Y; \rho, \eta) = a_0(X, Y) + a_x(X, Y) \cdot (\rho - X) + a_y(X, Y) \cdot (\eta - Y) \quad (3.8)$$

$$\hat{I}_{\text{IF}}(X, Y; \rho, \eta) = \hat{I}_{\text{IF},0}(X, Y) + \hat{I}_x(X, Y) \cdot (\rho - X) + \hat{I}_y(X, Y) \cdot (\eta - Y) \quad (3.9)$$

beschrieben. Hierbei geben $a_0(X, Y)$ und $\hat{I}_{\text{IF},0}(X, Y)$ die geschätzte Hintergrundintensität und die geschätzte Interferenzamplitude an. Die Faktoren mit den Indizes x und y sind die ersten Ableitungen in Richtung X , bzw. Y , der Hintergrund- und Amplitudenintensität.

Für die Modellierung der Phase wird ein quadratischer Ansatz mit

$$\begin{aligned} \phi(X, Y, \rho, \eta) = & \phi_0(X, Y) + \phi_x(X, Y) \cdot (\rho - X) + \phi_y(X, Y) \cdot (\eta - Y) \\ & + \frac{\phi_{xx}(X, Y)}{2} \cdot (\rho - X)^2 + \frac{\phi_{yy}(X, Y)}{2} \cdot (\eta - Y)^2 \\ & + \phi_{xy}(X, Y) \cdot (\rho - X) \cdot (\eta - Y) \end{aligned} \quad (3.10)$$

gewählt. ϕ_0 ist hierbei wieder die geschätzte Phase für den Pixel (X, Y) und die Faktoren mit den Indizes x , y , xx , yy und xy die entsprechenden ersten und zweiten Ableitungen der Phase am Pixel (X, Y) . Insgesamt hat die Kostenfunktion damit pro Pixel die zwölf Optimierungsparameter a_0 , a_x , a_y , $\hat{I}_{\text{IF},0}$, $\hat{I}_x$, $\hat{I}_y$, ϕ_0 , ϕ_x , ϕ_y , ϕ_{xx} , ϕ_{yy} und ϕ_{xy} . Für den Topografiekanal und den Spektralkanal ergibt sich daraus jeweils ein Optimierungsproblem mit knapp 1,05 Millionen Gleichungen und 12,6 Millionen Unbekannten. Für die Lösung des Optimierungsproblems wird das Levenberg-Marquardt-Verfahren nach Press et al. (2002) eingesetzt. Das Verfahren basiert auf dem Gauß-Newton-Verfahren und konvergiert damit linear und nahe des Optimums quadratisch. Deshalb kommt der Wahl der Startwerte eine wichtige Bedeutung bei der Lösung des Optimierungsproblems zu.

Die Startwerte für die Demodulation des ersten Pixels X_0, Y_0 werden so gewählt, dass die geschätzte Hintergrundintensität $a_0(X_0, Y_0)$ der mittleren Intensität in der Umgebung W um den betrachteten Startpixel entspricht und deren Ableitungen $a_x(X_0, Y_0) = a_y(X_0, Y_0) = 0$ gesetzt werden. Die Startwerte für die geschätzte Interferenzamplitude $\hat{I}_{\text{IF},0}(X_0, Y_0)$, die geschätzte Phase $\phi_0(X_0, Y_0)$ und ihre ersten Ableitungen $\phi_x(X_0, Y_0)$, $\phi_y(X_0, Y_0)$ werden über die sogenannte „Windowed Fourier Ridges“-Methode (WFR) nach

Kemao (2007) ermittelt. Basis für die WFR-Methode ist eine gefensterter Fourier-Transformation des Interferogramms I_{IF} mit

$$\mathcal{L}I_{\text{I}}(X_0, Y_0, \zeta, \psi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{I}}(X, Y) g_{X_0, Y_0, \zeta, \psi}^*(X, Y) dX dY, \quad (3.11)$$

wobei $*$ den Operator der komplexen Konjugation bezeichnet. I_{IF} wird mit

$$g_{X_0, Y_0, \zeta, \psi}(X, Y) = g(X - X_0, Y - Y_0) \cdot \exp(i \cdot \zeta \cdot X + i \cdot \psi \cdot Y) \quad (3.12)$$

in den Frequenzbereich transformiert. (X, Y) sind die Pixel in der Umgebung der betrachteten Pixel (X_0, Y_0) , (ζ, ψ) sind die Frequenzen entlang der entsprechenden Raumrichtungen (X, Y) und i ist die imaginäre Einheit. Für die zweidimensionale Fensterfunktion wird ebenfalls eine Gauß-Funktion mit

$$g(X, Y) = \exp\left(-\frac{X^2}{2\sigma_x^2} - \frac{Y^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (3.13)$$

eingesetzt. σ_x und σ_y bezeichnen die Standardabweichung entlang beider Raumrichtungen, bzw. die räumliche Ausdehnung der betrachteten Umgebung. Für die WFR-Methode werden nun die Werte von ζ und ψ variiert und die Werte gesucht, für die das Amplitudenspektrum maximal wird. Die gesuchten Startwerte werden schlussendlich über das Amplitudenspektrum der gefensterter Fourier-Transformierten über

$$[\phi_x(X_0, Y_0), \phi_y(X_0, Y_0)] = \arg \max_{\zeta, \psi} |\mathcal{L}I_{\text{I}}(X_0, Y_0, \zeta, \psi)| \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \phi_0(X_0, Y_0) = \text{angle} \{ \mathcal{L}I_{\text{I}}[X_0, Y_0, \phi_x(X_0, Y_0), \phi_y(X_0, Y_0)] \} \\ + \phi_x(X_0, Y_0) \cdot X_0 + \phi_y(X_0, Y_0) \cdot Y_0 \end{aligned} \quad (3.15)$$

bestimmt. Hierbei nehmen in Gleichung 3.14 $\phi_x(X_0, Y_0)$ und $\phi_y(X_0, Y_0)$ die Werte von ζ bzw. ψ an. Die übrigen Ableitungen im Interferenzmodell $I_x, I_y, \phi_{xx}, \phi_{yy}, \phi_{xy}$ werden zu Null gesetzt.

Nachdem für das Optimierungsproblem im ersten Pixel das Maximum gefunden wurde, wechselt der Algorithmus zu einem benachbarten Pixel und löst dort erneut das Optimierungsproblem. Die Startwerte werden allerdings jetzt auf Basis der bereits gelösten Nachbarpixels (X_s, Y_s) wie folgt festgelegt:

$$a_0(X, Y) = a_0(X_s, Y_s) + a_x(X_s, Y_s)(X - X_s) + a_y(X_s, Y_s)(Y - Y_s)$$

$$\begin{aligned}
 a_x(X, Y) &= a_x(X_s, Y_s) \\
 a_y(X, Y) &= a_y(X_s, Y_s) \\
 \hat{I}_{\text{IF}}(X, Y) &= \hat{I}_{\text{IF},0}(X_s, Y_s) + \hat{I}_x(X_s, Y_s)(X - X_s) + \hat{I}_y(X_s, Y_s)(Y - Y_s) \\
 I_x(X, Y) &= I_x(X_s, Y_s) \\
 I_y(X, Y) &= I_y(X_s, Y_s) \\
 \\
 \phi_0(X, Y) &= \phi_0(X_s, Y_s) + \phi_x(X_s, Y_s)(X - X_s) + \phi_y(X_s, Y_s)(Y - Y_s) \\
 &\quad + \frac{\phi_{xx}(X_s, Y_s)(X - X_s)^2}{2} + \frac{\phi_{yy}(X_s, Y_s)(Y - Y_s)^2}{2} \\
 &\quad + \frac{\phi_{xy}(X_s, Y_s)(X - X_s)(Y - Y_s)}{2} \\
 \phi_x(X, Y) &= \phi_x(X_s, Y_s) + \phi_{xx}(X_s, Y_s)(X - X_s) + \phi_{xy}(X_s, Y_s)(Y - Y_s) \\
 \phi_y(X, Y) &= \phi_y(X_s, Y_s) + \phi_{yy}(X_s, Y_s)(Y - Y_s) + \phi_{xy}(X_s, Y_s)(X - X_s) \\
 \phi_{xx}(X, Y) &= \phi_{xx}(X_s, Y_s) \\
 \phi_{yy}(X, Y) &= \phi_{yy}(X_s, Y_s) \\
 \phi_{xy}(X, Y) &= \phi_{xy}(X_s, Y_s).
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

Der bis hierhin vorgestellte Algorithmus⁵ zeigt gute Ergebnisse für Interferogramme mit hohen Interferenzstreifendichten (siehe Erklärungen zu Gleichung 3.17). Bei Interferogrammen mit geringerer Interferenzstreifendichte, bestimmt der Algorithmus jedoch falsche Phasenwerte, da nicht zwischen der Hintergrundintensität $I_a(X, Y; \rho, \eta)$ und der Interferenzamplitude $\hat{I}_{\text{IF}}(X, Y; \rho, \eta) \cdot \cos(\phi(X, Y; \rho, \eta))$ unterschieden werden kann. Die entsprechenden Modellparameter konvergieren nicht in Richtung der Zielwerte, siehe Kai und Kemao (2013). Für rauschfreie Interferogramme ist der Algorithmus deutlich robuster. Zur Bewertung der Interferenzstreifendichte wird die totale lokale Streifenfrequenz ϕ_{TLF} mit

$$\phi_{\text{TLF}} = \sqrt{\phi_x^2 + \phi_y^2} \tag{3.17}$$

definiert. Um eine ausreichende Unterscheidung erreichen zu können, sollte $\phi_{\text{TLF}} \gtrsim 2/\sigma$ erfüllt sein (Kai und Kemao, 2013). Wie oben gezeigt ist σ mit der Fenstergröße verknüpft und durch eine adaptive Anpassung der

⁵Bisher entspricht der Algorithmus dem „generalized regularized phase tracking“-Algorithmus nach (Kemao, 2007).

Fenstergröße kann in Bereichen mit hoher und niedriger Streifendichte eine zufriedenstellende Demodulation erreicht werden. Grundsätzlich ein festes Fenster so zu wählen, dass die Bedingung $\phi_{\text{TLF}} \gtrsim 2/\sigma$ ebenfalls für die Bereiche kleiner Streifendichten erfüllt ist, ist nicht zielführend. Für Bereiche mit großer Streifendichte und großer Fenstergröße ist der Modellansatz, der eine lineare Hintergrundintensität, eine lineare Amplitudenintensität und eine quadratische Phase annimmt, nicht mehr gerechtfertigt. Zu kleine Fenster würden zu einer starken Rauschempfindlichkeit führen und der Algorithmus ebenfalls in Richtung falscher Werte konvergieren. Die benötigte Fenstergröße kann zu $\tilde{\sigma} = 2/\phi_{\text{TLF}}$ abgeschätzt werden. In dieser Arbeit kann der Algorithmus zwischen zwei Fenstergrößen für dichte σ_{min} und weniger dichte Bereiche σ_{max} nachfolgende Bedingungen auswählen

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_{\text{min}} & \tilde{\sigma} \leq \frac{\sigma_{\text{min}} + \sigma_{\text{max}}}{2} \\ \sigma_{\text{max}} & \tilde{\sigma} > \frac{\sigma_{\text{min}} + \sigma_{\text{max}}}{2} \end{cases} \quad (3.18)$$

Außerdem wurde die Kostenfunktion um drei weitere Regularisierungsparameter $\chi_a, \chi_I, \chi_\phi$, die jeweils die Abweichungen von den Nachbarwerten für die Hintergrundintensität, die Interferenzamplitude und die Phase gewichtet, ergänzt. Mit diesen Parametern kann die Abweichung der Hintergrundintensität, der Amplitudenintensität und der Phase von den entsprechenden Nachbarwerten reguliert werden. Das Ziel der Regulierung ist ein Konvergieren der Lösung zu unplausiblen Werten, fern der Nachbarlösungen, zu verhindern. Eine detaillierte Erläuterung und Analyse der Erweiterungen zum iGRPT kann in Legarda-Sáenz et al. (2002) sowie Kai und Kemao (2012) gefunden werden.

Nachdem der iGRPT Algorithmus ein Minimum der Kostenfunktion für jedes Pixel gefunden hat, entspricht die gefundene Lösung von $\phi(X, Y)$ direkt der demodulierten Phase des Interferogramms. Wie in Abschnitt 2 bereits erläutert, kann die Filmdicke über

$$\delta(X, Y) = \frac{\phi_M(X, Y)}{4 \cdot \pi \cdot n_F \cdot k} + N(X, Y) \cdot \frac{1}{2 \cdot n_F \cdot k} \quad (3.19)$$

bestimmt werden, wobei die demodulierte Phase als $\phi(X, Y) = \phi_M(X, Y) + 2 \cdot \pi \cdot N(X, Y)$ beschrieben werden kann. Hierbei ist N der Ganzzahlquotient der Division $\phi(X, Y)/2\pi$ und ϕ_M ist der entsprechende Modulo der Division. Der Algorithmus kann den Quotienten N aufgrund der Unterbestimmtheit des Problems nicht eindeutig lösen. Aufgrund der Stetigkeit des Films und des daraus resultierenden stetigen Interferogramms kann $N(X, Y)$ in einen

ortsabhängigen Teil $N_{\text{topo}}(X, Y)$, der bereits durch die Demodulation des Interferogramms des Topografiekanals bestimmt wurde, und einen ortsunabhängigen Versatz (ΔN) mit $N(X, Y) = \Delta N + N_{\text{topo}}(X, Y)$ aufgeteilt werden. ΔN muss auf Basis des spektralen Interferogramms ermittelt werden.

Der iGRPT-Algorithmus wird ebenfalls auf das Interferogramm des Spektralkanals (siehe Abbildung 3.7 untere Reihe) angewendet. Wie in Kapitel 2 erläutert, ergibt sich im Spektralkanal entlang der spektralen Achse ($\delta = \text{konst}$) ein periodisches Signal als Funktion der Wellenzahl, d.h. die Abstände zwischen zwei Maxima und Minima sind konstant entlang der spektralen Achse. Mit dem Abstand zweier Extrema Δk kann die Filmdicke im Spektralkanal direkt über

$$\delta(X) = \frac{1}{2 \cdot n_F \cdot \Delta k(X)} \quad (3.20)$$

bestimmt werden. Die Bestimmung von $\Delta k(X)$ erfolgt jeweils entlang einer horizontalen Pixelzeile (Y-Richtung). Für jede Zeile wird Δk so variiert, dass die Kreuzkorrelation der modulierten Phase I_{iGRPT} aus dem iGRPT-Algorithmus und der Funktion $\cos(2\pi/\Delta k \cdot k(Y))$ maximal wird. Hierfür wird für jede Bildzeile X_s das Optimierungsproblem mit der Kostenfunktion

$$P(X_s) = \max_{\Delta k \in (\Delta k_{\min}, \Delta k_{\max})} \left[\max_{i \in (1, 1024)} \left(\sum_{j=1}^{1024} I_{\text{iGRPT}}(X_s, Y_j) \cdot \cos \left(\frac{2\pi}{\Delta k(X_s)} \cdot k(Y_j) \right) \right) \right] \quad (3.21)$$

gelöst. $k(Y_j)$ ist die Wellenzahl des Pixels Y_j im Spektralkanal. Schlussendlich kann aus den Werten für $\Delta k(X_s)$ eindeutig die Filmdicke entlang einer vertikalen räumlichen Linie mit der horizontalen Koordinate y_{spec} , bzw. in Pixelkoordinaten ausgedrückt Y_{spec} , bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \delta(x, y_{\text{spec}}) &= \frac{1}{\underbrace{2 \cdot n_F \cdot \Delta k(x)}_{\text{Spektralkanal}}} \\ &= \frac{1}{2 \cdot n_F \cdot k_{\text{topo}}} \underbrace{\left(\frac{\phi_M(x, y_{\text{spec}})}{2\pi} + (\Delta N + N_{\text{topo}}(x, y_{\text{spec}})) \right)}_{\text{Topografiekanal}}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Gleichung 3.22 zeigt bereits die Kopplung mit den Messwerten aus dem Topografiekanal, denn aus der Filmdicke, bzw. Δk , kann eindeutig ΔN bestimmt werden. Die Gleichung zeigt, dass für jedes Pixel X_s ein ΔN bestimmt werden kann, wodurch das Problem überbestimmt ist. Entsprechend wird ein ΔN so gewählt, dass die Abweichung zwischen der Filmdickenmessung aus Topografie- und Spektralkanal für alle Pixel X_s minimal wird.

3.2.4 Systemkalibrierung

Die Kombination beider Messkanäle mit der vorgestellten Bildanalyse ermöglicht die Ermittlung des zweidimensionalen Filmdickenprofils $\delta(X, Y)$ unter der Voraussetzung, dass jedem Pixel entlang der spektralen Achse im Spektralkanal eine Wellenzahl zugeordnet werden kann. Des Weiteren müssen die Abbildungen auf den Pixeln mit den Koordinaten (X, Y) noch den entsprechenden Raumkoordinaten (x, y) zugeordnet werden, wobei beide Kanäle für eine korrekte Kombination auf das gleiche Koordinatensystem referenziert sein müssen. Im Folgenden werden hierfür die Routinen zur Geometriekalibrierung (Zuordnung der Pixel im Raum) und zur Spektralkalibrierung (Zuordnung der Pixel im Spektrum) vorgestellt.

Geometriekalibrierung

Die Geometriekalibrierung hat drei Ziele:

1. Zentrierung des Sichtfeldes beider Kameras auf das Zentrum des Filmträgers anhand einer Struktur im Zentrum
2. Bestimmung des Abbildungsmaßstabes beider Kanäle anhand einer Struktur mit bekannter Größe
3. Referenzierung beider Systemkanäle auf das gleiche Koordinatensystem

Als Koordinatenursprung wird das Zentrum des Filmträgers gewählt, da hier der Auftreffpunkt des Sprühstrahls liegt. Zur optimalen Abdeckung des Interaktionsbereiches soll das Zentrum des Filmträgers mittig auf den Kamerasensoren abgebildet werden, was der Pixelzuordnung $(X = 512, Y = 512) = (x = 0 \text{ mm}, y = 0 \text{ mm})$ entspricht. Für die Geometriekalibrierung wird die in Abbildung 3.8 gezeigte Schablone anstatt des Filmträgers am Ende der Hohlwelle montiert. Die Schablone hat um das Zentrum in Richtung Mitte zeigende Langlöcher und in der Mitte eine Durchgangsbohrung mit 0,5 mm Durchmesser. Die Schablone wird am Rotationsbeschichter rückseitig (durch

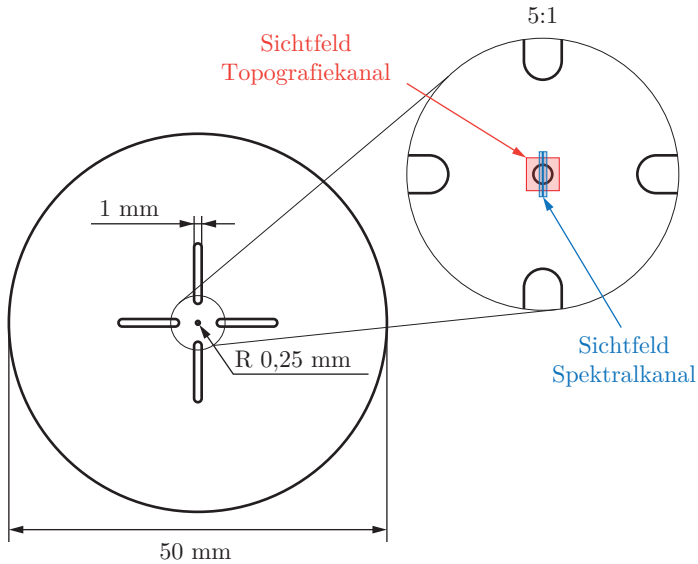


Abbildung 3.8: Zeichnung der Schablone für die Geometriekalibrierung und als Referenz beider Kanäle mit den entsprechenden Sichtfeldern des Topografie- und des Spektralkanals.

die Druckkammer hindurch) beleuchtet, so dass sich die Löcher im Kamerasignal hell gegenüber der dunklen Umgebung abgrenzen. Die Sichtfelder der Kameras sollen auf die zentrale Bohrung ausgerichtet werden. Die Sichtfelder der Kameras sind sehr viel kleiner als die Abmaße des Filmträgers, wird in der Vergrößerung in Abbildung 3.8 gezeigt. Daher sind Langlöcher um die Bohrung angeordnet, anhand derer die Kameras in Richtung Filmträgermitte geführt werden können.

Für die Ausrichtung der Kameras relativ zum Filmträger können beide Kameras⁶ horizontal über jeweils einen manuellen Lineartisch quer zur optischen Achse bewegt werden. Für die vertikale Ausrichtung kann die gesamte Druckkammer mittels eines elektrischen Hubtisches auf die gewünschte Höhe gefahren werden. Im Spektralkanal wird für eine zweidimensionale Abbil-

⁶Für den Spektralkanal wird die Kamera zusammen mit dem Spektrografen horizontal bewegt.

derung der Schablone das Beugungsgitter im Spektrografen aus dem optischen Pfad entfernt und der Eintrittspalt des Spektrografen vollständig geöffnet. Hierdurch kann ein Bereich der Schablone von ca. 250 µm Breite abgebildet werden. Für beide Kamerabilder wird die Bohrung zentral auf die Kameratelevisoren ausgerichtet und anschließend ein Bild der zentralen Bohrung aufgenommen.

Auf Basis dieser Bilder werden jeweils die hellen Pixel mit dem kleinsten (X_1 , unterster heller Pixel) und dem größten Index (X_2 , oberster heller Pixel) bestimmt. Mit dem bekannten Durchmesser D der Bohrung kann der Abbildungsmaßstab B_x , der Pixel der im Koordinatenursprung X_0 und die Zuordnung einer vertikalen Position x zu jedem Pixelindex X über

$$x(X) = \underbrace{\frac{D}{X_2 - X_1}}_{B_x} \left(X - \left[X_1 + \underbrace{\frac{X_2 - X_1}{2}}_{X_0} \right] \right) \quad (3.23)$$

berechnet werden. Für den Topografiekanal kann analog in horizontaler Richtung mit $(y|Y)$ verfahren werden. Für den Spektralkanal ist keine horizontale Zuordnung im Raum erforderlich, da die X -Achse über die Spektralkalibrierung einer Wellenlänge, bzw. einer Wellenzahl zugeordnet wird.

Spektralkalibrierung

Für die Spektralkalibrierung muss analog zur Geometriekalibrierung die Zuordnung eines Pixels zu einer definierten Wellenlänge und für die Zuordnung aller weiteren Pixel der spektrale Abbildungsmaßstab B_λ bestimmt werden. Als Wellenlängenreferenz wird eine Quecksilberdampfampe (*LaVision Hg(Ar) Calibration Lamp*) eingesetzt. Abbildung 3.9 zeigt die Spektrallinien der Entladungslampe. In Gelb ist der Spektralbereich markiert, der vom Spektrografen ausgewertet wird. Innerhalb dieses Bereiches treten zwei für die Kalibrierung ausreichend voneinander entfernte und starke Spektrallinien bei 404,66 nm und 435,85 nm auf. Diese werden für die Spektralkalibrierung genutzt. Die Kalibrierlampe wird vor dem Spektrografen positioniert und mit der Kamera zehn Bilder des Spektrums aufgenommen. Diese Bilder werden gemittelt und für jede Bildzeile der Mittelung die Position der zwei hellsten örtlich voneinander getrennten Pixel bestimmt. Das linke Pixel (kleiner Index) wird mit $Y_{\lambda 1}(X)$ und das rechte (großer Index) mit $Y_{\lambda 2}(X)$ bezeichnet.

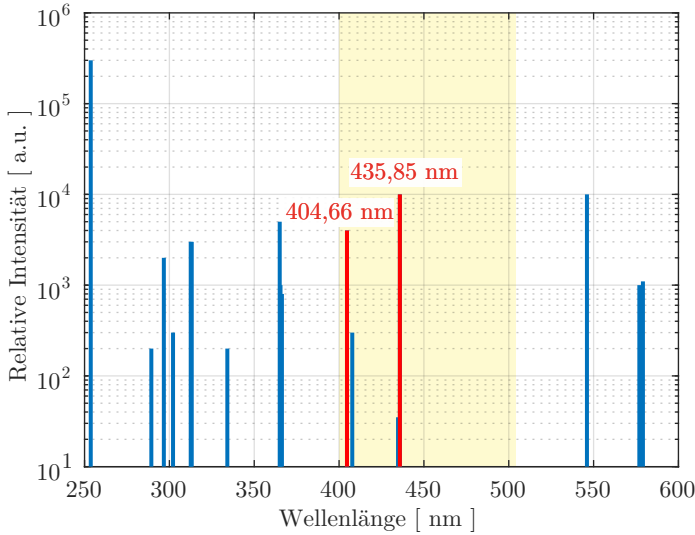


Abbildung 3.9: Spektrallinien der Hg(Ar)-Kalibrierlampe nach (LaVision, GmbH, 2009). In Rot sind die für die Kalibrierung ausgewählten Spektrallinien dargestellt. Der gelbe Bereich zeigt den Spektralbereich des Spektralkanals.

Mit den bekannten Wellenlängen der beiden Spektrallinien λ_1 und λ_2 kann die Kalibrierung für die Pixelzeilen über die Geradengleichung

$$\lambda(X, Y) = \underbrace{\left(\lambda_1 - \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{Y_{\lambda_2}(X) - Y_{\lambda_1}(X)} (Y_{\lambda_1}(X)) \right)}_{\lambda(X, Y=0)} + \underbrace{\left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{Y_{\lambda_2}(X) - Y_{\lambda_1}(X)} \right)}_{B_\lambda} \cdot Y \quad (3.24)$$

berechnet werden, wobei B_λ den spektralen Abbildungsmaßstab beschreibt. Der hier verwendete Spektrograf mit einem Beugungsgitter zeigt eine lineare Dispersion mit der Wellenlänge. Für die Auswertung, wie oben gezeigt, muss das Interferogramm allerdings als Funktion der Wellenzahl ausgewertet werden. Entsprechend wird für jedes Pixel die Wellenzahl k über

$$k(X, Y) = \frac{1}{\lambda(X, Y)} = \frac{1}{\lambda(X, Y=0) + B_\lambda \cdot Y} \quad (3.25)$$

berechnet. In diesem Fall ist die Kalibrierfunktion nicht mehr linear. Die Auswirkungen der Nichtlinearität werden detaillierter in Kapitel 4 analysiert.

3.3 Planare laserinduzierte Fluoreszenz

Aufbauend auf den physikalischen Zusammenhängen aus Abschnitt 2.1.3 wird im Folgenden der Messaufbau zur Bestimmung der Fluoreszenzintensität $I_{\text{LIF}}(x, y)$ in Abhängigkeit der lokalen Filmdicke $\delta(x, y)$ und der lokalen Farbstoffkonzentration $C(x, y)$ nach Gleichung 2.34 mit

$$I_{\text{LIF}}(x, y, \lambda) = K_{\text{Opt}}(\lambda) \cdot \Phi_{\text{LIF}}(\lambda) \cdot I_0(x, y, t, \lambda) \cdot \left(1 - 10^{-\xi(\lambda) \cdot C(x, y) \cdot \delta(x, y)}\right) \quad (3.26)$$

beschrieben. Im Folgenden werden zunächst das Messprinzip und die abgeleiteten Anforderungen an das Messsystem erläutert. Im Anschluss wird der optische Aufbau, die Bildauswertung und die Kalibrierung beschrieben.

3.3.1 Messprinzip und Anforderungen an das Messsystem

Das Messsystem muss in der Lage sein, die örtliche Filmdicke und die örtliche Konzentration des binären Gemisches, bestehend aus Sprühstrahl- und Wandfilmfluid, zu bestimmen. Im Vergleich zum Fizeau-Interferometer wird hier auf eine zeitliche Auflösung der SWFI verzichtet. Für eine sinnvolle zeitliche Abtastung müssten Bildwiederholraten von mindestens 5 kHz mit einer Hochgeschwindigkeitskamera realisiert werden. Da allerdings die Fluoreszenzintensität um einige Größenordnung geringer ist, als die Anregungsintensität, liefert sie bei Verwendung einer unverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera (wie sie zur Verfügung steht) keine ausreichende Signalstärke für die Bildgebung.

Die Fluoreszenzintensität $I_{\text{LIF}}(x, y)$ kann anschaulich als das rotverschobene Leuchten eines Farbstoffes im Wandfilm nach Auftreffen und Absorption von Laserstrahlung beschrieben werden. Dieses Leuchten wird mit einer Kamera aufgenommen, wobei jedes Pixel des entstehenden Bildes einer Position x, y im Interaktionsgebiet entspricht. Die Intensität der abgebildeten Fluoreszenzantwort stellt vereinfacht die integrale Intensität über die gesamte Filmdicke $\delta(x, y)$ dar. Eine höhere Fluoreszenzintensität ist zu erwarten mit Zunahme von i) der Anregungsintensität ($I_0(x, y, t, \lambda)$), ii) der Filmdicke ($\delta(x, y)$) und iii) der Farbstoffkonzentration ($C(x, y)$) (vgl. Gl. 3.26). Nachfolgend wird eine Schwankung der Anregungsintensität vernachlässigt. Aus iii) ergibt sich damit ebenfalls eine Abhängigkeit von den Mengenanteilen

der beiden Fluide in der Interaktionszone für den Fall, dass ausschließlich ein Fluid mit Farbstoff versetzt wurde. Dennoch erfordert eine Bestimmung der örtlichen Konzentration des Fluoreszenzfarbstoffes im Film weiterhin Kenntnisse über die lokale Filmdicke. Eine alleinige, einfach durchgeführte LIF Messung ist vor diesem Hintergrund nicht zielführend (2 Unbekannte, 1 Gleichung). Zur Lösung des Problems werden somit, wie nachfolgend beschrieben, zwei getrennte Messungen in unterschiedlichen Konfigurationen durchgeführt.

Bestimmung der Filmdicke

Für die eindeutige Messung der Filmdicke mittels LIF muss während der SW-FI die Farbstoffkonzentration im gesamten Interaktionsgebiet bekannt sein. Zu diesem Zweck muss Wandfilm- und Sprühstrahlfluid mit identischer Farbstoffkonzentration $\tilde{C}$ dotiert werden. In diesem Fall kann die lokale Filmdicke direkt aus dem Fluoreszenzsignal mit

$$\delta(x, y) = -\frac{1}{\xi \cdot \tilde{C}} \cdot \log \left(1 - \frac{I_{\text{LIF}, \tilde{C}}(x, y, \lambda)}{K_{\text{Opt}}(\lambda) \cdot \Phi_{\text{LIF}}(\lambda) \cdot I_0(x, y)} \right) \quad (3.27)$$

ermittelt werden, siehe (Geiler et al., 2018; Cheng et al., 2010). Der dekadische Extinktionskoeffizient des Farbstoffes ξ , die optische Konstante K_{Opt} und die Anregungsintensität I_0 werden über eine Kalibrierungsmessung bestimmt. Prinzipbedingt kann in dieser Messung allerdings nicht zwischen Sprühstrahl- und Wandfilmfluid unterschieden werden.

Bestimmung der Fluidkonzentrationen

Für eine eindeutige Unterscheidung zwischen beiden Fluiden wird lediglich das Wandfilmfluid mit der Farbstoffkonzentration C_{wf} dotiert. Eine Interaktion und Vermischung mit dem undotierten Sprühstrahlfluid führt zu einer reduzierten Farbstoffkonzentration und damit zu einer reduzierten lokalen Fluoreszenzintensität bei konstanter Filmdicke. Im Folgenden wird nun angenommen, dass die über eine ausreichende Anzahl Einspritzungen gemittelte Filmdicke für konstante Randbedingungen reproduzierbar ist, d.h. dass die Fluoreszenzintensitäten zwischen den Interaktionen statistisch um einen konstanten Mittelwert schwanken. Um diesen Zusammenhang zu nutzen, wird die erste Messung für eine große Anzahl an Einspritzungen wiederholt und eine mittlere lokale Fluoreszenzintensität $\bar{I}_{\text{LIF}, \tilde{C}}(x, y)$ bestimmt, die eine mittlere lokale Filmdicke repräsentiert. Analog wird für die zweite Messung

$\bar{I}_{\text{LIF}, C_{\text{wf}}}(x, y)$ ermittelt. Aus diesen beiden mittleren Intensitätssignalen wird über

$$\bar{C}_{\text{wf}}(x, y) = \tilde{C} \cdot \frac{\log \left(1 - \frac{\bar{I}_{\text{LIF}, C_{\text{wf}}}(x, y, \lambda)}{K_{\text{Opt}}(\lambda) \cdot \Phi_{\text{LIF}}(\lambda) \cdot I_0(x, y)} \right)}{\log \left(1 - \frac{\bar{I}_{\text{LIF}, \tilde{C}}(x, y, \lambda)}{K_{\text{Opt}}(\lambda) \cdot \Phi_{\text{LIF}}(\lambda) \cdot I_0(x, y)} \right)} \quad (3.28)$$

die mittlere lokale Farbstoffkonzentration im Interaktionsgebiet bestimmt. $\bar{C}_{\text{wf}}(x, y)$ ist dabei proportional zur lokalen Konzentration des Wandfilmfluides im Interaktionsgebiet.

3.3.2 Messaufbau

Eine genaue Messung der Konzentration erfordert eine hohe Reproduzierbarkeit der Randbedingungen über mehrere Einspritzungen hinweg, um identische Bedingungen für die Mittelung der Fluoreszenzintensitäten zu gewährleisten. Hierbei ist die Erzeugung identischer Filmdicken vor der Interaktion wichtig. Weiterhin muss der Versuchsaufbau so konzipiert sein, dass die lokale Intensität des Fluoreszenzsignals mit einer Kamera aufgenommen werden kann und lokale und wellenlängenabhängige Einflüsse auf die Intensität nach Möglichkeit vermieden werden. Die Erläuterungen des experimentellen Aufbaus erfolgt getrennt, entsprechend den Bereichen in Abb. 3.10, für den Druckbehälter mit Rotationsbeschichter, die Laseranregung und die Bildfassung. Im Anschluss wird die Signalsteuerung und der zeitliche Ablauf während der Messung erläutert.

Druckbehälter mit Rotationsbeschichter

Der mechanische Aufbau entspricht weitgehend dem Aufbau und der Funktionsweise aus Abschnitt 3.1. Für die Realisierung einer rückseitigen Beleuchtung wurde der Filmdosierer auf der Rückseite durch ein Kammerfenster ersetzt. Der Filmdosierer wurde an Stelle des linken Kammerfensters montiert und die Dosierdüse seitlich auf den Filmträger am Rotationsbeschichter ausgerichtet. Diese Konfiguration ermöglicht eine ungestörte rückseitige Beleuchtung des Filmträgers. Die Filmerzeugung und die anschließende SWFI erfolgt analog zum oben beschriebenen Vorgehen.

Laseranregung

Die Anregung muss auf den eingesetzten Fluoreszenzfarbstoff abgestimmt sein. In dieser Arbeit wird aufgrund der in Abschnitt 3.4 diskutierten Eigenschaften, 3-Pentanone als Fluoreszenzfarbstoff genutzt. 3-Pentanone besitzt

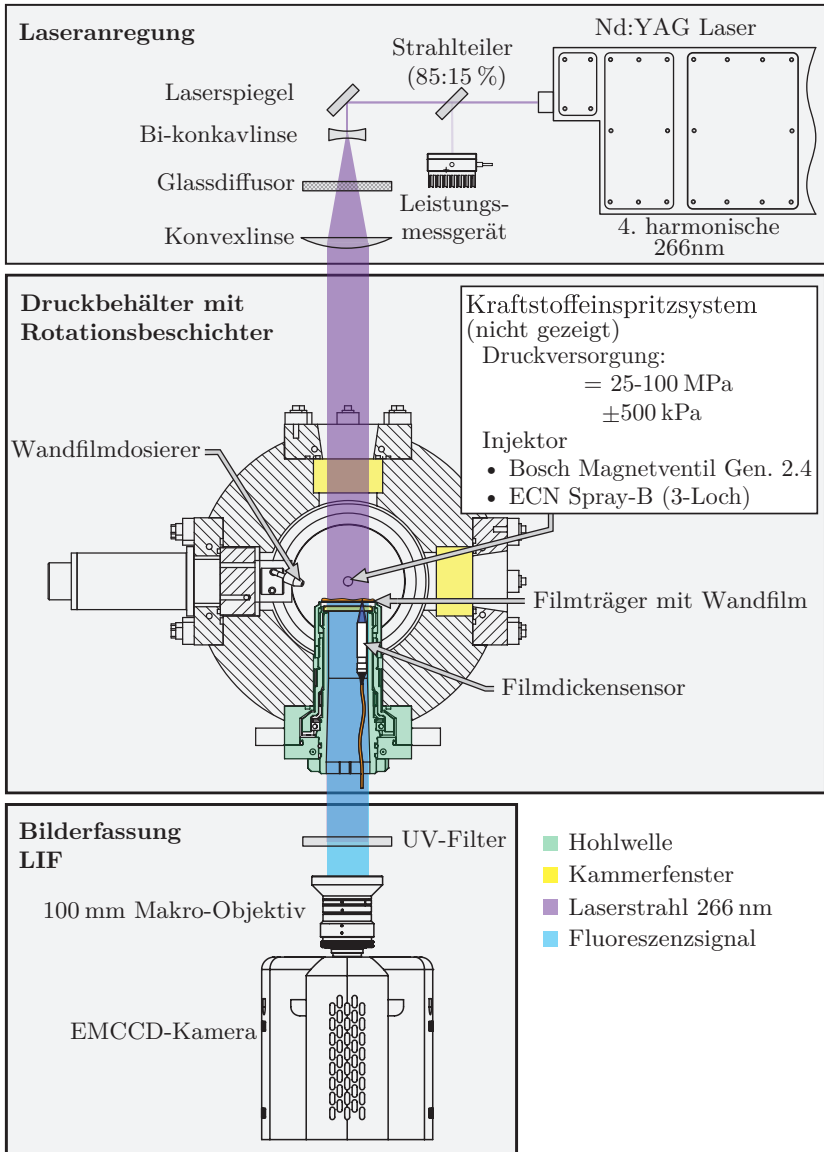


Abbildung 3.10: Übersicht über den experimentellen Aufbau für die laserinduzierte Fluoreszenz aufgeteilt in die Bereiche Laseranregung, Druckbehälter mit Rotationsbeschichter und Bilderfassung.

ein Absorptionsspektrum im Wellenlängenbereich von 220 - 320 nm mit maximaler Absorption bei 280 nm (297 K) (Koch et al., 2008; Schulz et al., 2015). Die Anregungslichtquelle muss entsprechend eine möglichst hohe Intensität in diesem Spektralbereich haben. Aus diesem Grund wird hier die vierte harmonische Frequenz eines gepulsten Nd:YAG Lasers mit einer Wellenlänge von 266 nm verwendet. Der optische Aufbau des Systems ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Der *Innolas SpitLight 600* Nd:YAG-Laser hat eine Pulsdauer von 4 ns, eine Pulsenergie von 56 mJ und eine maximale Repetitionsrate von 10 Hz. Vom emittierten Laserpuls werden 15 % der Leistung über einen Strahlteiler auf ein *Coherent LabMax TOP* Leistungsmessgerät mit einem *J-50MB-YAG* Sensorkopf reflektiert. Aufgrund der Proportionalität des Fluoreszenzsignals mit der Anregungsintensität I_0 muss für jede Messung die Laserleistung mitgemessen werden. Der Laserstrahl wird über einen Laserspiegel in Richtung des Rotationsbeschichters umgeleitet und über die Kombination einer Bi-Konkavlinse mit einer konvexen Linse aufgeweitet und kollimiert, wodurch die Brennpunkte beider Linsen in einem Punkt zusammenfallen. Örtliche Schwankungen der Laserintensität werden durch einen Glassdiffusor (Körnung 220) zwischen den beiden Linsen reduziert. Der kollimierte Laser wird durch das Fenster in der Rückseite der Kammer in den Druckbehälter auf den Wandfilm geführt.

Bilderfassung

Die Fluoreszenz von 3-Pentanon wird durch die Laserbeleuchtung von der Vorderseite des Films angeregt und von der Rückseite des Films durch die Hohlwelle aufgezeichnet. In der rechten Hälfte der Hohlwelle befindet sich der Filmdickensensor für die Filmgenerierung und verdeckt somit die rechte Hälfte des Interaktionsgebietes bei der Bildaufnahme. Das Fluoreszenzsignal, das aus der Hohlwelle austritt, wird mit einem UV-Filter (Langpassfilter, Grenzwellenlänge 300 nm) vom restlichen Laserlicht gefiltert und mit einem *Zeiss Makro Planar T** Objektiv mit 100 mm Brennweite und einer Lichtstärke von $f/2$ auf den Kamerasensor abgebildet. Als Kamera wird eine *Andor iXon DU 888-BV* EMCCD-Kamera mit 1024×1024 Pixeln eingesetzt. Der optische Aufbau erreicht eine Vergrößerung von 0,21 (61,9 μm /Pixel) und deckt damit den gesamten Filmträger ab.

Signalsteuerung

Für einen stabilen Laserbetrieb müssen die Blitzlampen als Pumpquelle des Lasers mindestens 5 s mit der gewünschten Repetitionsrate betrieben wer-

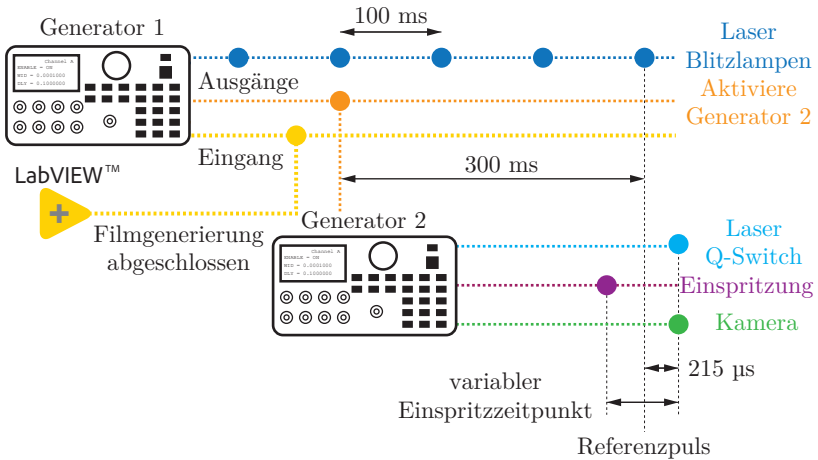


Abbildung 3.11: Übersicht der Signalsteuerung für die LIF-Messung. Die gepunkteten Linien deuten den zeitlichen Verlauf der Kanäle der Signalgeneratoren an. Die farbigen Punkte entsprechen einem Signalpuls (steigende Flanke) auf dem entsprechenden Kanal.

den, bevor ein stabiler Laserpuls abgegeben werden kann. Aufgrund der geringen Wiederholrate von 10 Hz kann nur eine einzelne Messung während der SWFI durchgeführt werden. Für die maximale Pulsleistung des Lasers muss der Güteschalter (Q-Switch) 215 µs nach dem Auslösen der Blitzlampen geöffnet werden. Die Initiierung der Einspritzung muss entsprechend relativ zur Auslösung des Güteschalters des Lasers erfolgen. Für die Synchronisierung aller notwendigen Geräte werden zwei Pulsgeneratoren *Quantum Composer 9500+* eingesetzt. Die Signalsteuerung der Geräte ist in Abbildung 3.11 grafisch dargestellt. Der erste Pulsgenerator (Generator 1) erzeugt mit 10 Hz das Ansteuersignal für die Blitzlampen des Lasers, die bereits während der Wandfilmerzeugung ausgelöst werden. Sobald die Filmerzeugung abgeschlossen ist und die Rotation des Beschichters gestoppt wurde, wird vom LabVIEW™-Steuerprogramm ein Signal an Pulsgenerator 1 geschickt. Dieser gibt synchron mit dem darauffolgenden Auslösen der Blitzlampen über einen zweiten Kanal das Startsignal an den zweiten Generator. Der zweite Generator kann somit relativ zum Auslösesignal der Blitzlampen weitere Geräte ansteuern, da nach einer Wartezeit von einem Vielfachen von 100 ms die Blitzlampen erneut ausgelöst werden. Der Pulsgenerator sendet 215 µs nach dem Auslösen der Blitzlampen ein Signal an den Güteschalter des Lasers

und die Kamera, um den Laser mit maximaler Intensität auszulösen und die Bildaufnahme zu starten. Die Einspritzung wird über einen zweiten Kanal relativ zum Auslösen des Lasers und der Kamera gestartet. Der Zeitpunkt der Einspritzung kann, zur zeitlichen Abrasterung der Interaktion, zwischen dem Zeitpunkt der Aktivierung des zweiten Pulsgenerators und dem Auslösen von Kamera und Laser gewählt werden.

3.3.3 Bildverarbeitung und Bildauswertung

Für die korrekte Bestimmung der Filmdicke und der Stoffkonzentrationen auf Basis der Fluoreszenzintensität in den aufgenommenen Kamerabildern müssen alle weiteren Einflüsse auf die Bildhelligkeit minimiert werden. In der Bildnachbearbeitung sollen die Einflüsse der Kamera, wie Dunkelstromrauschen und Ausleserauschen, Einflüsse aus der Umgebung, wie Lichtreflexionen, und der Einfluss schwankender Leistung der Laseranregung auf die Fluoreszenzintensität reduziert werden. Im Folgenden werden zunächst die Einflüsse der Kamera und der Umgebung als fluoreszenzunabhängige Korrektur erläutert und im Anschluss die Korrektur des Einflusses der Laserleistung auf die Fluoreszenzintensität beschrieben.

Fluoreszenzunabhängige Korrektur

Wie bereits für das Fizeau-Interferometer in Abschnitt 3.2.3 erläutert, setzt sich das aufgenommene Kamerabild neben der eigentlichen Fluoreszenzintensität aus einem konstanten pixelabhängigen Dunkelstrom, dem statistischen Rauschen durch das Auslesen der Kamerapixel und einer Hintergrundhelligkeit zusammen. Für die Korrektur des Dunkelstroms werden Bilder bei absoluter Dunkelheit (abgedecktes Kameraobjektiv) aufgenommen. Für jedes Pixel (X, Y) wird aus der Mittelung über 100 Dunkelbilder die Dunkelstromkorrektur $I_D(X, Y)$ bestimmt. Für die Korrektur der Hintergrundhelligkeit werden 15 Bilder ohne Vorhandensein von Wandfilm und Sprühstrahl aber mit aktiviertem Anregungslaser aufgenommen. Die Graustufenwerte der 15 Bilder werden für jedes Pixel gemittelt als Hintergrundkorrektur $I_B(X, Y)$ verwendet. Zusätzlich werden weitere Ungleichmäßigkeiten über die sogenannte „flat-field-Korrektur“ (FFK) reduziert. Die Korrektur reduziert die pixelabhängige Quanteneffizienz bei Lichteinfall (Watanabe et al., 2017) und optische Ungleichförmigkeiten, wie Objektivvignettierung (Olsen et al., 2010). Für die Korrektur werden 100 gleichmäßig ausgeleuchtete Bilder

gemittelt $I_H(X, Y)$. Der Korrekturfaktor für die „flat-field“-Korrektur K_{FFK} wird über

$$K_{\text{FFK}}(X, Y) = \frac{\sum_{i=1}^{1024} \sum_{j=1}^{1024} (I_H(X_i, Y_j) - I_D(X_i, Y_j))}{1024^2 \cdot (I_H(X, Y) - I_D(X, Y))} \quad (3.29)$$

berechnet. Das Rohbild $I_{\text{LIF},0}(X, Y)$ kann mit der Hintergrundintensität $I_B(X, Y)$, der Dunkelstromintensität $I_D(X, Y)$ und dem „flat-field“-Korrekturfaktor K_{FFK} mit

$$I_{\text{LIF},K1}(X, Y) = \frac{I_{\text{LIF},0}(X, Y) - I_B(X, Y)}{K_{\text{FFK}}(X, Y) - I_D(X, Y)} \quad (3.30)$$

weitgehend von fluoreszenzunabhängigen Störgrößen befreit werden.

Laserleistungskorrektur

Die Leistung des Anregungslasers weist Ungleichmäßigkeiten auf, wobei hier zwischen zeitlichen Schwankungen der integralen Pulsenergie und örtlichen Ungleichmäßigkeiten in der Energieverteilung des Laserprofils unterschieden wird. Örtliche Ungleichmäßigkeiten im Laserprofil entlang der x - und y -Raumachsen werden zeitlich als konstant betrachtet, d.h. für jeden Laserpuls ist die prozentuale Abweichung in einem Punkt vom Leistungsmaximum immer gleich. Zeitliche Schwankungen betreffen die Änderungen der Laserpulsleistung zwischen Laserpulsen, die zu unterschiedlichen Zeitpunkten abgegeben werden. Die grundsätzlich orts- und zeitabhängige Anregungsintensität $I_0(x, y, t)$ kann mit

$$I_0(x, y, t) = \frac{I_0(x, y)}{\max(I_0(x, y))} \cdot I_0(t) \quad (3.31)$$

in einen orts- und zeitabhängigen Anteil zerlegt werden. Beide Anteile werden zunächst getrennt voneinander untersucht.

Zur Beschreibung des ortsabhängigen Anteils muss die lokale Intensitätsverteilung des aufgeweiteten Laserstrahls bestimmt werden. Die verwendete Kamera hat keine Empfindlichkeit für den ultravioletten Spektralbereich und kann entsprechend das Laserprofil nicht direkt messen. Die UV-Laserstrahlung kann aber durch Fluoreszenz in ein intensitätsabhängiges Lichtsignal und somit in einen besser passenden Spektralbereich rotverschoben

ben werden. Handelsübliches weißes Papier fluoresziert unter Laserbestrahlung (266 nm) mit einer Wellenlänge im blauen Spektralbereich. Zum Zwecke der Messung der Intensitätsverteilung wird anstatt des Filmträgers weißes Papier an das Ende der Hohlwelle montiert und mit dem Laser rückseitig beleuchtet. Die Kamera nimmt von der Vorderseite die Fluoreszenzantwort des Papiers auf. Dieser Vorgang wird für 50 Bilder wiederholt. Durch Rotation und der sich daraus ergebenden zufälligen Position des Papiers werden der Einfluss von Inhomogenitäten durch die Bildmittelung reduziert. Für jedes Pixel wird der Mittelwert aus allen Messungen bestimmt und die in Abbildung 3.12 gezeigte normierte Intensitätsverteilung $\bar{I}_{0,xy}(X,Y)$ ermittelt. Alle Bereiche, in denen die auftreffende Laserintensität den Schwellwert von 50 % unterschreitet, werden nicht ausgewertet und sind in der Abbildung transparent dargestellt. Der Kehrwert der so ermittelten lokalen Intensitätsverteilung wird als Korrekturmaske $K_{L,xy}(X,Y)$ für alle LIF-Messungen verwendet.

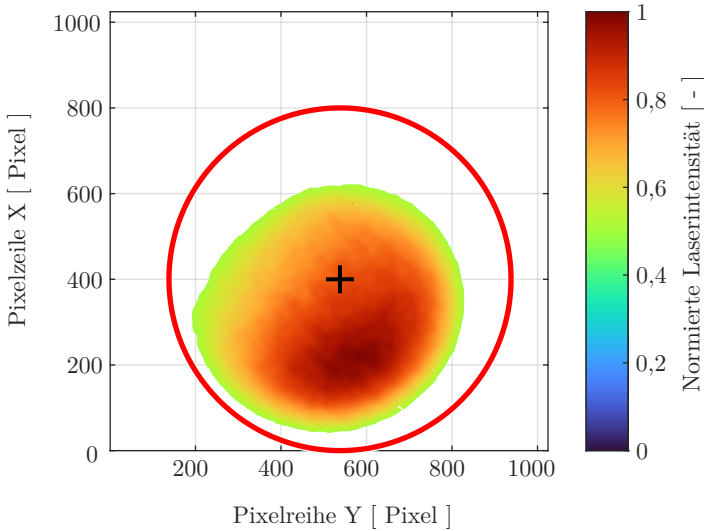


Abbildung 3.12: Normierte lokale Verteilung der Laserintensität in der Ebene des Filmträgers. Der rote Kreis markiert die äußere Kante des Filmträgers. Das schwarze Kreuz markiert das Zentrum und den Auftreffpunkt des Sprühstrahls. Bereiche mit einer Laserintensität unter 50 % werden nicht ausgewertet und sind transparent dargestellt.

Für die Beschreibung der Variation zwischen einzelnen Laserpulsen wird angenommen, dass die integrale Pulsenergie variiert und die lokale Intensitätsverteilung (Laserprofil) hingegen mit der in Abbildung 3.12 gezeigten Verteilung konstant bleibt. Für die Untersuchung der zeitlichen Schwankungen der Laserleistung wird das Papier mit dem aufgeweiteten Laser angeregt und die Fluoreszenzantwort mit der Kamera für 140 einzelne Laserpulse aufgenommen. 15 % des Laserlichts wird über den Strahlteiler für die Leistungsmessung auf das Leistungsmessgerät umgeleitet. Abbildung 3.13 zeigt den normierten Zusammenhang zwischen Fluoreszenzintensität und der gemessenen Laserintensität (Messwert am Leistungsmessgerät). Die gestrichelte Linie gibt die zu erwartende direkte Proportionalität der beiden Größen an. Die Messwerte streuen mit einem Bestimmtheitsmaß von 50,4 % um die Gerade. Die gemessene Laserintensität schwankt um $\bar{I}_0 = 8,3 \text{ mJ}$ mit einer Standardabweichung von 0,27 mJ am Messgerät. Das entspricht einer Abweichung von 3 %, bzw. 3 % Abweichung im Fluoreszenzsignal. Entsprechend der Proportionalität werden zeitliche Schwankungen in der Laserintensität mit dem Kehrwert der normalisierten gemessenen Laserpulsenergie korrigiert.

Die zeitlichen Schwankungen der Pulsenergie kann auf die Genauigkeit der verwendeten Pulsgeneratoren zurückgeführt werden. Die Genauigkeit der Signalerzeugung wird vom Hersteller mit $1 \text{ ns} + 0,0001 \times \text{Periodendauer}$ angegeben. Durch die Verwendung von zwei separaten Pulsgeneratoren für die Steuerung der Blitzlampen und des Güteschalters des Lasers kann eine Verschiebung zwischen den beiden Signalen entsprechend dieser Genauigkeit entstehen. Für das Signal des ersten Pulsgenerators (Blitzlampen) kann die Genauigkeit mit $10 \text{ }\mu\text{s}$ abgeschätzt werden und für den zweiten Pulsgenerator (Güteschalter) mit $30 \text{ }\mu\text{s}$ abgeschätzt werden. Der Zeitverzug zwischen dem Auslösen der Blitzlampen und dem Auslösen des Güteschalters kann damit zwischen $175 - 255 \text{ }\mu\text{s}$ schwanken und zu den oben erläuterten Schwankungen der Laserpulsenergie führen.

Aufgrund der dargestellten Proportionalität zwischen Anregungsenergie und Fluoreszenzsignal kann aus der relativen örtlichen Verteilung der Laserenergie $\bar{I}_{0,xy}(X, Y)$ und der integralen gemessenen Pulsenergie $I_0(t)$ für jedes Pixel und jeden Laserpuls der Korrekturfaktor

$$K_L(X, Y, t) = \frac{\bar{I}_0}{\bar{I}_{0,xy}(X, Y) \cdot I_0(t)} \quad (3.32)$$

berechnet werden.

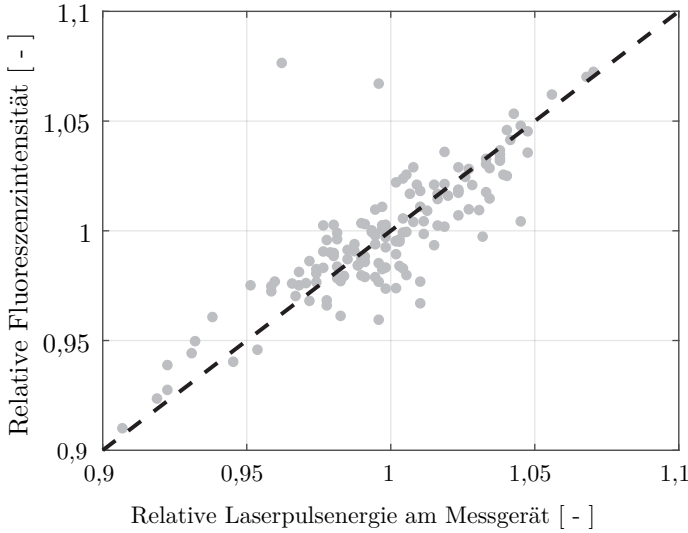


Abbildung 3.13: Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und der Anregungsintensität. Messwerte sind als graue Punkte dargestellt und die gestrichelte Linie gibt den direkten proportionalen Zusammenhang der beiden Größen an (Bestimmtheitsmaß 50,4%).

Zusammenfassung der Bildkorrekturen

Die oben vorgestellten Korrekturen zur Reduzierung der Einflüsse von Umgebungshelligkeit, optischen Bauelementen, Kamerauschen und der Anregungsintensität können zu einer Gesamtkorrektur zusammengefasst werden. Die korrigierte LIF-Aufnahme $I_{\text{LIF}}(X, Y, t)$ zum Aufnahmezeitpunkt t wird damit zu

$$I_{\text{LIF}}(X, Y, t) = \frac{I_{\text{LIF},0}(X, Y, t) - I_{\text{B}}(X, Y)}{I_{\text{FFK}}(X, Y) - I_{\text{D}}(X, Y)} \cdot \frac{\bar{I}_0}{\bar{I}_{0,\text{xy}}(X, Y) \cdot I_0(t)} \quad (3.33)$$

aus der ursprünglichen Roh-Aufnahme $I_{\text{LIF},0}(X, Y, t)$ berechnet.

3.3.4 Systemkalibrierung

Mit $I_{\text{LIF}}(X, Y)$ ⁷ steht eine Aufnahme zur Verfügung, die weitestgehend von Störeinflüssen befreit ist und deren Pixelwerte die lokalen Fluoreszenzintensitäten angibt. Der funktionale Zusammenhang zwischen Fluoreszenzintensität, Farbstoffkonzentration und Filmdicke wurde in Abschnitt 2.1.3 zu

$$I_{\text{LIF}}(X, Y) = K_{\text{Opt}} \cdot \Phi_{\text{LIF}} \cdot I_0 \cdot \left(1 - 10^{-\xi \cdot C(X, Y) \cdot \delta(X, Y)}\right) \quad (3.34)$$

hergeleitet. Bis jetzt sind der dekadische Extinktionskoeffizient ξ , die Quanteneffizienz des Farbstoffes Φ_{LIF} und die optische Konstante K_{Opt} unbekannt. Die Größen sind unabhängig von den anderen Versuchsparametern und können entsprechend vorab in separaten Messungen bestimmt werden.

Bestimmung des Extinktionskoeffizienten

Der dekadische Extinktionskoeffizient beschreibt die Absorption des Laserlichtes durch den Farbstoff. Für die Bestimmung wird eine mit Farbstoff versetzte Flüssigkeitsschicht (Farbstoffkonzentration C) mit bekannter Dicke δ_s mit einer anfänglichen Pulsenergie I_0 beaufschlagt, wobei die Pulsenergie I_s nach der Durchdringung der Flüssigkeitsschicht Aufschluss über den Extinktionskoeffizienten gibt. Dieser wird mit

$$\xi = \frac{1}{C \cdot \delta_s} \cdot \log_{10} \left(\frac{I_0}{I_s} \right) \quad (3.35)$$

berechnet. Für die Bestimmung von I_s wird der fokussierte Laserstrahl durch eine optische Küvette aus Quarzglas geleitet und nach Durchdringung die Laserleistung aufgezeichnet. Diese Messung wird für die leere Küvette (Laserenergie I_0) und die mit Iso-Oktan und 3-Pentanon gefüllte Küvette (Laserenergie I_s) durchgeführt. Hierfür werden 0,1 Vol.-% 3-Pentanon dem Iso-Oktan zugemischt. Die Messungen wurden für verschiedene Laserenergien durchgeführt und jede Messung dreimal wiederholt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 3.14 dargestellt. Die Messwerte variieren zwischen 18 und 301/(mol cm), wobei keine signifikante Abhängigkeit von der Laserenergie erkennbar ist. Außerdem werden für die Messungen Schwankungen der Laserleistung in der Größenordnung von max. 10 % erwartet (siehe Abbildung

⁷Die Zeitabhängigkeit der Aufnahme wird ausschließlich für die Laserleistungskorrektur (Zeitpunkt des Laserpulses) benötigt und wird im Folgenden für korrigierte Bilder vernachlässigt.

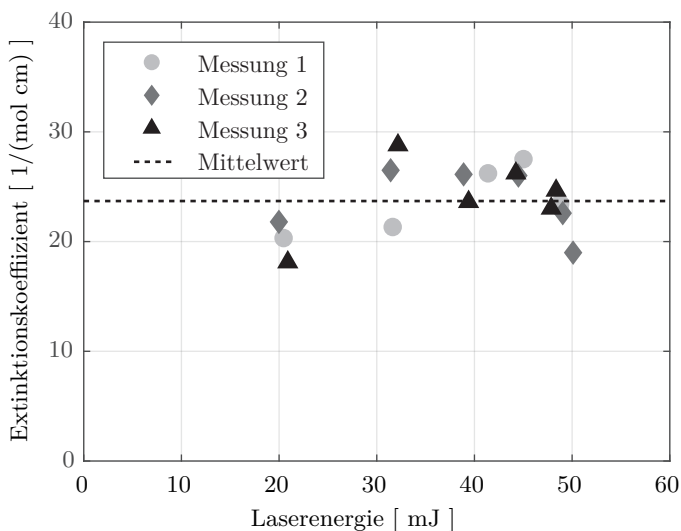


Abbildung 3.14: Dekadischer Extinktionskoeffizient für eine Mischung aus Iso-Oktan und 0,1 Vol.-% 3-Pentanone für verschiedene Anregungsenergien.

3.13). Für die folgenden Untersuchungen wird entsprechend mit einem mittleren dekadischen Extinktionskoeffizienten von $23,81/(\text{mol cm})$ gerechnet. In der Literatur werden für den dekadischen Extinktionskoeffizienten deutlich niedrigere Werte angegeben. Koch und Hanson (2003) haben den dekadischen Extinktionskoeffizienten von 3-Pentanone bei 300 K zu $11,81/(\text{mol cm})$ bestimmt, Schulz et al. (2015) geben ihn mit $13,41/(\text{mol cm})$ für Temperaturen zwischen 353 K und 450 K an und Zigan (2020) hat den dekadischen Extinktionskoeffizienten bei 300 K mit $10,51/(\text{mol cm})$ bestimmt. Alle vorgestellten Untersuchungen beziehen sich auf eine Anregungswellenlänge von 266 nm. Die Messungen zeigen eine Schwankungsbreite von ca. 10 %. Ebenfalls geben alle drei Studien eine vernachlässigbare Temperaturabhängigkeit im Bereich von 300 K bis 700 K an. Temperaturschwankungen können damit als Ursache für die Messabweichung ausgeschlossen werden. Der Extinktionskoeffizient weist zwar eine starke Wellenlängenabhängigkeit und ein Maximum mit $14,41/(\text{mol cm})$ bei 280 nm Anregungswellenlänge auf (Koch und Hanson, 2003; Schulz et al., 2015), allerdings ist selbst diese Änderung zum einen zu schwach, um die Abweichungen zu den Literaturwerten zu erklären und zum anderen sind derartige Schwankungen der Laserwellenlänge nicht zu erwarten. Die Auswirkungen eines möglichen Messfehlers bei der Bestim-

mung des Extinktionskoeffizienten wird in der nachfolgenden Bestimmung der optischen Konstante und der Quanteneffizienz an einem realen Film berücksichtigt. Die Ergebnisse der Kalibrierung zeigen keine Auswirkungen auf die Messergebnisse.

Bestimmung der optischen Konstante und der Quanteneffizienz

Das Produkt der Quanteneffizienz Φ_{LIF} und der optischen Konstante K_{Opt} wird in einer einzelnen Messung bestimmt. Dadurch ist keine Quantifizierung der einzelnen Größen möglich, was allerdings für die Bestimmung der Filmdicke und Konzentration nicht notwendig ist. Mit der Aufnahme der Intensitätsverteilung der Fluoreszenzantwort $I_{\text{LIF},K}$ eines angeregten Filmes mit bekannter Dicke δ_K und bekannter Stoffkonzentration C_K können die gesuchten Größen über

$$\Phi_{\text{LIF}} \cdot K_{\text{Opt}} = \frac{I_{\text{LIF},K}(X, Y)}{I_0 (1 - 10^{-\xi \cdot C_K(X, Y) \cdot \delta_K(X, Y)})} \quad (3.36)$$

bestimmt werden. Der Film mit bekannter Dicke wird in einem Spaltkörper,

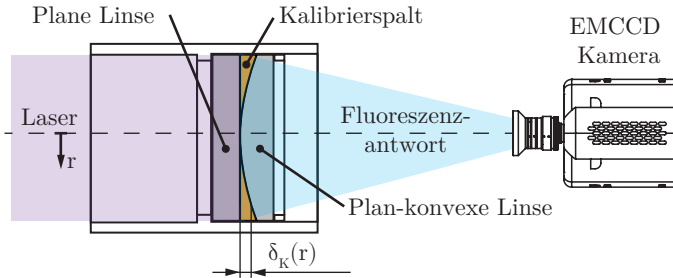


Abbildung 3.15: Spaltkörper für die Messung des Produktes aus Quanteneffizienz Φ_{LIF} und optischer Konstante K . Eine plane und eine plan-konvexe Linse bilden einen Spalt definierter Dicke, der mit Iso-Oktan und 3-Pentanon bekannter Konzentration gefüllt wird. Der Spalt wird von links mit dem Laser (lila) angeregt und die entsprechende Fluoreszenzantwort (blau) mit der EMCCD-Kamera aufgenommen.

bestehend aus einer planen und einer plan-konvexen Linse, erzeugt. Die konvexe Seite wird so auf die plane Optik gepresst, dass sich vom Zentrum ausgehend in radialer Richtung ein Spalt mit zunehmender Dicke ausbildet (siehe Abbildung 3.15). Die Linsen bestehen aus synthetischem Quarzglas und sind

damit transparent im ultravioletten Lichtspektrum. Die konvexe Oberfläche der Linse hat einen Krümmungsradius R von 5151 mm. Die Spaltdicke δ_K in radiale Richtung r wird beschrieben durch

$$\delta_K(r) = R - \sqrt{R^2 - r^2}. \quad (3.37)$$

Der Spalt (Spaltweite 0 - 60 μm) zwischen den Linsen wird mit einer Mischung aus Iso-Oktan und 3-Pentanon bekannter Konzentration als Kalibrierfluid gefüllt. Die Linsen werden in einer Hohlwelle anstatt des Filmträgers am Rotationsbeschichter befestigt. Der Film im Spaltkörper wird mit dem Laser angeregt und die Fluoreszenzantwort auf der gegenüberliegenden Seite mit der Kamera aufgenommen, wie in Abbildung 3.15 gezeigt.

Die Fluoreszenzantwort ist abhängig vom Produkt aus Farbstoffkonzentration C_K und der Filmdicke δ_K . Im Folgenden wird das Produkt beider Größen als spezifische Konzentration (mol/m^2) bezeichnet und hängt im Falle des Spaltkörpers vom radialen Abstand r ab. Die Aufnahmen der Fluoreszenzantwort des Films im Spaltkörper werden in Umfangsrichtung um die optische Achse der Linse gemittelt. Damit kann die gemessene Fluoreszenzintensität als Funktion der spezifischen Konzentration aufgetragen werden. Die Fluoreszenzantwort wird für eine Farbstoffkonzentration von 20 Vol.-%, 30 Vol.-% und 40 Vol.-% aufgenommen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 3.16 dargestellt. Entsprechend der Gleichung 3.36 kann durch Minimierung der Fehlerquadrate zwischen den Messungen und Gleichung 3.16 zu

$$K_{\text{Opt}} \cdot \Phi_{\text{LIF}} \cdot I_0 = 34980 \quad (3.38)$$

bestimmt werden. Die Kalibrierkurve nach dem *Bouger-Lambert-Beerschen* Gesetz ist in Abbildung 3.16 als gestrichelte Linie dargestellt und beschreibt die Fluoreszenzintensität für alle Farbstoffkonzentrationen hinreichend genau. Mit dieser Kurve wird für die nachfolgenden Untersuchungen aus der Fluoreszenzintensität die spezifische Konzentration bestimmt. Für den Fall, dass Sprühstrahl- und Wandfilmfluid mit derselben Farbstoffkonzentration versetzt werden, kann aus der spezifischen Konzentration direkt auf die Filmdicke geschlossen werden. Für die Messungen zur Bestimmung der Stoffkonzentrationen ist die lokale Stoffkonzentration unbekannt, allerdings kann in diesem Fall mit der mittleren lokalen Filmdicke⁸ von der spezifischen Kon-

⁸Die mittlere lokale Filmdicke wird aus wiederholten Messungen unter konstanten Randbedingungen ermittelt. Die Farbstoffkonzentration im Sprühstrahl und Wandfilmfluid werden hierfür gleich und konstant gehalten. Die mittlere lokale Filmdicke wird über den Mittelwert des gleichen Pixels in allen Aufnahmen berechnet.

zentration auf die mittlere lokale Farbstoffkonzentration, siehe Gleichung 3.28, geschlossen werden.

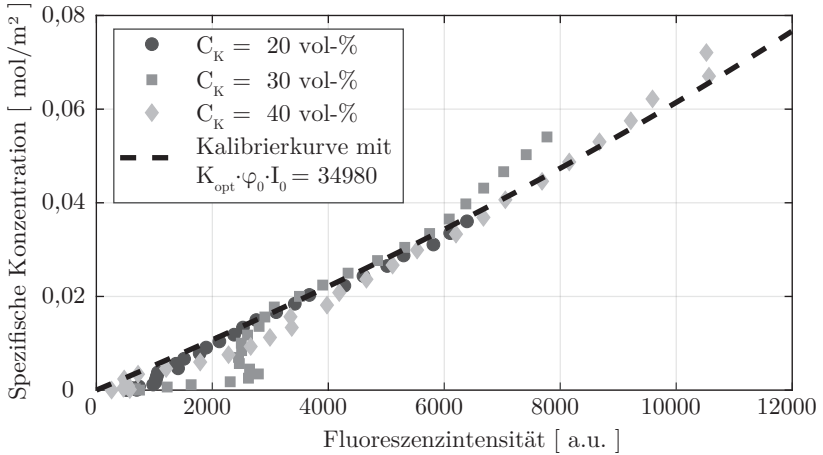


Abbildung 3.16: Fluoreszenzintensität als Funktion der spezifischen Konzentrationen für verschiedene Farbstoffkonzentrationen im Spaltkörper. Die gestrichelte Linie zeigt die resultierende Kalibrierkurve.

3.4 Eigenschaften der Versuchsfluide

Die physikalischen Eigenschaften der Fluide für den Sprühstrahl und den Wandfilm, wie Dichte, Viskosität und Oberflächenspannung, beeinflussen die Sprühstrahlausbreitung sowie die Transportprozesse im Wandfilm und damit schlussendlich die gesamte SWFI. Im motorischen Anwendungsfall muss der Sprühstrahl in erster Linie den Prozess mit ausreichend Energie in Form von Kraftstoff versorgen und durch seine Eigenschaften eine möglichst effiziente Gemischbildung und Verbrennung ermöglichen. Die vorrangige Aufgabe des Wandfilms ist das Erzeugen eines stabilen Films zur Minimierung von Reibungsverlusten und dem Verschleiß der relativ zueinander bewegten mechanischen Komponenten. Die optischen Eigenschaften der Fluide spielen für die motorische Anwendung üblicherweise keine Rolle. Diese sind jedoch für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen essenziell, weshalb besser geeignete Substitutionsfluide für die Untersuchungen verwendet werden müssen. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf der Entwicklung und

Analyse der Messprinzipien und weniger auf der Nachbildung der realen motorischen Bedingungen. Entsprechend wurden bei der Auswahl der Fluide solche bevorzugt, die geeignete optische Eigenschaften besitzen und in der Literatur bereits mit den Messtechniken eingesetzt wurden.

Die Interferenz wird maßgeblich vom Brechungsindex der Fluide beeinflusst, wie in Abschnitt 3.2 erläutert. Dieser muss für eine fehlerfreie Messung konstant und bekannt sein. Die Brechungsindizes von Dieseldieselkraftstoff $n_{\text{diesel}} = 1,415$ und Motoröl (hier am Beispiel des Castrol EDGE Professional Longlife III 5W-30) $n_{\text{oel}} = 1,425$ unterscheiden sich um weniger als 1 % (siehe Seel et al. (2015)). Nichtsdestotrotz wird für die hier gezeigten Untersuchungen mit dem Fizeau-Interferometer ebenfalls für das Wandfilmfluid Diesel anstatt Motoröl eingesetzt, um kleine Änderungen des Brechungsindex bei der Mischung von Sprühstrahl- und Wandfilmfluid und damit verbundene Messfehler zu vermeiden.

Für die Untersuchungen mittels LIF ist die Verwendung eines geeigneten Fluoreszenzfarbstoffes maßgeblich. Dieser muss eine hohe Extinktion und eine hohe Quanteneffizienz für die Anregungswellenlänge aufweisen, um eine ausreichend starke Fluoreszenzintensität zu erzeugen (siehe Abschnitt 2.1.3). Außerdem werden die Fluoreszenzeigenschaften des Farbstoffes von den Eigenschaften des Lösungsmittels, wie pH-Wert oder Polarität, stark beeinflusst. Für die LIF-Untersuchungen wird deshalb 3-Pentanone als Farbstoff und 2,2,4-Trimethylpentan⁹ als Trägerflüssigkeit genutzt. Alonso et al. (2010) und Schulz et al. (2015) haben mit dieser Fluidkombination bereits LIF-Untersuchungen zur Bestimmung der Dicke von Kraftstoffablagerungen beim Auftreffen eines Sprühstrahls auf eine trockene Wand durchgeführt. 2,2,4-Trimethylpentan als Trägerflüssigkeit bietet gegenüber realen Kraftstoffen, wie Diesel und Ottokraftstoffen, den Vorteil, dass 2,2,4-Trimethylpentan als Reinstoff bekannte Stoffeigenschaften besitzt¹⁰ und zudem nicht von Licht mit einer Wellenlänge von 266 nm zur Fluoreszenz angeregt wird. Zhang et al. (2006) haben die Stabilität der Mischung 2,2,4-Trimethylpentan und 3-Pentanone hinsichtlich der Fluoreszenzeigenschaften untersucht. Die Untersuchungen ergaben, dass die Mischung stabil ist und keine Zersetzungsprodukte in den Mischungen gefunden werden konnten. Allerdings konnte eine Abnahme der 3-Pentanone-Konzentration in einem verschlossenen Behälter von 5 % in 25 Tagen und damit einhergehend eine Abnahme des Fluoreszenzsignals festgestellt werden. Eine Mischung aus

⁹2,2,4-Trimethylpentan ist unter dem Namen Iso-Oktan bekannt und wird als Referenzkraftstoff für die Charakterisierung der Klopfbarkeit von Ottokraftstoffen eingesetzt.

¹⁰Diesel- und Ottokraftstoffe sind Stoffgemische aus einer Vielzahl an Komponenten, deren Zusammensetzung Schwankungen unterworfen sind.

2,2,4-Trimethylpentan und dem Fluoreszenzfarbstoff Biacetyl, wie sie bereits in ähnlichen Untersuchungen von Senda et al. (1999) und Cho und Min (2003) verwendet wurde, zeigte in einem verschlossenen Behälter eine höhere Konzentrationsabnahme von 5 % in 16 Tagen. Ebenfalls ist die Verdunstung von Biacetyl in Luft deutlich schneller im Vergleich zu 2,2,4-Trimethylpentan mit 3-Pentanon. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit die Kombination von 2,2,4-Trimethylpentan und 3-Pentanon gegenüber Biacetyl bevorzugt. Für die durchgeführten Untersuchungen werden für jede Versuchsreihe frische Mischungen der Stoffe hergestellt, um eine gleichbleibende Qualität der LIF-Signale zu gewährleisten.

Für die Bestimmung der Filmdicke, wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert, müssen Wandfilm- und Sprühstrahlfluid mit dem Fluoreszenzfarbstoff dotiert werden, damit die Fluoreszenzintensität ausschließlich von der Filmdicke abhängig ist. Der Einsatz unterschiedlicher Trägerflüssigkeiten im Wand- und Sprühstrahlfluid könnten allerdings zu abweichenden Fluoreszenzeigenschaften und damit unbekannten Messfehlern führen. Deshalb wird für Sprühstrahl und Wandfilm 2,2,4-Trimethylpentan als Trägerflüssigkeit eingesetzt und 3-Pentanone als Farbstoff zugesetzt. Die Fluide, ihre Verwendung für das jeweilige Messverfahren und ihre Stoffeigenschaften sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Aufgrund der schwankenden Zusammensetzung von Dieselskraftstoff und die damit verbundenen Schwankungen der Stoffwerte, sind die angegebenen Stoffwerte für Diesel zu Vergleichszwecken angegeben.

Tabelle 3.3: Einsatzbereich und Stoffeigenschaften der eingesetzten Versuchsstoffe.

	Diesel ^a	Castrol Edge ^b	Iso-Oktan ^c	3-Pentanon ^c
Einsatzbereich				
Motorische Anwendung:	Sprühstrahl	Wandfilm	-	-
Fizeau-Interferometer:	Sprühstrahl/ Wandfilm	-	-	-
LIF Filmdicke:	-	-	Sprühstrahl/ Wandfilm	Farbstoff (Sprühstr./Wandfilm)
LIF Stoffkonzentration:	-	-	Sprühstrahl/ Wandfilm	Farbstoff (Wandfilm)
Stoffeigenschaften				
Dichte:	827 - 832 kg/m ³	855 kg/m ³	810 kg/m ³	690 kg/m ³
Molmasse [g/mol]:	-	-	86,1 g/mol	114,2 g/mol
Siedepunkt:	-	-	101 °C	99 °C
Dampfdruck:	0,13 - 0,24 hPa	0,478 · 10 ⁻⁹ hPa	37 hPa	51 hPa
Dyn. Viskosität:	3,5 - 3,7 mPa s	142 mPa s	471 µPa s	542 µPa s
Oberflächenspannung:	-	-	25,3 mN/m	19 mN/m
Brechungsindex (588 nm): ^d	1,457	1,467	1,391	1,392

^aBei 293 K und 1 bar (Safarov et al., 2018)

^bBei 286 K und 1 bar (Seel et al., 2016)

^cBei 20 °C und 1 bar (Schulz et al., 2016)

^dEigene Messungen durchgeführt bei 293 K und 1 bar

4 Analyse der Messsysteme

Nach dem bisher die physikalischen Grundlagen, die generelle Funktionsweise der Messsysteme und die verwendeten Auswertungsmethoden vorgestellt wurden, werden in diesem Kapitel die Systeme auf ihre physikalischen und technischen Limitierungen hin untersucht. Das Ziel dieses Kapitels ist die Darstellung der Auflösungsgrenzen der Messsysteme und der Auswertungsmethoden, sowie eine Beurteilung der sich daraus ergebenden Messfehler.

4.1 Analyse des spektral auflösenden Fizeau-Interferometers

Für die Bestimmung der Filmdicke mit dem spektral auflösenden Fizeau-Interferometer werden die Interferenzringe ausgewertet, die sich durch die Überlagerung der a) von der Filmoberfläche und b) von der Grenzfläche zwischen Filmträger und Film ausgehenden reflektierten Lichtanteile ergeben. Für die Auswertung ist deshalb die Sichtbarkeit der Interferenzringe im Kamerasignal von größter Bedeutung. Im Folgenden wird zunächst die Interferenzsichtbarkeit anhand des vorliegenden Aufbaus analysiert, im Anschluss werden die optischen und technischen Auflösungsgrenzen des Systems bestimmt. Die Auflösungsgrenzen bestimmen letztendlich den möglichen Messbereich und die erreichbare Auflösung für die Filmdickenmessung. Am Ende des Kapitels wird die Sensitivität der Algorithmen zur Auswertung der Interferenzringe hinsichtlich dieser Größen untersucht und eine Abschätzung der zu erwartenden Messfehler vorgenommen.

4.1.1 Sichtbarkeit der Interferenzringe

Die Interferenzsichtbarkeit ist von den Intensitäten der beiden interferierenden Wellen (I_2 und I_3) abhängig und ist entsprechend Abschnitt 2.1.1 definiert als

$$\gamma = \frac{2\sqrt{I_2 I_3}}{I_2 + I_3}. \quad (4.1)$$

Zunächst wird davon ausgegangen, dass ausschließlich die Reflexionen an der Grenzfläche Filmträger und Wandfilm (I_2) mit der Reflexion an der Grenzfläche zwischen Wandfilm und Luft (I_3) interferieren, d.h. dass die Reflexion

an der Grenzfläche zwischen Luft und Filmträger (I_1) mit keiner der anderen Reflexionen interferiert. Diese Annahme wird in Abschnitt 4.1.1 überprüft.

Für die Berechnung der Interferenzsichtbarkeit müssen zunächst die Intensitätsanteile der reflektierten Lichtwellen bezogen auf die einfallende Strahlung I_0 berechnet werden. Auf Basis der *Fresnelschen*-Gleichungen aus Abschnitt 2.1.1 und unter der Annahme kleiner Einfallswinkel Θ_i , sowie daraus resultierender kleiner Reflexionswinkel Θ_r und idealer Dielektrika (keine Absorption) kann der Reflexionsgrad an den Grenzflächen zu

$$\frac{I_r}{I_0} = r_{\perp}^2 = (-r_{\parallel})^2 = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (4.2)$$

bestimmt werden. Hierbei wurde $\cos(\Theta \approx 0) \approx 1$ ausgenutzt. n_1 ist der Brechungsindex des Mediums, aus dem das Licht auf die Grenzfläche trifft, und n_2 ist der Brechungsindex des Mediums, in den das Licht transmittiert wird. Mit den Brechungsindizes der Luft $n_{\text{Luft}} = 1,00$, des Filmträgers (Saphirglas) $n_{\text{FT}} = 1,76$ und des verwendeten Diesel-Kraftstoffs¹ als Filmfluid $n_{\text{F}} = 1,45$ können die reflektierten Anteile in Abhängigkeit der einfallenden Intensität I_0 zu

$$I_1 = I_0 \cdot \left(\frac{n_{\text{Luft}} - n_{\text{FT}}}{n_{\text{Luft}} + n_{\text{FT}}} \right)^2 = -0,076 \cdot I_0 \quad (4.3)$$

$$I_2 = (I_0 - I_1) \cdot \left(\frac{n_{\text{FT}} - n_{\text{F}}}{n_{\text{FT}} + n_{\text{F}}} \right)^2 = 0,0086 \cdot I_0 \quad (4.4)$$

$$I_3 = (I_0 - I_1 - I_2) \cdot \left(\frac{n_{\text{F}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{F}} + n_{\text{Luft}}} \right)^2 = 0,031 \cdot I_0 \quad (4.5)$$

bestimmt werden. Alle Brechungsindizes sind für die Laserwellenlänge des Topografiekanals (645 nm) angegeben. Außerdem wurden Reflexionen zweiter Ordnung vernachlässigt, da diese, wie gezeigt, um mindestens eine Größenordnung kleiner sind als die transmittierten Anteile. Das negative Vorzeichen in Gleichung 4.3 entspricht einer Phasenverschiebung der Lichtwelle um 180°. Da die Lichtwelle nicht mit den anderen Reflexionen interferiert,

¹Da Diesel-Kraftstoff kein Reinstoff ist und die Zusammensetzung kommerziell erhältlicher Kraftstoffe schwankt, wurde der Brechungsindex der eingesetzten Kraftstoffe mit einem Abbe-Refraktometer (*ATAGO NAR-1T*) für die Wellenlängen 589 nm und 681 nm bei 22°C bestimmt und für den Brechungsindex bei 645 nm (Laserwellenlänge) zwischen beiden Messungen linear interpoliert.

kann dieser Zusammenhang hier vernachlässigt werden. Mit den berechneten Intensitäten kann die theoretische Interferenzsichtbarkeit zu

$$\gamma = \frac{2 \cdot I_0 \cdot \sqrt{0,0086 \cdot 0,031}}{I_0 \cdot (0,0086 + 0,031)} = 0,825 \quad (4.6)$$

berechnet werden. Dieser Wert liegt nahe am Optimum $\gamma = 1$ und die Interferogramme sollten entsprechend einen starken Kontrast bieten. Unter der Annahme, dass die Reflexion am Filmträger I_1 nicht mit den anderen Reflexionen interferiert, hat I_1 keinen Beitrag zum Interferenzterm im Zähler von Gleichung 4.6. Allerdings wird die Reflexion dennoch von der Kamera aufgenommen und trägt damit zur Hintergrundhelligkeit der aufgenommenen Interferogramme bei und müsste im Nenner berücksichtigt werden. Die Interferenzsichtbarkeit unter Berücksichtigung der Hintergrundhelligkeit wird zu

$$\gamma = \frac{2 \cdot \sqrt{0,0086 \cdot 0,031}}{0,0086 + 0,031 + 0,076} = 0,282 \quad (4.7)$$

bestimmt. Damit ist der Kontrast in den Aufnahmen deutlich geringer. Allerdings kann der Kontrast entsprechend in der Nachbearbeitung durch den Hintergrundabzug teilweise wiederhergestellt werden. Dies erklärt den deutlichen Kontrastgewinn in Abbildung 3.7 durch die Nachbearbeitung. Die reale Interferenzsichtbarkeit in den unbearbeiteten Aufnahmen liegt im Bereich zwischen $\gamma = 0,001 - 0,05$ und zwischen $\gamma = 0,01 - 0,4$ in den nachbearbeiteten Bildern, wobei im Spektralkanal üblicherweise eine maximale Interferenzsichtbarkeit von $\gamma = 0,1$ erreicht wird. Die deutlich niedrigeren realen Werte für die Sichtbarkeit lassen sich durch nicht perfekte Optiken, mechanische Instabilitäten des Aufbaus und nicht perfekt ausgerichtete optische Komponenten erklären.

In den obigen Ausführungen werden lediglich die Reflexionen am Filmträger und am Film betrachtet. Die einfallende Beleuchtung und das reflektierte Licht müssen jeweils einmal den 50:50-Strahlteiler vor der Hohlwelle des Rotationsbeschichters passieren. Entsprechend erreicht maximal² 50 % der ursprünglichen Bestrahlungsstärke den Filmträger. Auf dem Weg der Reflexion zur Kamera gehen erneut 50 % der Intensität durch den Strahlteiler verloren. Somit stehen an der Kamera maximal 2,9 % ($\sum I_i$) der ursprünglichen Strahlungsintensität zur Verfügung. Die Interferenzsichtbarkeit wird hiervon nicht direkt beeinflusst. Allerdings nimmt das Signal-Rausch-

²Weitere Verluste, wie Reflexionen und Absorption an den Optiken, werden hier vernachlässigt.

Verhältnis durch die schwache Signalintensität ab. Mit der Definition des Signal-Rausch-Verhältnisses nach Pratt (2007)

$$SNR = \left(\frac{I_{\text{Amp}}}{\sigma_I} \right)^2 \quad (4.8)$$

kann mit der Signalamplitude I_{Amp} und der Standardabweichung des Kamerarauschens σ_I das Signal-Rausch-Verhältnis des Interferenzmusters bestimmt werden. Hierfür werden die nachbearbeiteten Interferogramme untersucht. Für den Topografiekanal beträgt die Standardabweichung des Rauschens $\sigma_I = 12$ a.u. und die Intensität der Signalamplitude liegt im Bereich zwischen $I_{\text{Amp}} = 20 - 80$ a.u. Das Signal-Rausch-Verhältnis liegt zwischen $SNR = 2,8$ und $SNR = 44,4$. Für den Spektralkanal liegt die Signalamplitude zwischen $I_{\text{Amp}} = 7$ a.u. und $I_{\text{Amp}} = 28$ a.u. mit einer Standardabweichung des Rauschens von $\sigma_I = 15$ a.u. Hieraus ergibt sich ein Signal-Rausch-Verhältnis von $SNR = 0,22$ bis $SNR = 3,48$.

Einfluss der Kohärenz auf die Interferenzsichtbarkeit

Die Grundvoraussetzung für das Auftreten von Interferenz ist, dass beide Wellen kohärent zueinander sind. Wie in Abschnitt 2.1.1 erläutert wurde, muss die maximale Wegdifferenz kleiner als die Kohärenzlänge des Lichtes sein, damit Interferenz auftritt. Die Kohärenzlänge ist abhängig von der Schwerpunktwellenlänge λ_0 und der spektralen Breite $\Delta\lambda$ des Lichtes. Für den verwendeten Laser im Topografiekanal kann die Kohärenzlänge zu

$$l_c = \sqrt{\frac{2 \cdot \ln(2)}{\pi}} \cdot \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} = 0,664 \cdot \frac{(645 \text{ nm})^2}{2,7 \text{ nm}} = 102,31 \text{ } \mu\text{m} \quad (4.9)$$

abgeschätzt werden. Damit ist die Annahme gerechtfertigt, dass die Reflexion am Filmträger nicht mit anderen Reflexionen interferieren kann, da aufgrund der Dicke des Filmträgers von $1000 \text{ } \mu\text{m}$ die Wegdifferenz immer größer als die Kohärenzlänge ist. Die Kohärenzfunktion ist allerdings keine Heaviside-Funktion, die bei Überschreiten der Kohärenzlänge den Interferenzterm sprunghaft zu Null setzt, sondern eine Funktion der optischen Wegdifferenz Λ und der Kohärenzlänge l_c der Beleuchtung. Nach Akcay et al.

(2002) kann die Interferenzsichtbarkeit für einen Laser mit gaußförmigen Intensitätsprofil unter Berücksichtigung der Kohärenzlänge durch

$$\gamma(\Lambda) = \frac{2\sqrt{I_2 \cdot I_3}}{I_1 + I_2 + I_3} \cdot \exp \left[- \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\Lambda}{n_F \cdot l_c} \right)^2 \right] \quad (4.10)$$

beschrieben werden. Die optische Wegdifferenz kann nach Gleichung 2.18 durch $\Lambda = 2 \cdot n_F \cdot \delta$ beschrieben werden und damit die Interferenzsichtbarkeit als Funktion der Filmdicke δ über

$$\gamma(\delta) = \frac{2\sqrt{I_2 \cdot I_3}}{I_1 + I_2 + I_3} \cdot \exp \left[-2\pi \left(\frac{\delta}{l_c} \right)^2 \right] \quad (4.11)$$

ausgedrückt werden. In Abbildung 4.1 ist auf der linken Seite die mit Gleichung 4.6 normierte Interferenzsichtbarkeit nach Gleichung 4.11 dargestellt. Ab einer Filmdicke von ca. 50 μm fällt die Interferenzsichtbarkeit bereits auf unter 20 % ihres ursprünglichen Wertes. Das Diagramm auf der rechten Seite zeigt den Bereich des zu erwartenden Signal-Rausch-Verhältnisses für den Topografiekanal unter Berücksichtigung der Kohärenzlänge und der Filmdicke. Das Diagramm basiert auf den oben diskutierten maximalen und minimalen Signal-Rausch-Verhältnissen in den Topografieaufnahmen. Für ein Signal-Rausch-Verhältnis $SNR = 1$ (rote punktierte Linie) ist spätestens eine Unterscheidung zwischen Rauschen und Signal nicht mehr ohne weiteres möglich und wird hier als Detektionsgrenze definiert. Für Aufnahmen mit einem schlechten Signal-Rausch-Verhältnis können maximal Filmdicken bis 30 μm bestimmt werden. Im Falle eines optimalen Interferenzsignals wird erst ein Signal-Rausch-Verhältnis von $SNR < 1$ für Filmdicken über 56 μm erreicht.

Für die Interferenzsichtbarkeit des Spektralkanals ist nicht die Kohärenzlänge der Beleuchtung ausschlaggebend, sondern die spektrale Auflösung des Spektrografen, da durch den Spektrografen auf jedem Kamerapixel ein kleiner Spektralbereich des ursprünglich breiten Spektrums der Beleuchtung zur Interferenz gebracht wird. Der verwendete Spektrograf kann mit drei unterschiedlichen optischen Gittern mit unterschiedlichen Gitterkonstanten betrieben werden. Je höher der Wert für die Gitterkonstante wird, desto größer ist die Beugung am Gitter, wodurch das Lichtspektrum weiter aufgefüchert wird. Daraus resultiert eine höhere spektrale Auflösung, weil ein kleinerer Spektralbereich auf dem Kamerasensor abgebildet wird. Die Gitterkonstanten und erreichbaren spektralen Auflösungen sind in Tabelle 4.1 zusammen-

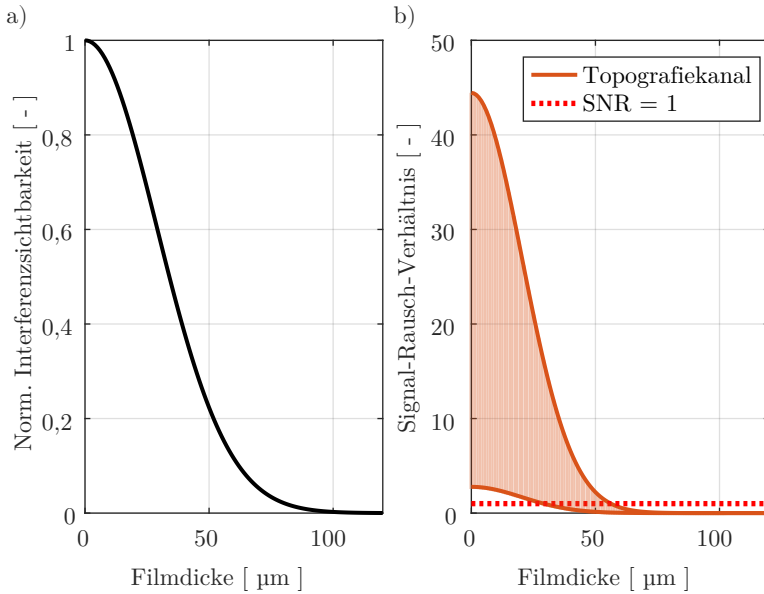


Abbildung 4.1: a) Normierte Interferenzsichtbarkeit in Abhängigkeit der Filmdicke unter Berücksichtigung der Kohärenzlänge des Lasers (Topografiekanal). b) Der theoretisch mögliche Bereich des Signal-Rausch-Verhältnisses für den Topografiekanal unter Berücksichtigung des Einflusses der Kohärenzlänge auf die Interferenzsichtbarkeit. Die gepunktete rote Linie gibt die Grenze an, ab der das Signal-Rausch-Verhältnis gleich Eins wird.

gefasst. Die Kohärenzlänge ist entsprechend Gleichung 4.9 eine Funktion der Wellenlänge und variiert mit der abgebildeten Wellenlänge auf den jeweiligen Kamerapixeln. In der Tabelle sind die Kohärenzlängen für das Pixel der kürzesten Wellenlänge $l_{c,\min}$ und der längsten Wellenlänge $l_{c,\max}$ angegeben. Wie oben bereits ausgeführt wurde, muss die Kohärenzlänge klein sein, damit die erste Reflexion am Filmträger keinen Interferenzbeitrag leistet. Dafür muss die Kohärenzlänge kleiner als die zweifache optische Dicke des Filmträgers sein und folglich kürzer als $3400\mu\text{m}$ sein. Das Gitter mit der größten zur Verfügung stehenden Gitterkonstante erfüllt damit die Bedingung nicht und kann entsprechend nicht eingesetzt werden. Im Spektralkanal wird der Wellenlängenbereich von 448 nm bis 505 nm ausgewertet. Mit dem größten Gitter wird ein großer Teil des Spektrums nicht genutzt. Alle Untersuchungen werden deshalb mit einem Beugungsgitter mit 300 Rillen/mm durchgeführt.

Tabelle 4.1: Spektraler Bereich ($\lambda_{\min}, \lambda_{\max}$), spektrale Auflösung ($\Delta\lambda$), die minimale und die maximale Kohärenzlänge ($l_{c,\min}, l_{c,\max}$) des Spektrografen mit der EMCCD-Kamera *Andor iXon DU-888E* für die verschiedenen Beugungsgitter des Spektrografen.

Beugungsgitter [Rillen/mm]	$\lambda_{\min}$ [nm]	$\lambda_{\max}$ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm/Pixel]	$l_{c,\min}$ [μm]	$l_{c,\max}$ [μm]
150	448	628	0,18	758	1490
300	448	538	0,09	1516	2187
1200	448	478	0,02	4549	5178

Die Wellenlängenabhängigkeit der Kohärenzlänge führt im Spektralkanal dazu, dass sich die Interferenzsichtbarkeit mit abnehmender Wellenlänge verschlechtert und somit eine Funktion der Pixelposition entlang der spektralen Achse ist.

Für die Abschätzung der Interferenzsichtbarkeit und das Signal-Rausch-Verhältnis werden die beiden Extremwerte für die Kohärenzlänge, bzw. die kürzeste (448 nm) und die längste ausgewertete Wellenlänge (505 nm) untersucht³. In Abbildung 4.2 sind die normierte Interferenzsichtbarkeit und das theoretisch zu erwartende Signal-Rausch-Verhältnis als Funktion der Filmdicke für beide Grenzwerte dargestellt. Der graue Bereich zwischen den Kurven entspricht den zu erwartenden Werten im Spektralkanal. Aufgrund der im Vergleich zum Topografiekanal deutlich längeren Kohärenzlänge ist selbst für Filmdicken bis 200 μm eine schwache Abnahme der Sichtbarkeit von ca. 10 % zu erwarten. Ebenfalls nimmt die Interferenzsichtbarkeit im betrachteten Filmdickenbereich nicht erheblich mit der Wellenlänge zu. Das Signal-Rausch-Verhältnis auf der rechten Seite entspricht ca. einem Zehntel des Topografiekanals. Für die kurzen Wellenlängen (blaue Kurven) wird das minimale Signal-Rausch-Verhältnis berücksichtigt und für die längeren Wellenlängen (rote Kurven) wird das maximale Verhältnis berücksichtigt. Die untere Grenze wird vom schlechten Signal-Rausch-Verhältnis dominiert und ist nahezu unabhängig von der Filmdicke. Die obere Grenze zeigt hingegen eine sichtbare Abhängigkeit von der Filmdicke. Insgesamt kann im Spektralkanal lediglich ein Signal-Rausch-Verhältnis zwischen 0,2 und 3,5

³Die hier angegebenen Wellenlängen unterscheiden sich von den Werten in Tabelle 4.1, da das obere Ende des Spektralbereichs zusätzlich von den Grenzwellenlängen der dichroitischen Strahlteiler begrenzt wird, siehe Kapitel 3.2.

erwartet werden, wodurch das Signal in der Größenordnung der Detektionsgrenze (Rauschgrenze) der Kamera liegt.

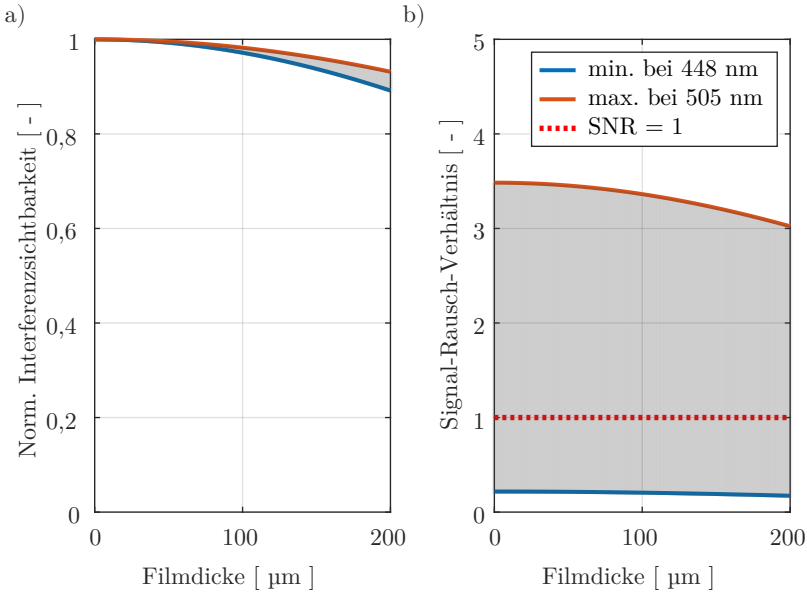


Abbildung 4.2: a) Normierte Interferenzsichtbarkeit im Spektralkanal als Funktion der Filmdicke unter Berücksichtigung der Kohärenzlänge. Die blaue Linie gibt die Sichtbarkeit für 448 nm und die orangene Linie für 505 nm an. b) Der theoretisch mögliche Bereich des Signal-Rausch-Verhältnisses für den Spektralkanal für beide Wellenlängen unter Berücksichtigung des Einflusses der Kohärenzlänge auf die Interferenzsichtbarkeit. Die blaue Kurve berücksichtigt das minimale SNR des Kanals und die rote Kurve das maximale SNR. Die punktierte rote Linie gibt die Grenze an, ab der das Signal-Rausch-Verhältnis gleich Eins wird.

4.1.2 Auflösungsvermögen

Die Kamera des Interferometers nimmt das Interferogramm bestehend aus den Interferenzringen auf. In der Bildauswertung muss die Phase, bzw. die örtliche Frequenz, des Interferenzmusters bestimmt werden. Die theoretisch notwendige Abtastfrequenz für ein Signal muss entsprechend der Nyquist-

Frequenz mindestens der doppelten Frequenz des abzutastenden Signals entsprechen, siehe Leis (2013).

Topografiekanal

Im Topografiekanal wird der Abstand der Interferenzringe und damit die räumliche Frequenz durch die Änderung der Filmdicke bestimmt. Zwischen zwei gleichen Extrema des Interferenzsignals im Topografiekanals liegt immer eine Filmdickenänderung von $\Delta\delta|_{\text{IF}} = \lambda/2 \cdot n_{\text{F}} = 0,22 \mu\text{m}$ vor. Mit dieser Filmdickenänderung kann die räumliche Interferenzfrequenz ν_{IF} als Kehrwert des Abstands zweier Interferenzextrema verstanden werden und in Abhängigkeit des Neigungswinkels des Films über

$$\nu_{\text{IF}} = \frac{\tan(\alpha)}{\Delta\delta|_{\text{IF}}} \quad (4.12)$$

bestimmt werden. ν_{IF} beschreibt nun die zu erwartende Signalfrequenz in den Interferogrammen.

Die maximal mögliche räumliche Abtastfrequenz wird durch zwei Faktoren limitiert, den Abstand der Pixel auf dem Kamerasensor und die optische Auflösungsgrenze der Optik, siehe Abschnitt 2.1.2. Die maximale Abtastfrequenz des Kamerasensors ν_{Kam} kann über die Vergrößerung des optischen Aufbaus M und der Pixelgröße l_{pix} zu $\nu_{\text{Kam}} = M/l_{\text{pix}} = 1175/\text{mm}$ bestimmt werden. Die optische Auflösung nach dem Kriterium von Abbe (1873) kann über die numerische Apertur der ersten Linse abgeschätzt werden. Die numerische Apertur der ersten Linse berechnet sich über den Abstand der Linse zum Filmträger (180 mm) und der Öffnungsweite der Linse (45,7 mm) zu 0,126. Die maximale optische Abtastfrequenz wird zu

$$\nu_{\text{Opt}} = \frac{1}{d_{\text{min}}} = \frac{2 \cdot NA}{1,22 \cdot \lambda} = 320,2/\text{mm} \quad (4.13)$$

bestimmt und ist damit kleiner als die Abtastfrequenz des Kamerasensors. Die Abtastfrequenz und damit das Auflösungsvermögen des Topografiekanals wird entsprechend durch die Optiken limitiert. Für eine Verbesserung der Abtastfrequenz muss die numerische Apertur der ersten Linse entweder durch die Verwendung einer Linse mit größerer Öffnungsweite oder durch einen geringeren Abstand zum Filmträger vergrößert werden. Die maximale Öffnungsweite ist durch die lichte Weite der Hohlwelle und der Abstand durch die Länge der Hohlwelle limitiert.

Durch Umstellung von Gleichung 4.12 kann mit der optischen Abtastfrequenz die maximal auflösbare Neigung des Films zu $\alpha = 4,0^\circ$ berechnet werden. Entsprechend des Abbe-Kriteriums grenzen sich Strukturen mit einer räumlichen Frequenz kleiner ν_{Opt} in der Abbildung sichtbar voneinander ab. Diese Abbildung wird anschließend mit der Abtastfrequenz ν_{Kam} abgetastet. Für die Berechnung muss deshalb die Frequenz nicht nach Nyquist halbiert werden, da $\nu_{\text{Kam}} > 2 \cdot \nu_{\text{Opt}}$ ist.

Aus den bisherigen Betrachtungen kann abgeleitet werden, dass das Auflösungsvermögen eine Funktion der Filmneigung ist. Mit abnehmender Filmneigung nimmt der Abstand zwischen zwei Interferenzextrema zu, wodurch das Signal mit mehr Pixeln auf dem Kamerasensor abgetastet wird. Der Zusammenhang zwischen theoretisch erreichbarer Filmdickenauflösung $\Delta\delta_{\text{Res}}$ und Filmneigung α wird mathematisch durch

$$\Delta\delta_{\text{res}} = \frac{\Delta\delta|_{\text{IF}}}{\left\lfloor \frac{\nu_{\text{Kam}} \cdot \Delta\delta|_{\text{Max}}}{\tan(\alpha)} - 1 \right\rfloor} \quad (4.14)$$

beschrieben, wobei mit $\lfloor \cdot \rfloor$ auf eine ganzzahlige Pixelanzahl abgerundet wird. In Abbildung 4.3 ist die Filmdickenauflösung als Funktion der Filmneigung aufgetragen. Mit steigender Filmneigung wird die Filmdickenauflösung schlechter und erreicht für die optische Auflösungsgrenze bei $\alpha = 4^\circ$ die schlechteste Auflösung von 110 nm, dies entspricht der Grenzauflösung nach Nyquist. Werte oberhalb der Grenzauflösung können nicht erreicht werden, da in diesem Fall die Interferenzextrema auf benachbarten Pixeln liegen und somit nicht zwischen ihnen unterschieden werden kann. Wie oben beschrieben wurde, würde eine Kamera mit kleineren und mehr Pixeln nicht die maximal auflösbare Filmneigung steigern, allerdings können durch eine bessere Abtastung mit einer hochauflösenden Kamera die Stufen in Richtung Filmdickenauflösung und Filmneigung verkleinert werden und somit eine bessere Filmdickenauflösung erreicht werden.

Spektralkanal

Im Gegensatz zum Topografiekanal, in dem ausschließlich die räumliche Auflösung betrachtet werden muss, löst der Spektralkanal auf der vertikalen Achse das Signal räumlich und auf der horizontalen Achse spektral auf. Für den Spektralkanal muss deshalb zusätzlich die spektrale Auflösung betrachtet werden. Im Spektralkanal wird jede Pixelspalte mit einem anderen Wel-

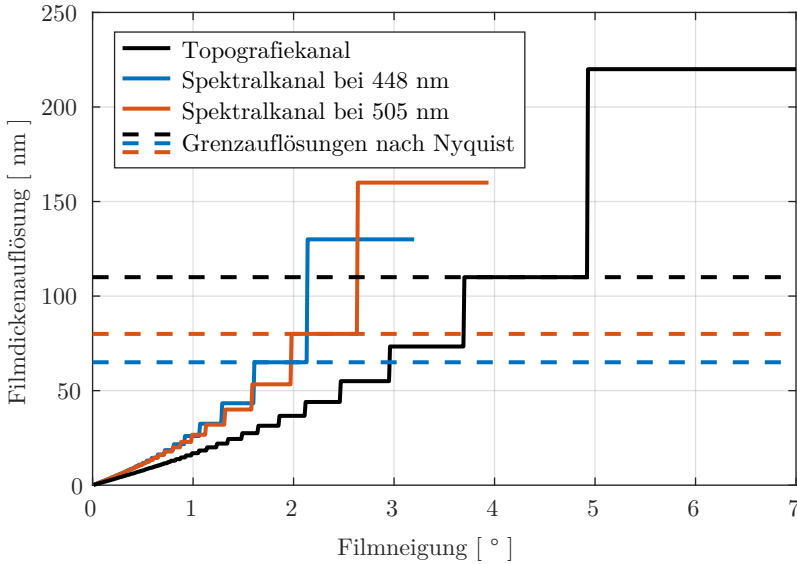


Abbildung 4.3: Theoretisch erreichbare Filmdickenauflösung als Funktion der Filmneigung für beide Kanäle. Für den Spektralkanal sind die Auflösung für die kürzeste (blau, 400 nm) und die längste (rot, 505 nm) Wellenlänge dargestellt. Die gestrichelten Linien geben die korrespondierenden Grenzauflösungen entsprechend der Nyquist-Frequenz an.

lenlängenbereich der Weißlichtquelle⁴ beleuchtet und entsprechend ändert sich das Auflösungsvermögen des Kanals zusätzlich mit der Wellenlänge.

Für die folgenden Betrachtungen wird jeweils zwischen der oberen und der unteren Wellenlänge mit 448 nm bzw. 505 nm unterschieden. Analog zum vorhergehenden Abschnitt wird zunächst die örtliche Auflösung der Interferenzringe im Spektralkanal betrachtet. Hierbei bewirken eine Filmdickenänderung von 0,13 μm bei 448 nm, bzw. 0,16 μm bei 505 nm Wellenlänge, eine Phasenverschiebung um 2π . Im Spektralkanal beträgt die Abtastfrequenz 862/mm und die optische Auflösungsgrenze ebenfalls $\nu_{\text{Opt}} = 320,2/\text{m}$, da beide Kanäle dieselbe Empfangsoptik nutzen. Wie in Abbildung 4.3 gezeigt wird, ist die Filmdickenauflösung im Spektralkanal schlechter als im Topografiekanal. Die Nyquist-Frequenz wird bereits bei Filmneigungen von größer

⁴Hier werden Abbildungsfehler im Spektrografen, die zu Spektralverschiebungen entlang der vertikalen Sensorachse führen können, vernachlässigt. Detaillierte Untersuchungen hierzu können in Polder et al. (2003) gefunden werden.

2,1° (448 nm), bzw. 2,7° (505 nm) überschritten, da die kürzeren Wellenlängen eine höhere örtliche Frequenz der Interferenzringe bedingen.

Entlang der horizontalen Achse des Kamerasensors wird das Licht ausgehend von einem einzelnen Punkt des Interferogramms spektral aufgefächert. An diesem einzelnen Punkt ist die Filmdicke konstant und die Neigung des Films wird vernachlässigt. Entlang der spektralen Achse tritt ein Interferenzmaximum auf, wenn die Wellenlänge einem ganzzahligen vielfachen der optischen Dicke des Films (Produkt aus Filmdicke und Brechungsindex) entspricht. Mit steigender Filmdicke nimmt entsprechend die Interferenzfrequenz zu. Für die Auswertung der Interferogramme bietet sich, wie bereits in Abschnitt 3.2.4 diskutiert, eine Betrachtung der Wellenzahl anstatt der Wellenlänge an, da der Abstand der Interferenzringe bei Betrachtung der Wellenzahl konstant bleibt. Die maximale Filmdicke kann über

$$\nu_{\text{IF,Spek}} = 2 \cdot n_{\text{F}} \cdot 2 \cdot \Delta k_{\text{min}} \quad (4.15)$$

bestimmt werden. Δk_{min} ist hierbei die Auflösung der Wellenzahl im Spektrografen und wird entsprechend der Nyquist-Frequenz verdoppelt. Aufgrund des Beugungsgitters ist die spektrale Dispersion linear zur Wellenlänge und nicht zur Wellenzahl. Δk_{min} ist damit eine nichtlineare Funktion der Wellenlänge und die maximal detektierbare Filmdicke ist eine Funktion der Wellenlänge. Dieser Zusammenhang wird durch

$$\delta_{\text{max}}(\lambda) = \frac{1}{4 \cdot n_{\text{F}} \cdot \Delta k_{\text{min}}(\lambda)} = \frac{\lambda^2 + \Delta\lambda \cdot \lambda}{4 \cdot n_{\text{F}} \cdot \Delta\lambda} \quad (4.16)$$

beschrieben und ist in Abbildung 4.4 a) dargestellt. Die theoretisch maximal detektierbare Filmdicke steigt mit der Wellenlänge von 306 µm auf 479 µm an (durchgezogene Linie), da die spektrale Auflösung der Wellenzahl zunimmt. Die gestrichelte Linie in Abbildung 4.4 a) zeigt im Vergleich die steigende Auflösung der Wellenzahl mit der Wellenlänge.

Der Abstand der Interferenzringe im Spektralkanal (spektrale Interferenzfrequenz) ist ein direktes Maß für die Filmdicke. Analog zu Gleichung 4.16 kann die Filmdickenauflösung im Spektralkanal $\Delta\delta_{\text{Spek}}$ über

$$\Delta\delta_{\text{Spek}} = \frac{1}{2 \cdot n_{\text{F}}} \left(\frac{1}{\Delta Y \cdot \Delta k_{\text{min}}(\lambda)} - \frac{1}{(\Delta Y + 1) \cdot \Delta k_{\text{min}}(\lambda)} \right) \quad (4.17)$$

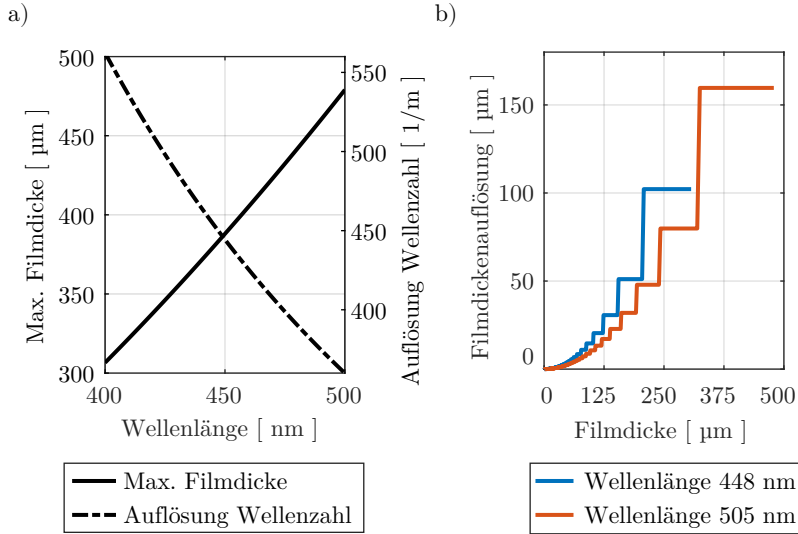


Abbildung 4.4: a) Wellenlängenabhängige Auflösung der Wellenzahl (gestrichelte Linie) im Spektrografen und sich daraus ergebende maximal detektierbare Filmdicke. b) Absolute und relative Filmdickenauflösung in Abhängigkeit der Filmdicke für die Wellenlängen 400 nm (blaue Linien) und 505 nm (rote Linie) im Spektralkanal.

bestimmt werden. $\Delta k_{\min}(\lambda)$ gibt die Auflösung der Wellenzahl des Spektrografen bei der Wellenlänge λ an. ΔY gibt den Pixelabstand zweier Interferenzextrema auf dem Kamerasensor an und ist über

$$\Delta Y = \left\lfloor \frac{1}{2 \cdot n_F \cdot \Delta k_{\min} \cdot \delta} \right\rfloor \quad (4.18)$$

mit der Wellenlänge verknüpft. In Abbildung 4.4 b) ist der Verlauf der Filmdickenauflösung in Abhängigkeit der Filmdicke für die beiden Wellenlängengrenzen 400 nm (blaue Linie) und 505 nm (rote Linie) aufgetragen. Der gestufte Verlauf ergibt sich hier wieder aufgrund der ganzzahligen Pixelwerte. Analog zum Topografiekanal läuft die Auflösungsgrenze mit abnehmender Filmdicke wieder gegen Null und verschlechtert sich mit zunehmender Filmdicke überproportional. Im Vergleich zum Topografiekanal, wo die Grenzauflösung in der Größenordnung von 100 nm lag, erreicht der Spektralkanal eine Grenzauflösung in der Größenordnung von 100 μm und ist damit um

drei Größenordnungen schlechter als der Topografiekanal. Allerdings überschreitet der Filmdickenmessbereich im Spektralkanal den Messbereich im Topografiekanal um ein Vielfaches. Für Filme dünner als $30\text{ }\mu\text{m}$, für die ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis im Topografiekanal erzielt wird, erreicht der Spektralkanal Filmdickenauflösungen von kleiner $1\text{ }\mu\text{m}$ und nähert sich damit dem Topografiekanal an.

4.1.3 Neigungsfehler

Für die Herleitung des Zusammenhangs zwischen Filmdicke und optischer Wegdifferenz der reflektierten Lichtstrahlen am Filmträger und an der Filmoberfläche wurden im Abschnitt 2.1.1 zwei Vereinfachungen getroffen: i) die einfallenden Lichtstrahlen treffen senkrecht auf den Filmträger und ii) die Neigung des Films α ist klein, damit die Annahme $\cos(2 \cdot \alpha) \approx 1$ gerechtfertigt ist. Im Folgenden werden die Gültigkeit dieser Annahmen und die daraus resultierende Abweichung abgeschätzt.

In Abbildung 4.5 ist der allgemeine Fall für einen schrägen Lichteinfall unter dem Winkel Θ_i und einem Oberflächenwinkel $\alpha > 0$ dargestellt. Die reflektierten Lichtstrahlen werden im Bildpunkt P auf dem Kamerasensor abgebildet. In der Abbildung scheinen die Lichtstrahlen nicht von der eigentlichen Reflexionsstelle zu kommen, sondern von einem virtuellen Objektpunkt VP an einer anderen Stelle. Die zurückgelegte Wegstrecke der beiden Reflexionen I_1 und I_2 aus dem virtuellen Punkt VP zum Bildpunkt P ist gleich lang. Die optische Wegdifferenz der beiden Strahlen berechnet

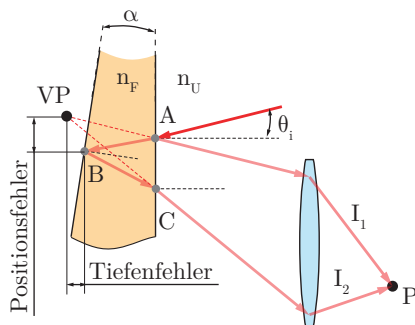


Abb. 4.5: Optischer Strahlengang und realer (P) und virtueller (VP) Bildpunkt der Reflexion an einem geneigten Film unter nicht senkrechtem Lichteinfall.

sich entsprechend aus der Differenz der optischen Weglängen zwischen dem realen Reflexionspunkt und dem virtuellen Objektpunkt VP , wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben. Die optische Weglängendifferenz Λ ist zum einen über

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Lambda \quad (4.19)$$

mit der Phase ϕ des Interferenzmusters verknüpft. Zum anderen hängt sie von der Filmdicke δ ab. Unter Berücksichtigung der Vereinfachungen i) und ii) kann der Zusammenhang über

$$\Lambda_A(\delta) \approx 2 \cdot n_F \cdot \delta \quad (4.20)$$

beschrieben werden. Ohne die Vereinfachungen wird die reale optische Weglängendifferenz durch den Film eine Funktion von Filmdicke, Einfallswinkel, Oberflächenwinkel und kann über

$$\Lambda_B(\delta, \Theta_i, \alpha) = n_F \cdot \delta \cdot \left(\frac{1}{\cos[\Theta_{n1}(\Theta_i)]} + \frac{1}{\cos[\Theta_{n2}(\Theta_i, \alpha)]} \right) \quad (4.21)$$

beschrieben werden. Hierbei ist Θ_{n1} der Brechungswinkel an der ebenen Filmoberfläche beim Eintritt des Lichtstrahls in den Film und Θ_{n2} der Brechungswinkel beim Austritt aus dem Film. Die Winkel können entsprechend zu

$$\Theta_{n1} = \sin^{-1} \left(\frac{n_U}{n_F} \cdot \sin(\theta_i) \right), \quad (4.22)$$

$$\Theta_{n2} = 2 \cdot \alpha + \Theta_{n1}(\Theta_i) \quad (4.23)$$

berechnet werden. Die Herleitung hierzu kann in Anhang A.1 gefunden werden. Die optische Weglängendifferenz der beiden Strahlen im Punkt P entspricht der Differenz zwischen Λ_B und Λ_{VP} ⁵. Λ_{VP} ist die optische Wegdifferenz beider Strahlen ausgehend vom virtuellen Objektpunkt. Die Bestimmung der Lage des virtuellen Objektpunktes erfolgt durch Schnittpunktermittlung der beiden austretenden Strahlen aus dem Film. Durch Einsetzen der realen optischen Wegdifferenz aus Gleichung 4.21 in die vereinfachte Gleichung 4.20 kann die gemessene Filmdicke berechnet werden und die relative Messabweichung über

$$F_{\mathcal{L}} = \frac{\Lambda_B - \Lambda_{VP} - \delta}{\delta} \quad (4.24)$$

abgeschätzt werden. Die relative Messabweichung in Abhängigkeit des Einfallswinkels und des Oberflächenwinkels ist in Abbildung 4.6 a) dargestellt. Die Abweichung ist unabhängig von der Filmdicke und steigt mit dem Oberflächenwinkel (Kurvenschar) und dem Einfallswinkel (Abszisse) an, wobei die Abhängigkeit vom Oberflächenwinkel stärker als die Abhängigkeit vom Einfallswinkel ist. In Abschnitt 4.1.2 wurde anhand der Auflösungsgrenzen

⁵Die hier verwendete optische Wegdifferenz ausgehend von VP vernachlässigt die Änderung des Brechungsindex auf der linken Seite des Films in Abbildung 4.5.

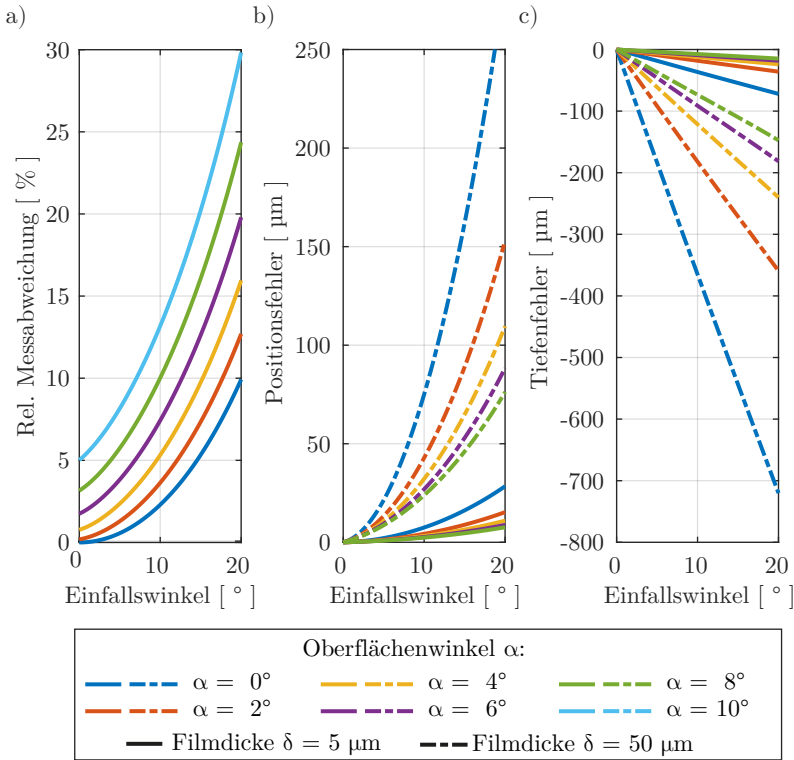


Abbildung 4.6: Auswirkungen des Einfallswinkels der Beleuchtung, des Oberflächenwinkels und der Filmdicke auf die optische Weglänge und die Lokalisierung der Interferenzstreifen. a) zeigt die relative Messabweichung der Filmdicke (unabhängig von der Filmdicke). b) Lokalisierungsfehler senkrecht zur optischen Achse (Positionsfehler). c) Lokalisierungsfehler entlang der optischen Achse (Tiefenfehler).

erläutert, dass Oberflächenwinkel $\alpha > 4^\circ$ im Topografiekanal und $\alpha > 2,7^\circ$ im Spektralkanal nicht mehr aufgelöst werden können. Für die Anwendung des Interferometers am Rotationsbeschichter werden die theoretisch maximal möglichen Einfallswinkel durch die Hohlwelle und die erste Linse beschränkt, damit gilt für die Einfallswinkel $\Theta_i < 7,2^\circ$. Unter Berücksichtigung dieser beiden Einschränkungen kann der maximale relative Messfehler durch die

Vereinfachungen zu 3,5 % im Topografiekanal und zu 2,7 % im Spektralkanal abgeschätzt werden.

Der Einfallswinkel der Beleuchtung und die Neigung des Films bewirken eine direkte Messabweichung in der Filmdickenmessung und führen ebenfalls zu einem Lokalisierungsfehler, siehe (Hecht und Schleitzer, 2009, Kap. 6.5). Das Interferenzmuster, welches sich auf dem Sensor der Kamera ergibt, scheint aus Strahlen aus dem Punkt VP heraus entstanden zu sein. Der Punkt VP liegt aber in Abhängigkeit des Einfallswinkels, der Filmdicke und der Filmneigung an Positionen, die vom eigentlichen Reflexionspunkt entfernt liegen. Der Abstand des virtuellen Objektpunktes und dem realen Reflexionspunkt B senkrecht zur optischen Achse wird im Folgenden Positionsfehler genannt und der Abstand zwischen VP und B entlang der optischen Achse wird Tiefenfehler genannt (siehe Abbildung 4.5).

Der Positionsfehler ist in Abbildung 4.6 b) dargestellt und nimmt mit dem Einfallswinkel und der Filmdicke zu aber mit dem Oberflächenwinkel ab. Für den Grenzfall eines flachen Films unter senkrechter Beleuchtung wird der Positionsfehler Null, da VP und B zusammenfallen. Für dickere flache Filme kann der Positionsfehler groß werden. Für einen flachen, $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Film unter dem maximal möglichen Einfallswinkel am Rotationsbeschichter ($7,2^\circ$) beträgt der Positionsfehler knapp $41\text{ }\mu\text{m}$. Analoge Zusammenhänge zeigen sich bei der Betrachtung des Tiefenfehlers in Abbildung 4.6 c). Für den gleichen flachen Film ergibt sich hier ein Fehler von ca. $-264\text{ }\mu\text{m}$. Das negative Vorzeichen besagt, dass der virtuelle Objektpunkt hinter dem Film liegt, wie in Abbildung 4.5 dargestellt. Für die Abbildung des Interferenzmusters hat der Tiefenfehler Einfluss auf die Bildschärfe. Die Empfangsoptik ist auf eine definierte Ebene hinter dem Filmträger fokussiert und bildet alle Objektpunkte dieser Ebene scharf auf dem Bildsensor ab. Der Tiefenfehler bewirkt eine Verschiebung der Objektpunkte aus dieser Ebene und die Interferenzmuster werden entsprechend unschärfer dargestellt. Die verwendete Mikroskopoptik ist mit einem Tiefschärfebereich von $3,5\text{ }\mu\text{m}$ angegeben.

Die bisherigen Betrachtungen beziehen sich auf einen zweidimensionalen Film mit konstantem Oberflächenwinkel. Für einen welligen dreidimensionalen Film, wie er während der SWFI auftritt, werden die Zusammenhänge deutlich komplizierter, da der Film in zwei Raumrichtungen gekrümmt ist. Somit können virtuelle Objektpunkte von mehreren Reflexionspunkten zusammenfallen und sich in einem Bildpunkt überlagern. Für einen einzelnen Reflexionspunkt erzeugen Lichtstrahlen mit unterschiedlichen Einfallswinkeln Interferenzstreifen, die aus verschiedenen virtuellen Punkten zu kommen scheinen und damit an unterschiedlichen Stellen auf dem Sensor abgebildet werden. Bei Betrachtung dieser möglichen Zustände scheint eine Be-

stimmung eines klaren Interferenzmusters unmöglich, da immer eine Überlagerung verschiedener Interferenzmuster besteht. Die geringe Tiefenschärfe ($3,5\text{ }\mu\text{m}$) der Optik bildet alle Strahlen außerhalb der Schärfeebene unscharf ab, wodurch die Überlagerung der verschiedenen Interferenzmuster deutlich abgeschwächt wird und die Aufnahme eines kontraststarken Interferenzmusters ermöglicht wird. Weiterhin bringt der Tiefenfehler in Kombination mit einer nicht senkrechten und nicht vollständig kollimierten Beleuchtung einen entscheidenden Vorteil, denn durch die Variation des Einfallswinkels entstehen Interferenzmuster in einem weiten Tiefenbereich hinter der eigentlichen Filmoberflächen. Genau dieser Bereich wird vom Tiefenfehler in Abbildung 4.6 c) beschrieben und ist essentiell für die Anwendbarkeit der Messtechnik auf die SWFI, da die Filmdicke unbekannt ist und variiert. Die Ausrichtung der optischen Objektebene a priori auf die Position der noch unbekannten Filmoberfläche ist nicht zuverlässig möglich. Aufgrund der Verteilung der virtuellen Objektpunkte entlang der optischen Achse werden die reflektierten Lichtstrahlen scharf abgebildet, die bei der vorliegenden Filmdicke, dem vorliegenden Oberflächenwinkel und einem bestimmten Einfallswinkel ihren virtuellen Objektpunkt gerade in der Objektebene der Optiken haben. Dabei ist zu beachten, dass damit der Positionsfehler variiert und die Lokalisierung der Interferenzstreifen quer zur optischen Achse in einem weiten Bereich liegen kann.

4.1.4 Analyse der Bildauswertung

Bisher wurden die physikalischen Limitierungen des Messsystems und ihre Auswirkungen auf die Messgröße und die Messgenauigkeit untersucht. Im Folgenden wird der Einfluss von Abbildungsfehlern und Bildauswertung auf das Messergebnis näher betrachtet. Dabei werden die oben betrachteten Zusammenhänge bezüglich Reflexionseigenschaften, Kohärenzlänge, Auflösungsvermögen und des zu erwartenden Signal-Rausch-Verhältnisses berücksichtigt.

Zu diesem Zweck wird ein generisches Filmprofil erzeugt und das entsprechende Interferogramm unter der Verwendung der Systemparameter für den Topografiekanal und den Spektralkanal abgeleitet. Die Intensitäten werden hierfür über die Gleichungen 4.3 bis 4.5 bestimmt. Mit Gleichung 4.11 wird die Interferenzsichtbarkeit unter Berücksichtigung der Filmdicke und der Kohärenzlänge berechnet. Die Modulation des Interferenzmusters wird über Gleichung 2.21 für den Topografiekanal und Gleichung 2.23 für den Spektralkanal bestimmt und in Gleichung 2.15 eingesetzt. Als Basis für das generische Interferogramm wird die *Peaks*-Funktion in Matlab verwendet.

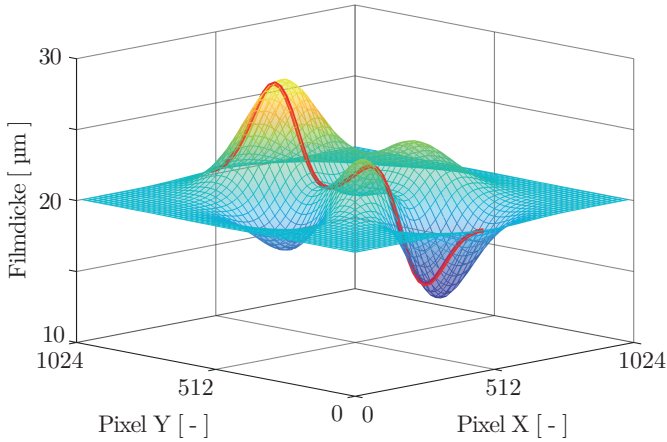


Abbildung 4.7: Höhenprofil (*Matlab Peaks*-Funktion) für die Erzeugung generischer Interferogramme zur Analyse der Bildauswertung. Auf Basis des Höhenprofils entlang der roten Linie wird das spektrale Interferogramm für den Spektralkanal erzeugt.

Die Funktion erzeugt ein kontinuierliches Höhenprofil mit drei unterschiedlichen Erhebungen in positiver Richtung und zwei unterschiedlichen Senken in negativer Richtung (siehe Abbildung 4.7). Das Höhenprofil wird normiert und durch anschließende Multiplikation mit der Höhenamplitude kann der sich ergebende Oberflächenwinkel beeinflusst werden. Die ungestörte Filmdicke wird zusätzlich auf das Höhenprofil addiert. Nach Ableitung des resultierenden Interferenzmusters wird zusätzlich noch weißes Rauschen auf das Interferogramm addiert.

Mit diesen generischen Interferogrammen soll die Sensitivität der Messgenauigkeit auf die Interferenzfrequenz, resultierend aus dem Oberflächenwinkel, und dem Signal-Rausch-Verhältnis untersucht werden. Durch Variation der Höhenamplitude wird die Interferenzfrequenz eingestellt. Die Stärke des weißen Rauschens wird durch Vorgabe eines definierten Signal-Rausch-Verhältnisses anhand Gleichung 4.8 und der Signalamplitude in der Interferenzsichtbarkeit (Zähler in Gl. 4.6) variiert. Die Abschwächung der Interferenzamplitude durch die endliche Kohärenzlänge nach Gleichung 4.11 wird für die Bestimmung des Rauschanteils nicht berücksichtigt. Eine lokale Änderung der Hintergrundhelligkeit, wie sie zwangsläufig in realen Interferogram-

men auftritt, wird in den generischen Interferogrammen nicht berücksichtigt, da diese weitgehend durch die Bildnachbearbeitung korrigiert werden kann.

Für die Untersuchungen werden der maximale Oberflächenwinkel (drei Einstellungen) und das Signal-Rausch-Verhältnis (vier Einstellungen) in den generischen Höhenprofilen variiert. In Abbildung 4.8 in der ersten Zeile sind die generierten Interferogramme für den Topografiekanal (a.1) und den Spektralkanal (a.2) dargestellt. Für beide Fälle sind die Interferogramme mit den schwächsten Signal-Rausch-Verhältnissen gezeigt. Der Topografiekanal hat ein Signal-Rausch-Verhältnis von $SNR = 5$, während der Spektralkanal eines von $SNR = 1$ aufweist. Entsprechend schwach sind die Interferenzmuster insbesondere im Spektralkanal zu erkennen. Der maximale Oberflächenwinkel ist $\alpha \leq 4,1^\circ$. Bildbereiche mit großen Gradienten sind durch eine große Anzahl an Streifen gekennzeichnet und entlang der vertikalen Mittelachse des Topografiekanals zu finden. Entlang dieser Achse ist aus dem Höhenprofil das Interferogramm für den Spektralkanal abgeleitet worden (rote Linie in Abbildung 4.7). In den Ecken des Topografie-Interferogramms sind keine Interferenzstreifen zu erkennen, da hier das Höhenprofil flach ausläuft.

In der zweiten Bildzeile (b.1/b.2) in Abbildung 4.8 sind die berechneten Phasen gezeigt. Zur besseren Anschaulichkeit wird das Modulo der Division der Phase mit 2π gezeigt, dies ermöglicht eine einfache farbliche Zuordnung zu den Interferenzstreifen. An der Kante zwischen Schwarz (0) und Weiß (2π) wird $\cos(\phi) = 1$ und der Interferenztherm wird maximal, was einem Interferenzmaximum entspricht. Die berechnete Phase scheint mit dem Interferogramm übereinzustimmen. Im Topografiekanal deuten Werte von 2π am rechten und linken Rand auf Maxima hin, die im Interferogramm nicht ersichtlich sind. In der dritten Bildreihe (c) sind die Höhenprofile für Topografie- und Spektralkanal dargestellt, die aus den ermittelten Phasen berechnet wurden. Das zweidimensionale Höhenprofil des Topografiekanals wurde entsprechend mit den Daten aus dem Spektralkanal ergänzt, um den Phasenversatz auszugleichen. Beide Kanäle zeigen ein stetiges Höhenprofil. Der iGRPT-Algorithmus ermittelt teilweise vorzeichenfalsche Gradienten im Topografiekanal, damit werden Erhebungen zu Senken und umgekehrt. In diesem Fall ist selbst nach der Korrektur mit den Spektraldaten eine große Abweichung zwischen beiden Kanälen vorhanden und die Phase im Topografiekanal muss invertiert werden. Der daraus resultierende Phasenversatz ist wieder konstant und wird anschließend über das Zusammenführen mit den spektralen Daten korrigiert. In der automatisierten Auswertung werden hierfür die normale und invertierte Phase des Topografiekanals zur Berechnung der Filmdicke verwendet. Zum Schluss wird das Ergebnis mit der kleineren Abweichung zum Spektralkanal verwendet.

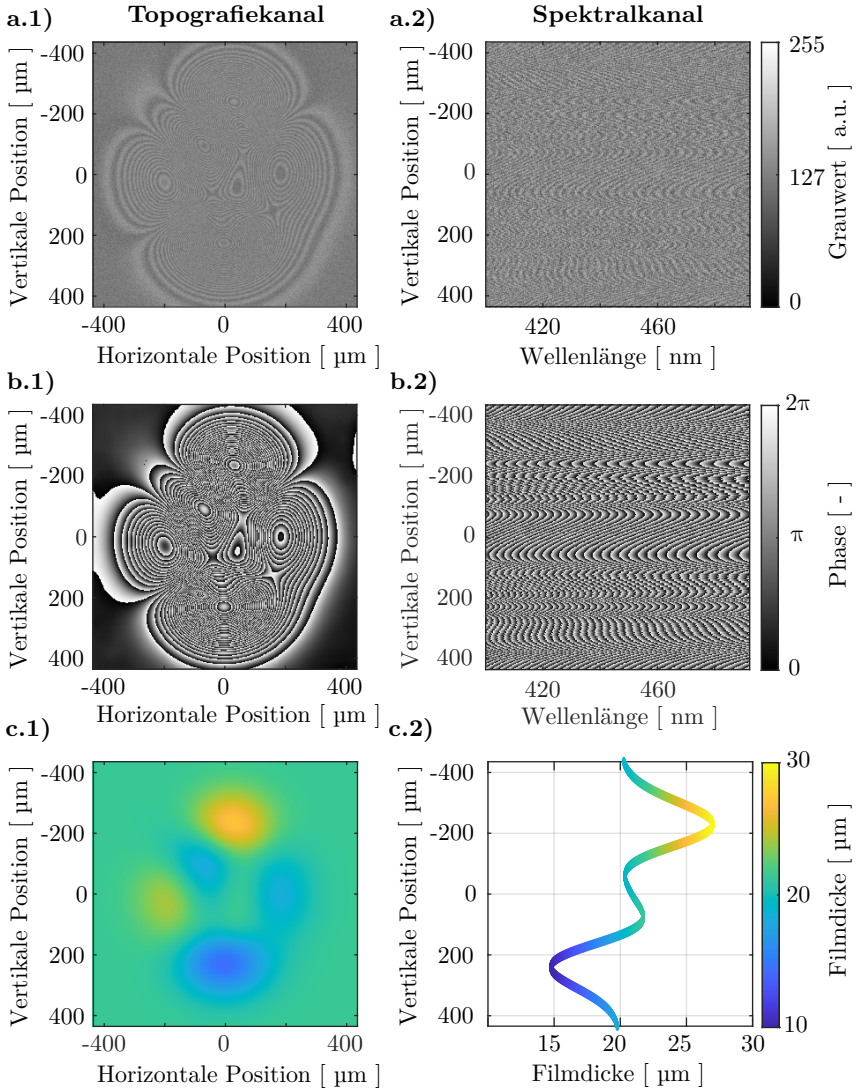


Abbildung 4.8: Demodulation der generischen Höhenprofile mit dem iGRPT-Algorithmus. Linke Spalte (.1) zeigt die Daten für den Topografiekanal und die rechte (.2) den Spektralkanal. a) zeigt die generisch erzeugten Interferogramme. b) zeigt die ermittelte Interferenzphase und c), dass daraus abgeleitete Höhenprofil.

Die bisherigen Betrachtungen waren rein qualitativ und lassen noch keine Rückschlüsse auf die quantitative Genauigkeit des iGRPT-Algorithmus zu. Deshalb wird im Folgenden die relative Abweichung zwischen dem ursprünglichen und dem mit dem iGRPT-Algorithmus bestimmten Höhenprofil für verschiedene Signal-Rausch-Verhältnisse und verschiedene maximale Oberflächenwinkel betrachtet. In Abbildung 4.9 a) ist die relative Abweichung für den Topografiekanal dargestellt. Die relative Abweichung liegt für alle untersuchten Interferogramme in einem Bereich zwischen $10^{-4} \%$ und $3 \cdot 10^{-4} \%$. Die Fehlerbalken im Diagramm geben die Standardabweichung der Abweichung zwischen allen Pixeln eines Interferogramms an. Die Abweichung nimmt mit kleiner werdendem Signal-Rausch-Verhältnis tendenziell zu. Die Abhängigkeit der Abweichung vom Signal-Rausch-Verhältnis ist insgesamt als vernachlässigbar einzustufen. Mit steigendem maximalen Oberflächenwinkel ist keine Zunahme der mittleren Abweichung zu erkennen. Allerdings nimmt die Standardabweichung der Abweichung sichtbar zu. Als Schlussfolgerung kann festgehalten werden, dass der iGRPT Algorithmus zuverlässige Ergebnisse liefert. In den untersuchten Fällen sind ausschließlich einzelne Pixel fehlerhaft demoduliert worden, deren Effekt auf den mittleren Messfehler entsprechend klein ist und sich in den Standardabweichungen niederschlagen. Die absolute Abweichung zwischen der ermittelten Filmdicke und der tatsächlichen Filmdicke beträgt in allen untersuchten Fällen maximal $3,4 \mu\text{m}$.

In Abbildung 4.9 b) sind analog die Auswertungen für den Spektralkanal gezeigt. Die mittlere Abweichung ist im Schnitt nahezu eine Größenordnung besser als im Topografiekanal und liegt zwischen $2 \cdot 10^{-5} \%$ und $8 \cdot 10^{-5} \%$ mit vernachlässigbarer Standardabweichung. Das ist der Fall, da für jeden Messpunkt im Höhenprofil entlang der spektralen Achse direkt 1024 Phasemesspunkte vorliegen, aus denen die Filmdicke bestimmt werden kann. Dementsprechend niedrig ist die resultierende Standardabweichung. Die Abweichung nimmt deutlich mit schlechter werdendem Signal-Rausch-Verhältnis zu. Das Minimum wird für das rauschfreie Interferogramm mit einer mittleren Abweichung von $2,3 \cdot 10^{-5} \%$ erreicht. Die Abweichung nimmt im Interferogramm mit Oberflächenwinkeln bis zu $5,8^\circ$ deutlich zu. Diese Zunahme ist erwartbar, da der maximale Oberflächenwinkel oberhalb des theoretisch auflösbaren Oberflächenwinkels liegt, siehe Abschnitt 4.1.2. Die niedrigen Abweichungen für große Oberflächenwinkel zeigt die Stärken des iGRPT-Algorithmus. Denn durch die Modelle für Hintergrundhelligkeit, Amplitudenhelligkeit und Phase unter Berücksichtigung der entsprechenden Größen in der Umgebung werden kleinere Bereiche, in dem die Auflösung nicht ausreicht oder das Signal zu schwach ist, ausgeglichen und eine Auswertung

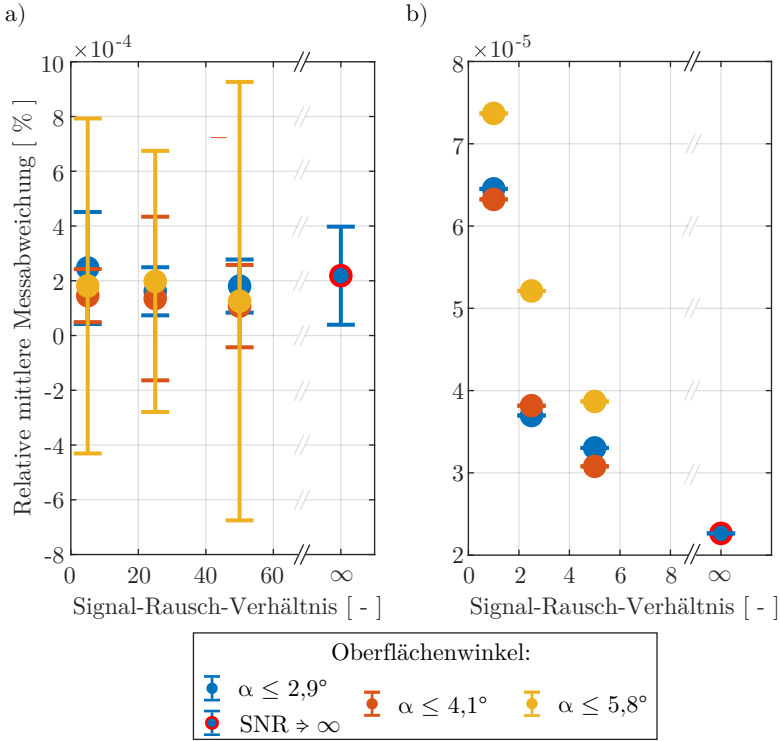


Abbildung 4.9: Relative Abweichung zwischen dem berechneten Höhenprofil und dem generischen Höhenprofil für den Topografiekanal in a) und den Spektralkanal in b) für verschiedene Höhenprofile mit unterschiedlichen maximalen Oberflächenwinkeln α und variierenden Signal-Rausch-Verhältnissen. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der Abweichung zwischen den einzelnen Pixeln an.

trotzdem möglich. Dennoch zeigt Abbildung 4.9 b) eine exponentielle Abnahme der Messgenauigkeit bei abnehmenden Signal-Rausch-Verhältnis. In den realen Interferogrammen werden teilweise Verhältnisse von $SNR < 1$ erreicht, in diesen Fällen kann die Demodulation der Spektral-Interferogramme mit dem iGRPT-Algorithmus fehlschlagen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Fehler auf Basis der Auswertung ($< 2 \cdot 10^{-4} \%$) um mehrere Größenordnungen kleiner sind als die optischen Fehler durch eine nicht senkrechte Beleuchtung ($< 3,5 \%$). In der

Fehlerabschätzung kann die Auswertung entsprechend vernachlässigt werden. Die relative Messabweichung für das spektral auflösende Weißlichtinterferometer kann mit 3,5 % angegeben werden. Weiterhin muss damit gerechnet werden, dass die gemessenen Filmdicken einen Positionsfehler von bis zu 50 μm aufweisen können.

Rechenzeit

Ein weiterer Faktor bei der Anwendung des iGRPT-Algorithmus ist die Rechenzeit, die zur Lösung des umfangreichen Optimierungsproblems benötigt wird. Bei der Anwendung von Hochgeschwindigkeitskameras müssen für eine einzelne Messung viele Interferogramme ausgewertet werden. Anhand der generischen Interferogramme wurde deshalb der Einfluss des Oberflächenwinkels und des Signal-Rausch-Verhältnisses auf die Anzahl der Iterationen zur Lösung des Optimierungsproblems und die damit verbundene Rechenzeit untersucht. Die Berechnungen wurden mit *Matlab* auf einem Rechencluster mit *Intel Xeon Silver 4214* CPUs ausgeführt. Das Skript wurde nicht parallelisiert und entsprechend auf einem CPU-Kern ausgeführt. Die notwendigen Iterationen zur Bestimmung der Phase in einem Interferogramm sind in Abbildung 4.10 dargestellt. a) gibt die Werte für den Topografiekanal und b) die Werte für den Spektralkanal an. Die mittlere Rechenzeit kann auf der rechten Ordinate abgelesen werden, hierfür würde für alle durchgeführten Berechnungen in einem Kanal die mittlere Zeit pro Iteration bestimmt und die Achse damit skaliert. Für beide Kanäle steigt die Anzahl notwendiger Iterationen von ca. zwölf Millionen auf ca. 15 Millionen Iterationen mit kleiner werdendem Signal-Rausch-Verhältnis an. Im Topografiekanal ist hier wieder das rauschfreie Interferogramm eine Ausnahme, da in diesem Fall die meisten Iterationen benötigt wurden. Grundsätzlich fällt im Vergleich mit Abbildung 4.9 auf, dass bei vielen Iterationen tendenziell die Abweichung steigt. Neben einem schwachen Signal kann ein schlecht gewähltes Startpixel zu einer ungünstigeren Demodulation führen. Im Vergleich zwischen beiden Kanälen fällt auf, dass beide Kanäle eine ähnliche Anzahl an Iterationen durchlaufen müssen aber die Auswertung im Spektralkanal ca. die Hälfte der Zeit benötigt. Der Grund hierfür ist die Interferenzstreifendichte, die im Spektralkanal in allen Bildbereichen hoch ist, siehe Abbildung 4.8 a.2). Die Interferogramme im Topografiekanal haben Bereiche, beispielsweise in den Ecken, die keine Interferenzstreifen aufweisen und entsprechend herausfordernd in der Demodulierung sind. Der iGRPT-Algorithmus erweitert in diesen Bereichen den Umgebungsbereich, der im Optimierungsproblem um den Pixel berücksichtigt wird, automatisch. Damit steigt für jede Iterati-

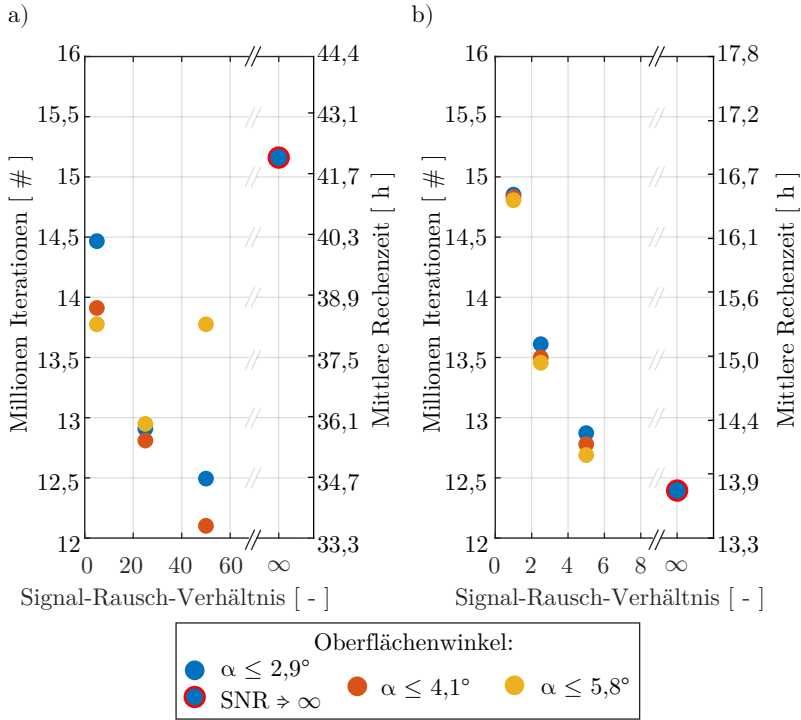


Abbildung 4.10: a) Anzahl der notwendigen Iterationen (linke Ordinate) für die Phasenbestimmung aus den generischen Interferogrammen im Topografiekanal in Abhängigkeit von SNR und Oberflächenwinkel, sowie die entsprechende mittlere Rechenzeit (rechte Ordinate). b) entsprechende Darstellung für den Spektralkanal. Die Rechenzeit wurde auf Basis der mittleren Dauer einer einzelnen Iteration berechnet.

on die Anzahl notwendiger Berechnungen, die durchgeführt werden müssen und entsprechend die Rechenzeit. Für die Auswertung sind Interferogramme mit hoher Interferenzstreifendichte vorteilhaft, allerdings leidet darunter die Messauflösung, wie in Abschnitt 4.1.2 erläutert. Die Rechenzeit ist gerade im Topografiekanal, in dem ca. zwölf Bilder pro Millisekunde anfallen, mit ca. 38 Stunden pro Interferogramm hoch. Für reale Interferogramme im Topografiekanal kann die Rechenzeit auf teilweise über 100 Stunden pro Bild ansteigen und damit die Auswertung großer Messreihen zeit- und kostenintensiv machen.

4.2 Analyse der planaren laserinduzierten Fluoreszenz

Für die Bestimmung der Filmdicke und der Fluidkonzentration wird die Intensität der Fluoreszenzantwort des Farbstoffes mit der EMCCD-Kamera bestimmt. Hierbei wird das Interaktionsgebiet optisch auf den Sensor abgebildet und mit den einzelnen Pixeln abgerastert. Die Strahlungsintensität wird in eine elektrische Ladung umgewandelt, verstärkt und in einen digitalen Wert übertragen. Gemäß dieser Prozesskette wird im Folgenden das System analysiert. Zunächst wird die räumliche Auflösung anhand des Auflösungsvermögens des Objektivs und des Sensors abgeschätzt. Das Signal-Rausch-Verhältnis wird in Abhängigkeit der Verstärkung bestimmt und mithilfe der Kalibrierung kann über die Auflösung des Analog-Digital-Wandlers auf die Filmdicken- und Konzentrationsauflösung geschlossen werden. Die Bestimmung der Stoffkonzentration ist ausschließlich auf Basis der getrennt bestimmten Filmdicken und einer anschließenden Mittelung mehrerer Einzelbilder möglich. Deshalb wird zusätzlich der Einfluss der Anzahl, der für die Mittelung verwendeten Messbilder, untersucht. Zum Abschluss wird die erwartbare Messgenauigkeit abgeschätzt.

4.2.1 Auflösungsvermögen

Die räumliche Auflösung wird von Objektiv und Kamerasensor bestimmt. Der Kamerasensor kann aufgrund der $13\text{ }\mu\text{m}$ großen Pixel maximal Strukturen mit einer Ortsfrequenz von $\nu_{\text{Kam}} = 1/2 \cdot 13\text{ }\mu\text{m} = 38,5\text{ Linienpaare/mm}$ auflösen. Das verwendete Objektiv *Zeiss Makro Planar T* 2/100* erreicht für eine Ortsfrequenz von $\nu_{\text{Opt}} = 40\text{ Linienpaare/mm}$ eine Kontrastübertragungsfunktion von über 55 % bei maximaler Blendenöffnung an den Bildrändern, siehe Carl Zeiss AG (2011). Damit ist der Sensor das limitierende Bauelement und die optische Auflösung kann über Gleichung 2.30 zu $\nu_{\text{Kam}} = 61,9\text{ }\mu\text{m/Pixel}$ bestimmt werden. Das ergibt ein Sichtfeld von 63,4 mm, das somit den gesamten Filmträger abdeckt.

Die Auflösung der Messgröße Filmdicke, bzw. Stoffkonzentration, hängt von der Auflösung der Fluoreszenzintensität, bzw. der Auflösung der Bildhelligkeit ab. Im Folgenden wird die Messgenauigkeit für das Produkt aus Filmdicke und Stoffkonzentration bestimmt und als spezifische Stoffkonzentration bezeichnet. Die verwendete Kamera hat eine Farbtiefe von 16 Bit und kann damit insgesamt 2^{16} bzw. 65 536 Graustufen darstellen. Die nutzbare Farbtiefe reduziert sich allerdings durch den Dunkelstrom der Kamera. Das Fluoreszenzsignal für einen Film mit $10\text{ }\mu\text{m}$ Dicke und einer 3-Pentanonkonzentration von 30 Vol.-% ist als Funktion der Signalverstärkung der Ka-

mera in Abbildung 4.11 a) dargestellt. Die Standardabweichung des Fluores-

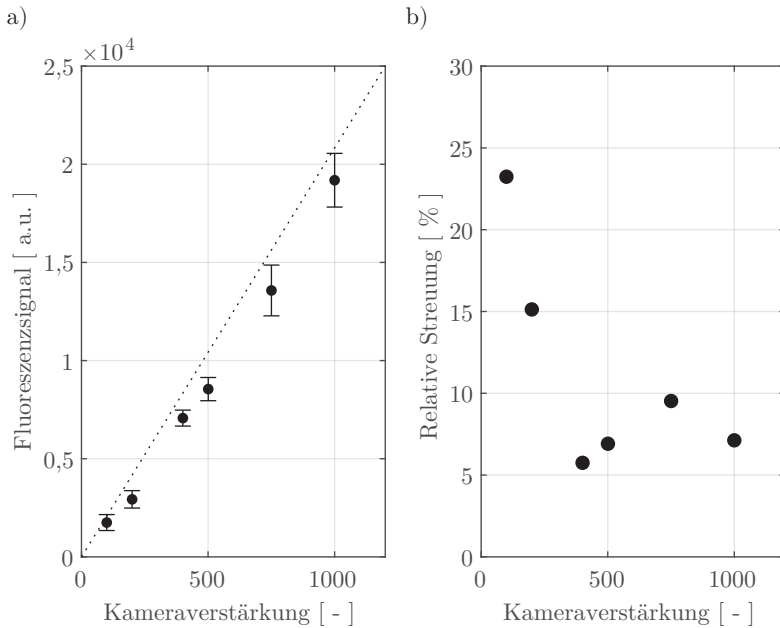


Abbildung 4.11: a) Fluoreszenzsignal als Funktion der Kameraverstärkung. Punktierte Linie entspricht der direkten Proportionalität zwischen Verstärkung und Fluoreszenzsignal. b) relative Streuung des Interferenzsignals in Abhängigkeit der Verstärkung.

zenzsignals ist als Fehlerbalken dargestellt und die punktierte Linie gibt das direkte proportionale Verhältnis zwischen beiden Größen an. Das Kamerasignal verhält sich annähernd linear zur Verstärkung, während die Standardabweichung erwartungsgemäß mit der Verstärkung zunimmt. In Abbildung 4.11 b) ist die relative Streuung als Verhältnis aus Standardabweichung des Signals und der Fluoreszenzintensität aufgetragen. Hierbei ergibt sich für eine Verstärkung von $\times 400$ eine minimale relative Streuung von 5,8 %. Alle Untersuchungen werden deshalb mit einer Verstärkung von $\times 400$ durchgeführt. Das Kamerasignal des Dunkelstroms entspricht dabei im Mittel 501 a.u. mit einer Standardabweichung von 25,2 a.u. (relative Streuung 5 %). Damit reduziert sich die nutzbare Farbtiefe auf 65 035 a.u. Entsprechend der Kalibrie-

nung in Abschnitt 3.3.4 kann aus dem Kamerasignal der Fluoreszenzantwort I_{LIF} die spezifische Stoffkonzentration nach

$$\delta \cdot C = -\frac{1}{\xi} \cdot \log \left(1 - \frac{I_{\text{LIF}}}{34980} \right) \quad (4.25)$$

berechnet werden. Anhand der Gleichung wird deutlich, dass für Werte größer als 34980 das Argument des Logarithmus negativ wird und damit keine reelle Lösung existiert. Die physikalische Erklärung für diese mathematische Grenze liegt in der vollständigen Absorption des Lasers durch den Farbstoff und damit der maximalen Fluoreszenzintensität, die einem Kamerasignal von 34980 a.u. entspricht. Damit kann nicht die gesamte Farbtiefe der Kamera genutzt werden. Das Messbereichsmaximum kann über

$$(\delta \cdot C)_{\text{max}} = -\frac{1}{\xi} \left(1 - \frac{34979}{34980} \right) = 1,91 \text{ mol/m}^2 \quad (4.26)$$

abgeschätzt werden. Die Filmdickenmessungen werden mit einer 3-Pentanonkonzentration von 2,417 mol/l im Wandfilmfluid und im Sprühstrahlfluid durchgeführt. Die Konzentration ist damit bekannt und konstant. Das Fluoreszenzsignal ist somit allein eine Funktion der Filmdicke und die maximal messbare Filmdicke kann zu 790 μm bestimmt werden.

Mit Gleichung 4.26 kann die theoretische Fluoreszenzintensität in Abhängigkeit der Filmdicke, wie in Abbildung 4.12 a) dargestellt, berechnet werden. Das Diagramm verdeutlicht, dass die Fluoreszenzintensität mit dünneren Filmdicken stark abnimmt und sich mit zunehmender Filmdicke der maximalen Intensität von 34980 a.u. asymptotisch annähert. Für Filmdicken kleiner 200 μm (25 % des Messbereichs) werden bereits 93 % der gesamten nutzbaren Farbtiefe der Kamera benötigt. Mit diesem Zusammenhang wird deutlich, dass mit steigender Filmdicke das Auflösungsvermögen für die Filmdicke abnimmt, da weniger Grauwertabstufungen zur Verfügung stehen. In Abbildung 4.12 b) ist die entsprechende theoretische Filmdickenauflösung als Funktion der Filmdicke aufgetragen. Diese kann über

$$\Delta\delta(I_{\text{LIF}}) = -\frac{1}{\xi \cdot \tilde{C}} \cdot \left[\log \left(1 - \frac{I_{\text{LIF}}}{34980} \right) - \log \left(1 - \frac{I_{\text{LIF}} - 1}{34980} \right) \right] \quad (4.27)$$

berechnet werden. $\tilde{C} = 2,417 \text{ mol/l}$ ist hierbei die Konzentration von 3-Pentanon in den Fluiden. Für I_{LIF} wird jeder positive ganzzahlige Wert kleiner 34980 eingesetzt. Mit $\tilde{C}$ und I_{LIF} kann mit Gleichung 4.28 die entsprechende Filmdicke berechnet werden. Im Diagramm 4.12 b) wird deut-

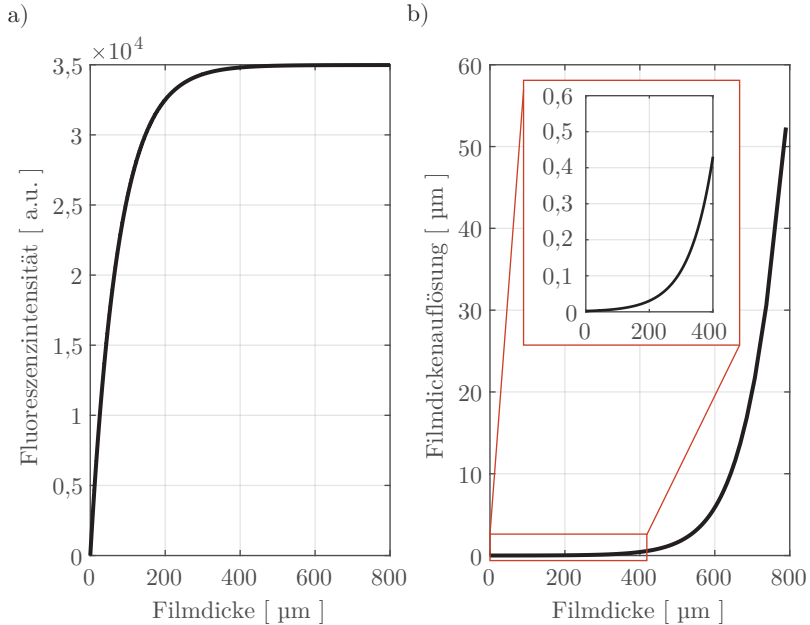


Abbildung 4.12: a) theoretische Fluoreszenzintensität für einen Film mit 2,417 mol/l 3-Pentanonkonzentration in Abhängigkeit der Filmdicke. b) Theoretisch erzielbare Filmdickenauflösung mit dem LIF-Messsystem für den Film aus a).

lich, dass für den Filmdickenbereich, bei dem sich das Fluoreszenzsignal dem maximalen Wert annähert, die erreichbare Auflösung stark abnimmt und bei 790 μm wird eine Auflösung von 52 μm erreicht. Das entspricht 7 % des Messbereichs. Für Filmdicken unterhalb von 200 μm , wie sie während der SWFI erwartbar sind, werden hingegen Auflösungswerte von mindestens 0,03 μm erreicht.

Bisher wurde die Fluoreszenzintensität und das Auflösungsvermögen für die Bestimmung der Filmdicke betrachtet. In diesem Fall sind Wandfilm- und Sprühstrahlfluid mit der gleichen Farbstoffkonzentration versetzt. Für die Bestimmung der Konzentration des Filmfluides, bzw. des Sprühstrahlfluids nach der SWFI wird auf Farbstoff im Sprühstrahlfluid verzichtet. Damit wird deutlich, dass die Fluoreszenzintensität bei reinem Wandfilmfluid maximal wird, während bei reinem Sprühstrahlfluid infolge des nicht vorhandenen Farbstoffes keine Fluoreszenz auftritt. Die Fluoreszenzintensität hängt damit

zum einen von der Filmdicke und zum anderen von der Fluidkonzentration ab. Die Fluoreszenzintensität kann entsprechend der Kalibrierung wieder über

$$I_{\text{LIF}} = 34980 \cdot (1 - 10^{-\xi \cdot C \cdot \delta}) \quad (4.28)$$

bestimmt werden. In Abbildung 4.13 a) sind die theoretischen Fluoreszenz-

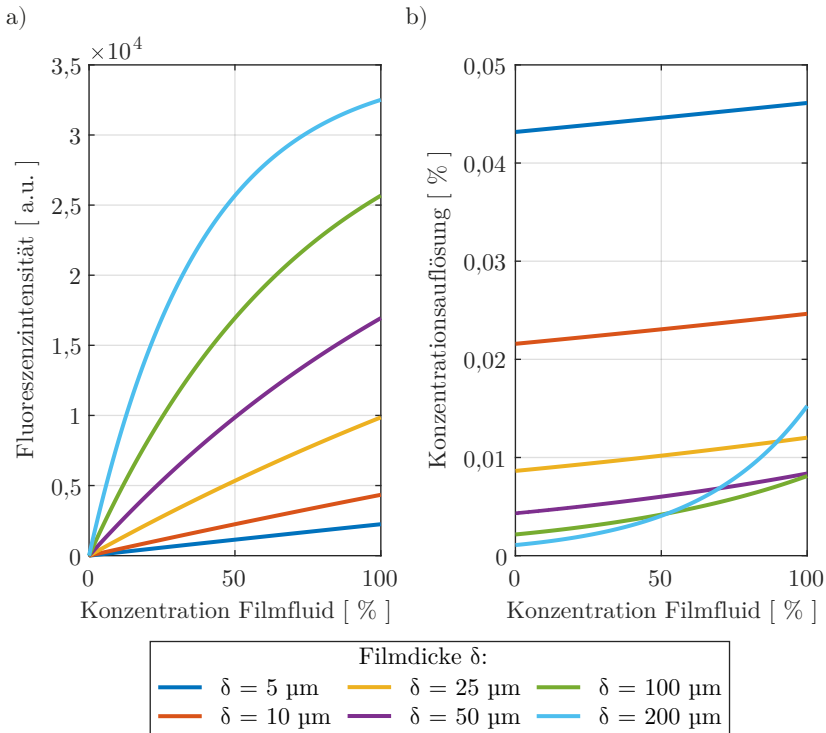


Abbildung 4.13: a) Fluoreszenzintensitäten für die Konzentrationsbestimmung bei verschiedenen Filmdicken in Abhängigkeit der Konzentration des Filmfluides. Filmfluid ist mit 2,417 mol/l 3-Pentanon versetzt. b) theoretisch erreichbare Konzentrationsauflösung anhand der LIF-Signale aus Abbildung 4.12 b).

intensitäten als Kurvenschar über verschiedene Filmdicken dargestellt. Jede dieser Linien entspricht der Linie vom Ursprung bis zur entsprechenden Filmdicke in Abbildung 4.12 a) und ist im Endeffekt auf die Filmdicke normiert (Konzentration 100 %). Für Filmdicken bis 25 μm ist die Fluores-

zenzintensität proportional zur Konzentration des Filmfluides. Der lineare Zusammenhang geht mit zunehmender Filmdicke verloren und geht in den asymptotischen Verlauf aus Abbildung 4.12 a) über. Analog zu Gleichung 4.27 kann die theoretische Filmdickenauflösung bestimmt werden. Die Auflösung für verschiedene Filmdicken ist in Abbildung 4.13 b) dargestellt. Für Filmdicken unterhalb von $50\text{ }\mu\text{m}$ ist die erreichbare Auflösung linear von der Konzentration des Filmfluides abhängig. Für alle gezeigten Filmdicken ist die Auflösungsleistung des Messsystems besser als 0,05 %. Erst für Filmdicken dünner als $0,2\text{ }\mu\text{m}$ sinkt die Auflösung auf unter 1 % (nicht im Diagramm gezeigt).

Für die beiden Messungen zur Bestimmung der Filmdicke und der Fluidkonzentration lässt sich zusammenfassen, dass für die Untersuchung von Filmen dünner als $200\text{ }\mu\text{m}$ eine ausreichende Auflösung erzielt wird. Unter der Annahme, dass für eine zuverlässige Messung die Änderung des Messsignals oberhalb der Rauschgrenze von 25 a.u. liegen muss, wird für die Filmdicke noch eine Mindestauflösung von $0,75\text{ }\mu\text{m}$ erreicht. Unter dieser Voraussetzung wird für Filme im Bereich zwischen $1\text{ }\mu\text{m}$ und $200\text{ }\mu\text{m}$ eine Mindestauflösung von 5,5 % erreicht. Für dünnere Filme wird die Auflösung und damit die Genauigkeit der Konzentrationsmessung deutlich schlechter und sollte kritisch beurteilt werden.

4.2.2 Einfluss variierender Randbedingungen und statistischer Schwankungen

Eine mögliche Fehlerquelle für die Messung von Filmdicke und Konzentration im resultierenden Wandfilm nach der SWFI mittels planarer laserinduzierter Fluoreszenz ist der Einfluss schwankender Randbedingungen und das statistische Verhalten der SWFI. Die Kombination der Messergebnisse aus den Filmdickenmessungen und den Konzentrationsmessungen basiert auf der Annahme, dass statistische Schwankungen, die während jeder einzelnen SWFI auftreten, für eine ausreichend große Anzahl an Messwiederholungen und anschließender Mittelwertbestimmung keinen signifikanten Einfluss mehr auf das mittlere Messergebnis haben. Eine weitere Annahme ist, dass die Randbedingungen zwischen einzelnen Messungen konstant bleiben.

Im Rahmen der Untersuchungen wurde die Dicke des Wandfilms vor der SWFI als Randbedingung mit der größten Schwankungsbreite identifiziert. Die Schwankungsbreite der initialen Filmdicke wird deshalb näher untersucht, um eine Abschätzung der für eine valide Mittelwertbildung erforderlichen Messungen durchzuführen. In Abbildung 4.14 a) ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die initiale Wandfilmdicke, also bevor der Sprühstrahl

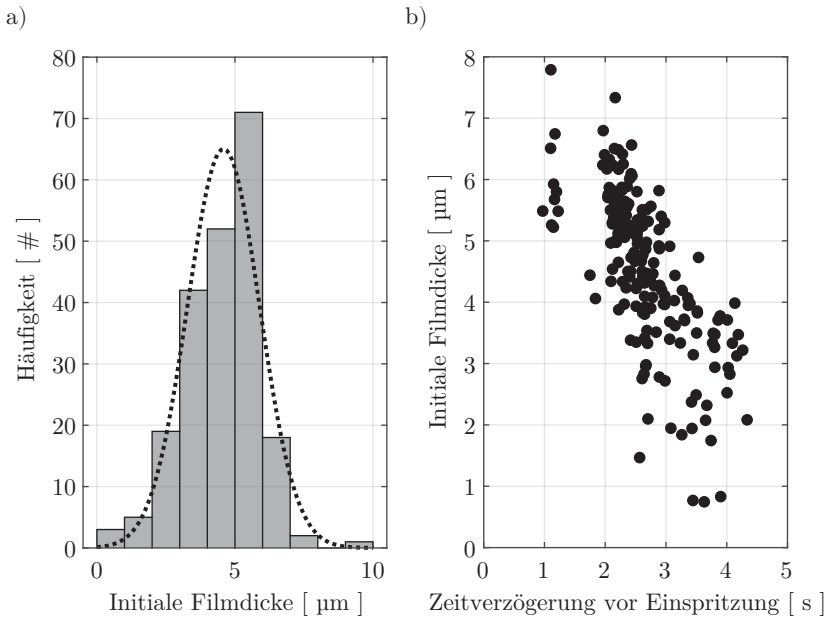


Abbildung 4.14: a) Wahrscheinlichkeitsverteilung der initialen Wandfilmdicke vor der SWFI für eine mit dem Rotationsbeschichter eingestellte Filmdicke von 10 μm . Die gestrichelte Linie zeigt die Normalverteilung für einen Erwartungswert von 4,6 μm und einer Standardabweichung von 1,3 μm . b) Streuung der initialen Wandfilmdicke vor der SWFI in Abhängigkeit der Zeitverzögerung zwischen Stopp des Rotationsbeschichters und der Einspritzung.

auftritt, dargestellt. Für alle Messungen ist eine Zielfilmdicke von 10 μm eingestellt worden. Die mittlere erreichte Filmdicke beträgt allerdings 4,6 μm bei einer Standardabweichung von 1,3 μm . Die Wahrscheinlichkeitsverteilung entspricht in Näherung einer Normalverteilung, wie sie als punktierte Linie in Abbildung 4.14 a) dargestellt ist. Als Ursache für die Schwankung und die deutlich niedrigere Filmdicke zum Zeitpunkt der Einspritzung konnte eine Zeitverzögerung zwischen dem Stoppen des Rotationsbeschichters und dem eigentlichem Auslösen der Einspritzung identifiziert werden. Die Zeitverzögerung ist durch interne Programmabläufe in der *LabView*-Steuerungsroutine bedingt und variiert zwischen einer und bis zu fünf Sekunden. Je länger die Verzögerung ist, desto dünner wird der Film, wie in Abbildung 4.14 b) gezeigt ist. Ursache für den dünner werdenden Film sind Verdunstungspro-

zesse von Iso-Oktan und 3-Pentanon. Beide Stoffe sind deutlich flüchtiger als Motorenöl und Dieselmotorenkraftstoff. Entsprechend konnte dieser Effekt bei vorhergehenden Untersuchungen nicht beobachtet werden. Im Folgenden wird deshalb zwischen Zielfilmdicke und initialer Filmdicke unterschieden. Die Zielfilmdicke ist die Filmdicke, bei deren Erreichen die Rotation gestoppt wird, und die initiale Filmdicke ist die real vorliegende Filmdicke direkt vor dem Einspritzvorgang.

Mit der Annahme einer Normalverteilung mit den oben bestimmten Kenngrößen kann der Stichprobenumfang N_{SP} für die Mittelwertbestimmung im 95 % Konfidenzintervall ($z_{SP} = 1,96$) über

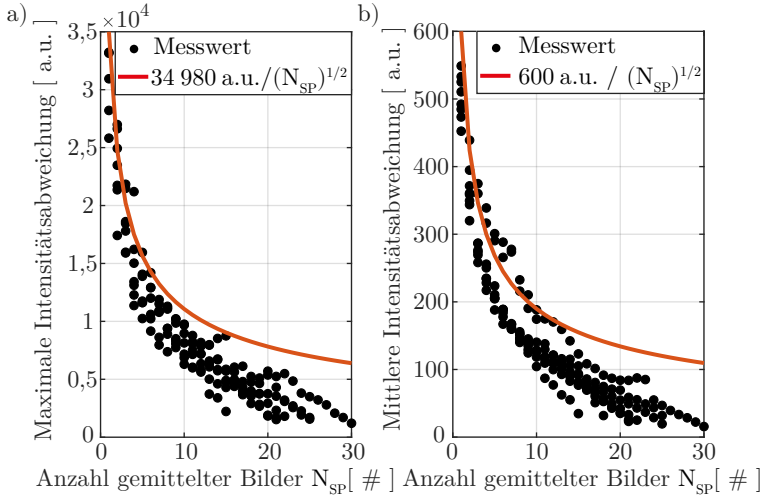
$$N_{SP} \geq \left(\frac{z_{SP} \cdot \sigma}{\Delta\delta} \right)^2 \quad (4.29)$$

abgeschätzt werden, siehe Beucher (2007). Um eine Genauigkeit der mittleren Filmdicke von $\Delta\delta = 0,5 \mu\text{m}$ zu erreichen, müssen mindestens 26 Messungen gemittelt werden.

Die statistischen Schwankungen während der SWFI haben ebenfalls Einfluss auf das Messergebnis und werden im Folgenden quantifiziert. Zur Beurteilung der Güte des Stichprobenumfangs wurden Filmdickenmessungen und Konzentrationsmessungen nach der SWFI unter gleichen Versuchsbedingungen wiederholt. Aus den gemessenen LIF-Intensitäten als Messgröße für die Filmdicke und die Konzentration wurden mittlere Intensitäten für eine zunehmende Anzahl an Messungen gebildet. Für jede dieser mittleren Intensitätsaufnahmen wurde die Differenz zum mittleren Intensitätsbild, das alle Messungen der Serie berücksichtigt, bestimmt. Wenn die Annahme erfüllt ist, dass eine ausreichende Anzahl an Messungen für eine repräsentative Mittelung verwendet wurde, sollte die Differenz gegen Null laufen und für eine weiter zunehmende Anzahl an Messungen konstant bleiben. Abbildung 4.15 a) zeigt die maximale Intensitätsabweichung der mittleren Intensität in Abhängigkeit der Anzahl der gemittelten Bilder. Im Rahmen der durchgeführten Untersuchung von bis zu 30 Bildern für eine Messserie konnte keine Unabhängigkeit der mittleren Intensitätsbilder von der Anzahl verwendeter Messungen gefunden werden. Für eine Bildanzahl größer als 25 fällt die maximale Intensitätsabweichung auf unter 5000 a.u. Anhand von Gleichung 4.29 kann eine Abschätzung für die maximale Intensitätsabweichung $\Delta I_{LIF, \text{fmax}}$ als Funktion der Bildanzahl N_{SP} über

$$\Delta I_{LIF, \text{fmax}} = \frac{34\,980}{\sqrt{N_{SP}}} \quad (4.30)$$

Filmdickemessungen:



Konzentrationsmessung:

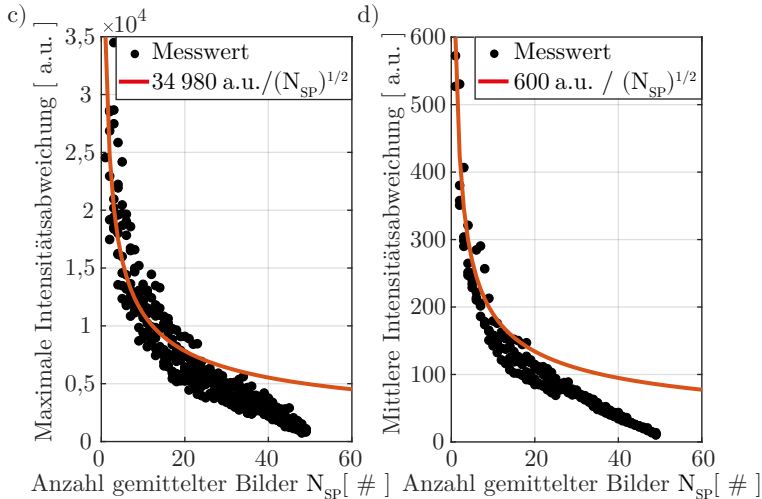


Abbildung 4.15: Intensitätsabweichung des gemittelten LIF-Intensitätsbildes ($N_{sp} < N_{sp,max}$) zum gemittelten Bild aus $N_{sp,max}$ Messungen. Die rote Linie gibt die Fehlerabschätzung nach $\Delta I_{max}/\sqrt{N_{sp}}$ an.

a) maximale Abweichung der Filmdickenmessung b) mittlere Abweichung der Filmdickenmessung c) maximale Abweichung der Konzentrationsmessung d) mittlere Abweichung der Konzentrationsmessung

bestimmt werden. Diese Abschätzung ist in Abbildung 4.15 a) als rote Linie eingezeichnet und spiegelt die obere Fehlergrenze wider. In Abbildung 4.15 b) ist die entsprechende mittlere Intensitätsabweichung aus den Bildern dargestellt. Hier ist keine Unabhängigkeit von der Bildanzahl erreicht worden. Bei Mittelwertbildung aus über 25 Messungen ist eine mittlere Abweichung der Fluoreszenzantwort von unter 100 a.u. zu erwarten. Die mittlere Abweichung kann wieder über den obigen Ansatz mit

$$\Delta I_{\text{LIF},\text{fmittel}} = \frac{600}{\sqrt{N_{\text{SP}}}} \quad (4.31)$$

abgeschätzt werden. In beiden Fällen (maximale und mittlere Abweichung) laufen die Intensitätsabweichungen stärker gegen Null als die Abschätzung erwarten lassen würde. Dies weist allerdings nicht auf eine Unabhängigkeit von der Bildanzahl hin, da die Abweichung für $N_{\text{SP}} = N_{\text{SP},\text{max}}$ per Definition zu Null werden muss. Unabhängigkeit ist erst sicher erreicht, wenn die Abweichung bereits für $N_{\text{SP}} \ll N_{\text{SP},\text{max}}$ gegen Null läuft.

In Abbildung 4.15 c) und d) sind die entsprechenden maximalen und mittleren Intensitätsabweichungen für die Konzentrationsmessungen aufgetragen. Hier wurde für bis zu 50 Versuchswiederholungen keine Unabhängigkeit von der Bildanzahl erreicht. Die maximale und minimale Abweichung des Intensitätssignals wird von Gleichung 4.30, bzw. 4.31, annähernd beschrieben. Die maximale Intensitätsabweichung sinkt für über 40 Messwiederholungen auf unter 2000 a.u. und die mittlere Abweichung auf unter 25 a.u..

Anhand der erwarteten Intensitätsabweichungen wird der maximale und der mittlere relative Messfehler für die Filmdicke über

$$F_{\delta} = \frac{\delta(I_{\text{LIF},\delta} + \Delta I_{\text{LIF},f}) - \delta(I_{\text{LIF},\delta})}{\delta(I_{\text{LIF},\delta})} \quad (4.32)$$

in Abhängigkeit der Anzahl der verwendeten Messungen N_{SP} berechnet. Hierbei wird für $\Delta I_{\text{LIF},f}$ jeweils die maximale ($\Delta I_{\text{LIF},\text{fmax}}$ aus Gleichung 4.30) und die mittlere ($\Delta I_{\text{LIF},\text{fmittel}}$ aus Gleichung 4.31) Intensitätsabweichung eingesetzt. Die Ergebnisse sind für verschiedene Filmdicken in Abbildung 4.16 aufgetragen. In a) ist die maximale erwartbare Messabweichung und in b) die mittlere erwartbare Messabweichung für die Filmdicke in Abhängigkeit der Anzahl durchgeführter Messungen gezeigt. Die maximale relative Abweichung ist groß und liegt für Filmdicken von 5 μm und kleiner selbst bei Verwendung von über 200 Messungen bei über 100 %. Erst für Filmdicken ab 25 μm fällt die maximale Abweichung unter vertretbarem Aufwand $N_{\text{SP}} = 25$ unter 100 %.

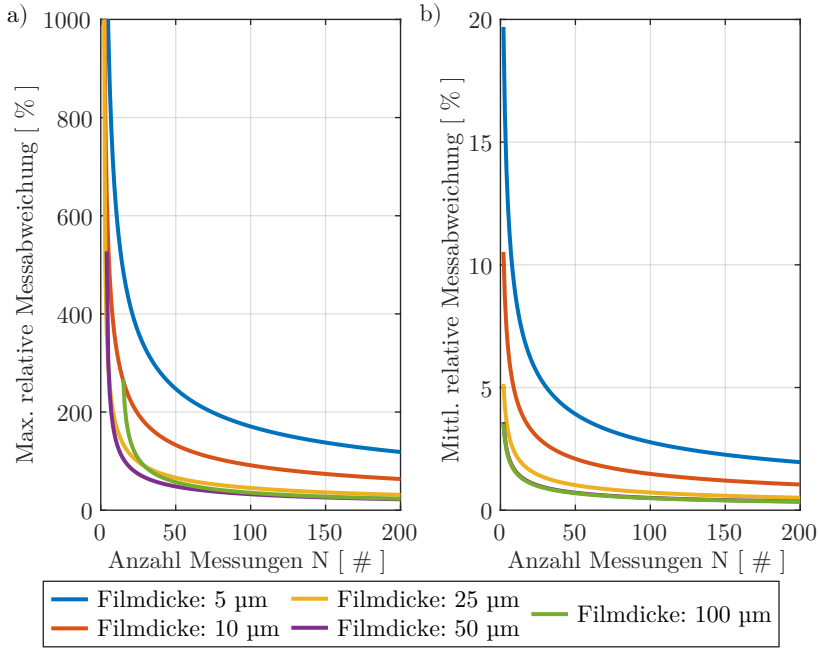


Abbildung 4.16: Erwartete Filmdickenmessabweichung in Abhängigkeit der Anzahl Messungen, die für die Ermittlung der mittleren Intensitätsaufnahmen verwendet werden. a) gibt die maximal erwartete Messabweichung an. b) gibt die Mittlere Messabweichung an.

Im Vergleich dazu ist die mittlere Messabweichung deutlich niedriger und erreicht bereits bei $N_{SP} = 30$ Messungen eine mittlere Abweichung von unter 5 % für alle Filmdicken über 5 µm. Insgesamt lässt sich damit festhalten, dass die Messabweichung für die Filmdicke bei Betrachtung einzelner Pixel groß werden kann, aber die Messungen im Mittel die Filmdicke nach der SWFI mit Abweichungen unter 5 % bestimmen.

Für die Fehlerabschätzung bei der Konzentrationsmessungen müssen die Abweichungen in den Messungen für die Filmdicke und in den eigentlichen Konzentrationsmessungen nach

$$F_{\bar{C}_{wf}} = \frac{\bar{C}_{wf}(I_{LIF,\delta} + \Delta I_{LIF,f}, I_{LIF,\bar{C}_{wf}} + \Delta I_{LIF,f}) - \bar{C}_{wf}(I_{LIF,\delta}, I_{LIF,\bar{C}_{wf}})}{\bar{C}_{wf}(I_{LIF,\delta}, I_{LIF,\bar{C}_{wf}})} \quad (4.33)$$

berücksichtigt werden. Außerdem ergibt sich hier ein Zusammenhang zwischen Messabweichung, Filmdicke und Farbstoffkonzentration, der die Beurteilung der Messabweichung im Vergleich zur Filmdicke komplizierter macht. Abbildung 4.17 zeigt die erwartbare Messabweichung für die Konzentrationsmessung, wobei a) die maximale und b) die mittlere Abweichung angibt. Die gezeigten Konzentrationen entsprechen dem Anteil des Wandfilmfluides im gesamten Film und nicht der Farbstoffkonzentration. Die maximale Messabweichung ist groß und kann bei dünnen Filmen oder niedrigen Konzentrationen

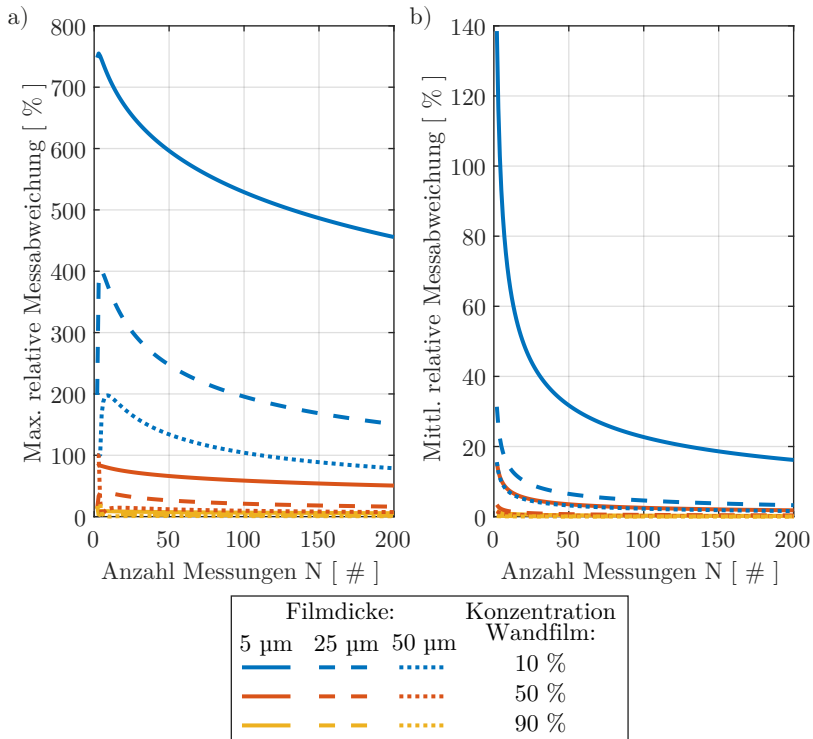


Abbildung 4.17: Erwartete Konzentrationsmessabweichung in Abhängigkeit der Anzahl Messungen, die für die Ermittlung der mittleren Intensitätsaufnahmen verwendet werden. Die verschiedenen Stricharten entsprechen unterschiedlichen Filmdicken, die Farben entsprechen verschiedenen Wandfilmkonzentrationen. a) gibt die maximal erwartete und b) die mittlere erwartete Messabweichung an.

nen ein Vielfaches des Messwertes annehmen. Für Wandfilmkonzentrationen größer als 50 % sind Messabweichungen unterhalb von 100 % zu erwarten. Die mittleren Messabweichungen sind deutlich geringer und ab $N_{\text{SP}} = 20$ liegt die Abweichung für alle Filmdicken und Konzentrationen unter 50 %. Für den Fall, dass das Produkt aus Filmdicke und Konzentration oberhalb $2,5 \mu\text{m}$ liegt, ist die relative mittlere Messabweichung kleiner als 10 %.

Für das vorgestellte Messverfahren mittels planarer laserinduzierter Fluoreszenz kann die Betrachtung gemittelter Intensitäten für die Bestimmung der Filmdicke und Stoffkonzentration als größte Fehlerquelle identifiziert werden. Zum einen unterliegt die SWFI physikalisch bereits statistischen Schwankungen, da sie mikroskopisch betrachtet eine Überlagerung einer millionenfachen Interaktion von einzelnen Tropfen mit dem Wandfilm darstellt und die Flugbahn eines jeden Tropfens statistischen Schwankungen unterliegen kann. Zum anderen treten bei Messwiederholungen systemische Abweichungen in Form schwankender Randbedingungen auf, wie sie oben Anhand von schwankenden Dicken des initialen Wandfilms diskutiert wurden. Die relative Messabweichung kann deshalb lokal auch für eine große Anzahl an berücksichtigten Messwiederholungen auf bis zu 100 % ansteigen. Messergebnisse von Filmen dünner als $25 \mu\text{m}$ und Stoffkonzentrationen kleiner 50 % sind entsprechend kritisch zu beurteilen. Für die Betrachtung des Messergebnisses auf dem ganzen Interaktionsgebiet ist die mittlere Messabweichung aussagekräftiger. Hier ist mit moderatem Messaufwand ($N_{\text{SP}} \geq 20$) eine Messabweichung von unter 5 % für die Filmdicke bzw. unter 10 % für die Konzentrationsbestimmung erreichbar. Das Messverfahren eignet sich damit mehr für globale Untersuchungen der gesamten SWFI als für Untersuchungen einzelner lokaler Teilphänomene.

5 Untersuchung der Sprühstrahl-Wandfilm-Interaktion

In diesem Kapitel werden abschließend einige Messergebnisse für beide Messsysteme in der Anwendung zur Untersuchung der SWFI vorgestellt. Die Ergebnisse sollen als abschließende Untersuchungen der hier vorgestellten Analysen verstanden werden und haben das Ziel, Besonderheiten und Herausforderungen bei der eigentlichen Anwendung zu erläutern. Die Ergebnisse haben nicht den Anspruch eine vollständige und valide Parametervariation zur Untersuchung der Transportprozesse während der SWFI zu liefern. Beobachtungen hinsichtlich der SWFI sollten kritisch beurteilt und in zukünftigen Untersuchungsreihen genauer betrachtet werden. An dieser Stelle wird nochmals darauf hingewiesen, dass die Ergebnisse der interferometrischen Untersuchungen nicht mit den Ergebnissen der Untersuchungen mit dem LIF-Messsystem vergleichbar sind, da die Versuchsbedingungen geändert wurden. Für die Untersuchungen mit dem Fizeau-Interferometer wird Diesel als Sprühstrahl- und Wandfilmfluid benutzt. Der Dieselmotorkraftstoff wird bei den LIF-Untersuchungen durch Iso-Oktan ersetzt, aufgrund der besser erprobten Anwendbarkeit mit 3-Pentanon als Fluoreszenzfarbstoff. Außerdem wird für die LIF-Untersuchung ein anderer Drei-Loch-Injektor verwendet. Die Düse dieses Injektors entspricht den Geometrievorgaben für die Spray-B Düse des *Engine Combustion Networks* nach Kastengren et al. (2012) und erhöht damit die Vergleichbarkeit mit anderen wissenschaftlichen Untersuchungen.

Für die bessere Verständlichkeit dieses Kapitels werden folgend einige Begriffe zur Beschreibung der Untersuchungen definiert.

- **Film:** beschreibt die gesamte Flüssigkeitsmenge auf dem Filmträger, bestehend aus Wandfilm- und Sprühstrahlfluid. Die Dicke wird Filmdicke δ genannt.
- **Wandfilm:** beschreibt ausschließlich den Anteil von Wandfilmfluid auf dem Filmträger. Die Dicke wird Wandfilmdicke δ_{Wandfilm} genannt.
- **Sprühstrahlfilm:** beschreibt den Anteil von Sprühstrahlfluid auf dem Filmträger. Die Dicke wird Sprühstrahlfilmdicke δ_{Spray} genannt.

Zeitlich wird zwischen den Beiden folgenden Fällen unterschieden:

- **Initialer Wandfilm:** ist der Wandfilm bevor die SWFI stattgefunden hat. Die initiale Wandfilmdicke wird mit $\delta_{\text{Wandfilm},0}$ bezeichnet.
- **Residualer Film/Wandfilm/Sprühstrahlfilm** bezeichnen die entsprechenden Filme nachdem die SWFI stattgefunden hat. In den Bezeichnungen werden keine zusätzlichen Indizes benutzt.

5.1 Filmdickenmessung mit dem spektral aufgelöstem Fizeau-Interferometer

In diesem Abschnitt werden Filmdickenmessungen einer einzelnen Einspritzung von Diesel auf einen Dieselwandfilm mit 10 μm Dicke vorgestellt. Der Kraftstoff wird für 200 μs (Ansteuerdauer des Injektors) mit einem Druck von 800 bar auf den Wandfilm eingespritzt. Die Versuchskammer ist hierbei mit Umgebungsdruck und -temperatur (1 bar, 22 °C) betrieben worden. Der Topografiekanal nimmt Interferogramme mit einer Bildrate von 3 kHz auf und der Spektralkanal nimmt ein einzelnes Interferogramm 30 ms nach dem Ansteuerbeginn des Injektors auf.

In Abbildung 5.1 ist auf der linken Seite zur Übersicht der Filmträger mit der Interaktionszone und dem auftreffenden Sprühstrahl gezeigt. Im Zentrum der Interaktionszone ist die Größe des Sichtfeldes des Topografiekanals als Rechteck dargestellt. Im Vergleich zur gesamten Interaktionszone untersucht das Interferometer einen Bruchteil der Zone pro Messung. Im oberen Teil ist der Injektor unscharf erkennbar und von diesem ausgehend rechts und links die zwei weiteren Sprühstrahlkegel, die nicht an der SWFI teilnehmen. Diese werden nicht weiter betrachtet. Auf der rechten Seite im Bild ist eine Bildserie von Topografie-Interferogrammen dargestellt. Das erste gezeigte Interferogramm in der Bildreihe ist 2 ms nach der Interaktion aufgenommen worden. Interferogramme vor diesem Aufnahmezeitpunkt zeigen keine sichtbaren Interferenzmuster aufgrund der chaotischen Strukturen innerhalb der Interaktionszone während der SWFI. Im ersten gezeigten Bild sind weiterhin viele dunkle Strukturen ohne sichtbares Interferenzmuster zu erkennen. Die Strukturen haben eine Größe von ca. 100 μm und sind von dichten Interferenzstreifen umgeben, die auf starke Gradienten in der Oberflächenstruktur hinweisen. Solche Strukturen deuten auf das Auftreffen größerer Tropfen auf die Filmoberfläche hin, wie sie typischerweise am Ende der Einspritzung beim Schließen der Injektornadel auftreten. Das Auftreten solcher Tropfen wurde bereits von Moon et al. (2016); Kirsch et al.

(2017) und Ghiji et al. (2018) beschrieben. Zu diesem Zeitpunkt sind nur vereinzelte Interferenzstreifen im Interferogramm sichtbar. Eine Auswertung liefert noch keine brauchbaren Messergebnisse, obwohl bereits die zehnfache Ansteuerdauer seit dem Einspritzbeginn verstrichen ist. Ab ca. 3 ms nach dem Ansteuerbeginn ändert sich das Interferenzmuster signifikant und wird von großen Strukturen, die größer als 400 - 600 μm sind, dominiert. Diese Strukturen werden wahrscheinlich durch vereinzelte, große Tropfen erzeugt, die sich langsamer als die kleineren Sprühstrahltröpfchen durch die Kammeratmosphäre bewegen und entsprechend spät auf den Filmträger auftreffen. Nach 4 ms können keine weiteren Tropfenaufschläge beobachtet werden und die Phase der Filmrelaxation, dominiert durch viskose und kapillare Kräfte, setzt ein. Hierbei reduzieren sich die Oberflächenstrukturen. Der Film wird flacher und ein sichtbares Interferenzmuster bildet sich aus. Der Vergleich der Interferogramme, die zwischen 6 ms und 9 ms nach Ansteuerbeginn aufgenommen sind, zeigt deutlich die Reduktion der dunklen Strukturen und die Ausbildung klarer abgegrenzter Interferenzstreifen. Der Oberflächenwinkel, ab dem ein klares Interferenzstreifenmuster erkennbar wird, kann zu ca. $1,2^\circ$ abgeschätzt werden und ist damit mehr als dreimal kleiner als der in Abschnitt 4.1.2 theoretisch hergeleitete maximal auflösbare Oberflächenwinkel. Als Ursache hierfür wird die niedrigere realisierte optische Auflösung durch die verschiedenen Linsen angesehen, die zusätzlich zur Korrektur des Arbeitsabstandes des Mikroskopobjektivs in den Strahlengang eingebracht wird. Darüber hinaus trägt die Überlagerung von mehreren Interferenzmustern mit unterschiedlichen Lokalisierungen zu einer reduzierten Sichtbarkeit der Interferenzstreifen bei, siehe dazu Abschnitt 4.1.3. Die Relaxationsprozesse sind langsamer als die eigentlich SWFI. Um eine ausreichend flache Filmoberfläche und damit ein kontraststarkes Interferenzmuster im signal-schwachen Spektralkanal zu erreichen wird mit der Aufnahme im Spektralkanal bis 30 ms nach Ansteuerbeginn gewartet.

In Abbildung 5.2 a) ist die demodulierte Phase des Topografiekanals zum Zeitpunkt der Aufnahme des Spektralkanal (30 ms nach Ansteuerbeginn) gezeigt. Zur besseren Übersicht wird hier wieder das Modulo der Division aus Phase und 2π gezeigt. Das Bild zeigt in fast allen Bereichen einen stetigen und gleichmäßigen Verlauf der Phase und stimmt mit dem eigentlichen Messbild überein. Lediglich am rechten Rand auf Höhe des Auftreffpunktes und am unteren rechten Rand zeigt sich eine gestörte Phase (rot umkreist), die auf eine fehlerhafte Demodulation des Algorithmus hindeutet. In Abbildung 5.2 b) sind die daraus abgeleiteten Filmdicken als Isolinien-Diagramm dargestellt. Für die Korrektur des unbekannten Versatzes der Phase im Topografiekanal wurde das zeitgleich aufgenommene Spektral-Interferogramm

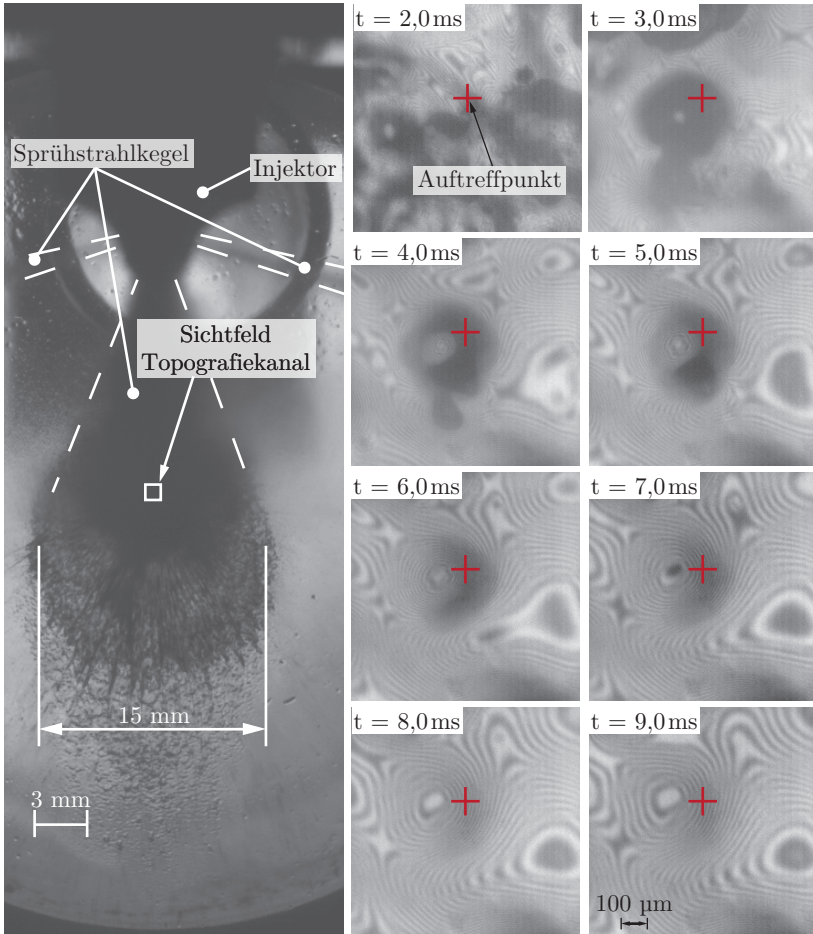


Abbildung 5.1: Linke Seite: Übersichtsbild der Interaktionszone während der SWFI. Das Sichtfeld des Topografiekanal ist im Auftreffpunkt als Rahmen markiert. Rechte Seite: Bildreihe der Topografie-Interferogramme von 2 μs bis 9 μs nach der Einspritzung. Das rote Kreuz markiert den zentralen Auftreffpunkt des Sprühstrahls. Diese Abbildung wurde bereits in Schumacher et al. (2018) veröffentlicht.

verwendet. Die maximale Messabweichung der Filmdicke zwischen Spektral- und Topografiekanal nach der Korrektur beträgt 0,56 μm , bzw. 5,1 %. Im

Messergebnis treten für einige Pixel unphysikalische Spitzen in der Filmdicke von kleiner einem Mikrometer als Artefakte aus der Demodulierung auf. Diese können durch eine Limitierung der zulässigen Filmdickenänderung zwischen benachbarten Pixeln ($\Delta\delta \leq 10 \cdot \delta$) reduziert werden. Die Messgenauigkeit des Spektralkanals wurde zusätzlich mit den Messungen des kommerziellen 1D-Weißlichtinterferometers (*Precitec CHRcodile*), das zur Bestimmung der initialen Wandfilmdicke benutzt wird, abgeglichen. Hierbei konnte eine maximale Messabweichung von 2,1 % festgestellt werden.

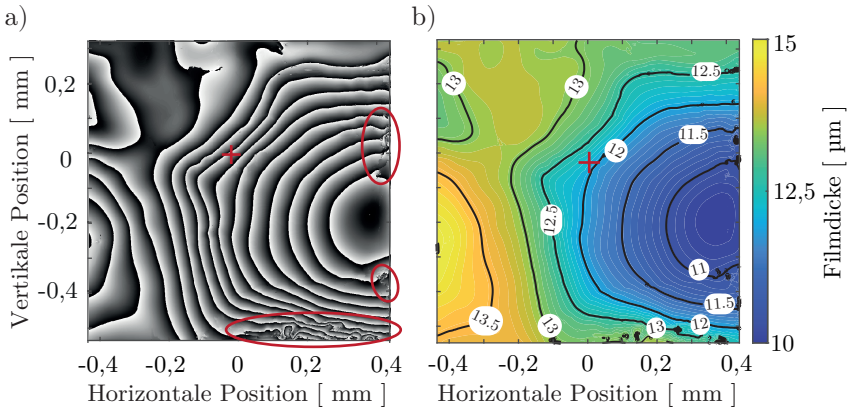


Abbildung 5.2: a) Demodulierte Phase als Modulo der Division mit 2π des aufgenommenen Interferogramms 30 ms nach Ansteuerbeginn der Einspritzung aus dem Topografiekanal. Die Bereiche mit fehlerhafter Demodulation sind rot eingekreist. b) Ergebnis der Filmdickenmessung als Isolinien-Diagramm im Sichtfeld des Topografiekanals 30 ms nach Ansteuerbeginn.

Die gemessene Filmdickenverteilung zeigt eine Erhebung auf der linken und eine Senke auf der rechten Seite mit einer maximalen Filmdickenvariation über den gesamten Bildbereich von $3,35 \mu\text{m}$. Die gemessene Filmdicke ist in jedem Punkt größer als die initiale Wandfilmdicke ($\delta_{\text{Wandfilm},0} = 10 \mu\text{m}$), daher ist von einer Ablagerung von Sprühstrahlfluid am Filmträger auszugehen. Wird die Filmdicke im gesamten Bereich integriert und in Bezug zur initialen Filmdicke gesetzt, ist eine Zunahme des Fluidvolumens von 24,3 % beobachtbar. Diese Zunahme ist tendenziell in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Untersuchungen von Seel et al. (2018), die eine Netto-Zunahme für Wandfilme dünner als $12 \mu\text{m}$ prognostiziert haben. Über die absolute Menge an abgelagertem Sprühstrahlfluid lässt sich ohne Konzentrationsmessungen aber noch keine weitere Aussage treffen, da es bei der

SWFI ebenfalls zum Austrag von Wandfilmfluid in die Umgebung kommen kann.

Ausgehend von den zeitgleich aufgenommenen Interferogrammen, kann nun unter der Voraussetzung kleiner Änderungen in der Phase zwischen zwei Topografie-Interferogrammen die Filmdicke für weitere Zeitpunkte davor und danach bestimmt werden. Allerdings sind zu diesen Zeitpunkten die eigentlichen Transportprozesse, die für die SWFI charakteristisch sind, wie Tropfenaufprall und Scherwirkung des Toruswirbels, bereits abgeschlossen. Ausschließlich Änderungen der Oberflächenstruktur während der Filmrelaxation können näher untersucht werden. Zwischen den oben gezeigten Filmdicken und den Filmdicken 5 ms zuvor ändert sich die Dicke um maximal $0,1\text{ }\mu\text{m}$. Allerdings müssen dafür theoretisch 15 Topografie-Interferogramme rechenintensiv demoduliert werden, um die Wahrscheinlichkeit für einen 2π -Sprung zwischen zwei nachfolgend analysierten Interferogrammen und den damit verbundenen Fehler zu minimieren.

In der Anwendung auf die SWFI bestätigen sich die in der obigen Analyse identifizierten Stärken und Schwächen des interferometrischen Messsystems. Vorteilhaft sind die hohe Messauflösung und Messgenauigkeit für die Filmdicke bei flachen Filmen, die theoretisch besser als 1 nm werden kann. In Verbindung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera kann eine hohe zeitliche Auflösung erreicht werden, wie sie für die Untersuchung der Transportprozesse während der SWFI notwendig ist. Die hohe Messauflösung bedingt allerdings ebenfalls die größte Einschränkung, denn aufgrund der mit dem Oberflächenwinkel ansteigenden örtlichen Interferenzfrequenz ist das Auflösungsvermögen auf kleine Oberflächenwinkel begrenzt. Diese Einschränkung limitiert den Einsatz auf späte Zeitpunkte nach der SWFI und macht ein zeitlich aufgelöstes Messen weitgehend überflüssig, insbesondere in Anbetracht der rechenintensiven Demodulation der Interferogramme. Eine weitere Einschränkung ist der kleine Untersuchungsbereich ($0,87\text{ mm} \times 0,87\text{ mm}$) des Messsystems. Dieser macht eine umfängliche Betrachtung der SWFI mit einer Einzelmessung unmöglich und erfordert ein zeitintensives Abrastern der Interaktionszone. Die Abrasterung bei wiederholten Einspritzungen bringt wieder zusätzliche Unsicherheiten durch Schwankungen der Randbedingungen und das stochastische Verhalten der SWFI mit sich, wie in Abschnitt 4.15 für das LIF-Messsystem diskutiert wurde.

5.2 Filmdicken- und Konzentrationsmessung mit laserinduzierter Fluoreszenz

Für die Untersuchung der Ablagerung von Sprühstrahlfluid im Wandfilm und dem Austrag von Wandfilm in die Umgebung ist die Bestimmung der Filmdicke und der Konzentration im residualen Wandfilm notwendig. Zu diesem Zweck werden im Folgenden die Messresultate der planaren laserinduzierten Fluoreszenz betrachtet und diskutiert. Im Rahmen der Untersuchungen werden, wie oben besprochen, zwei unterschiedliche Messreihen durchgeführt. Aus der ersten Messreihe wird die mittlere Filmdicke des residualen Films bestimmt und aus der zweiten Messreihe wird die Konzentration von Wandfilm-, bzw. Sprühstrahlfluid ermittelt. Hierzu wird in der Filmdickenmessreihe Iso-Oktan mit 40 Vol.-% 3-Pentanon auf einen Iso-Oktan Wandfilm mit identischer 3-Pentanon Konzentration eingespritzt. Für die Bestimmung der Konzentration wird dem Wandfilm kein 3-Pentanon zugesetzt. Die initiale Wandfilmdicke beträgt im Mittel über alle Messungen $8\mu\text{m}$ bei einer Standardabweichung von $0,9\mu\text{m}$. Für Einspritzdrücke von 500 bar und 900 bar werden jeweils die beiden Ansteuerdauern des Injektors von $400\mu\text{s}$ und $600\mu\text{s}$ untersucht. Die Messungen werden bei atmosphärischem Druck und Raumtemperatur (22°C) durchgeführt.

In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse der Interaktion bei einem Einspritzdruck von 900 bar und einer Ansteuerdauer von $600\mu\text{s}$ dargestellt. Auf der linken Seite a) ist die residuale Filmdicke 30 ms nach der SWFI dargestellt. Rechts in b) ist der entsprechende Volumenanteil an Sprühstrahlflüssigkeit im residualen Film dargestellt. In beiden LIF-Bildern sind alle Pixel ausgeblendet, in denen die lokale Intensitätsverteilung des Lasers unter 50 % sinkt, genauere Erläuterungen dazu können in Abschnitt 3.3.3 gefunden werden. Außerdem sind in beiden Bildern der halbkreisförmige Bereich (punktiert) ausgeblendet, in dem sich der *Precitec* Filmdickensensor zur Steuerung des Rotationsbeschichters befindet. Im rechten Bild werden zusätzlich alle Pixel ausgeblendet für die kein Sprühstrahlanteil $\zeta_{\text{Spray}} \leq 0$ gemessen wird.

Die Interaktionszone kann in drei Bereiche eingeteilt werden. Um das Zentrum des Sprühstrahlauffreffpunktes befindet sich ein runder innerer Bereich, in dem die Filmdicke kleiner als die initiale Wandfilmdicke ist. Dieser Bereich ist in Abbildung 5.3 a) und b) durch einen roten Kreis (Strich-Punkt-Linie) markiert und wird als Verdrängungszone bezeichnet. Die Filmdicke ist hier im Zentrum mit $2,5\mu\text{m}$ am dünnsten und nimmt radial zu. Der Sprühstrahlanteil in Abbildung 5.5 b) zeigt eine maximale Konzentration von bis zu 100 % um den Auftreffpunkt und eine radiale Abnahme bis auf 0 % am Rand der Verdrängungszone. An die Verdrängungszone schließt sich der ringförmige

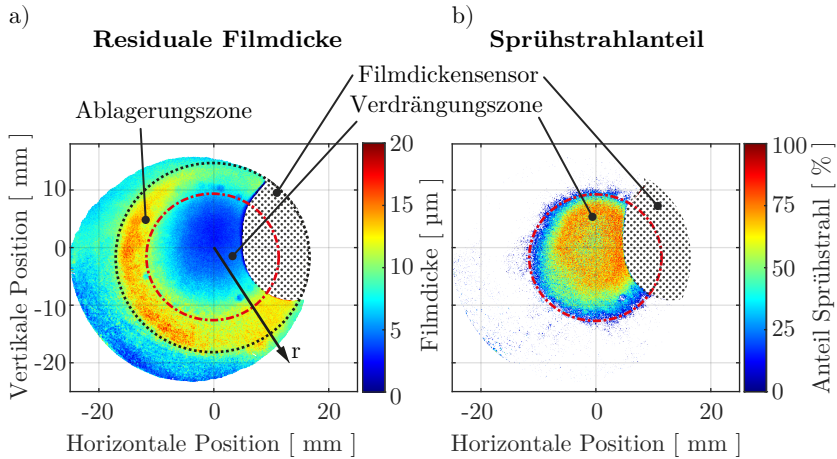


Abbildung 5.3: a) Beispielhaftes LIF-Messergebnis der residualen Filmdicke nach der SWFI mit Markierung der Verdrängungszone und der Ablagerungszone. Der punktierte Bereich wird vom Filmdickensensor verdeckt. b) zeigt den Anteil des Sprühstrahlfluides im residualen Wandfilm in a).

ge Bereich der Ablagerungszone zwischen der roten Strich-Punkt-Linie und der schwarzen punktierten Linie in Abbildung 5.3 an. In diesem Bereich wird die Filmdicke maximal und bildet einen ringförmigen Rand um die Verdrängungszone. Die maximale Filmdicke in der Verdrängungszone erreicht 20 µm. In diesem Bereich tritt fast kein Sprühstrahlfluid auf. Das Wandfluid ist vom Sprühstrahl während der Interaktion vom Zentrum nach außen verdrängt worden und bildet den charakteristischen Ring aus. Nachdem die maximale Filmdicke in der Ablagerungszone erreicht wird, nimmt die Filmdicke wieder bis zur initialen Filmdicke ab. Außerhalb der Ablagerungszone schließt sich ein weitgehend von der SWFI ungestörter Wandfilm an. Aufgrund des schrägen Auftreffens des Sprühstrahls, der Strahl trifft von schräg oben auf den Wandfilm auf, sind die Interaktionszonen elliptisch geformt. Dabei ist der vertikale Halbmesser länger als der horizontale Halbmesser. Der zusätzliche Impuls in vertikaler Richtung führt zu einer stärkeren Fluidverdrängung in vertikaler Richtung. Würde der Sprühstrahl senkrecht auf den Filmträger auftreffen, dann wären radialsymmetrische Interaktionszonen zu erwarten, wie in Liang et al. (2018) gezeigt. Im Folgenden bezieht sich der Durchmesser der Interaktionszonen auf den vertikalen Halbmesser der Interaktionszone.

Im Filmdickenbild ist eine Abnahme der Wandfilmdicke im südwestlichen Quadranten unterhalb der Verdrängungszone zu erkennen. Diese Filmabnahme ist ein Messfehler der wahrscheinlich durch eine Reflexion verursacht wird. Vermutlich wird in der Messkammer Licht von der Fluoreszenzantwort reflektiert, da dieser Effekt ausschließlich bei der SWFI mit Fluoreszenzfarbstoff auftritt. Die genaue Ursache konnte bisher jedoch nicht ermittelt werden. In den vorgestellten Untersuchungen befindet sich dieser Bereich aber im Bereich des ungestörten Wandfilms und sollte die Erkenntnisse aus den Untersuchungen vernachlässigbar beeinflussen. Im späteren Verlauf dieses Kapitels werden radiale Verläufe der Filmdicke und der Fluidanteile betrachtet. Diese werden entlang des in Abbildung 5.3 a) mit r bezeichneten Pfeils aus den Messbildern ermittelt, da dieser Bereich nicht von Reflexionen beeinflusst wird.

Die Ergebnisse der Parametervariation sind in Abbildung 5.4 als LIF-Aufnahmen für die residuale Filmdicke in der linken Spalte und LIF-Aufnahmen für die Sprühstrahlanteile in der rechten Spalte dargestellt. Wie oben in Abbildung 5.3 gezeigt, wird in den Aufnahmen der Großteil der rechten Bildhälfte vom *Precitec* Filmdickensensorkopf verdeckt. In Abbildung 5.4 wird deshalb für jede Aufnahme die linke Bildhälfte gezeigt. In den rechten Hälften der Diagramme wird für den direkten Vergleich die gespiegelte Aufnahme mit variiertem Parameter gezeigt. Außerdem sind, wie oben, die Linien für die Grenzen der Verdrängungs- und Ablagerungszone in den Abbildungen eingezeichnet. Diese Darstellung hat den Vorteil, dass Änderungen an den geometrischen Abmaßen der Zonen erkennbar sind.

In der ersten Bildreihe in Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse bei Variation des Einspritzdruckes und bei konstanter Ansteuerdauer des Injektors dargestellt. Die Aufnahmen zeigen deutlich die Ausbildung der Verdrängungs- und Ablagerungszone. Der Durchmesser der Verdrängungszone nimmt mit einem Anstieg des Einspritzdruckes von 500 bar auf 900 bar um ca. 2,5 mm zu und der Durchmesser der Ablagerungszone nimmt dabei um 4,0 mm zu. Wobei die maximale Filmdicke in der Ablagerungszone mit dem Einspritzdruck abnimmt. Die ringförmige Welle in der Ablagerungszone wird breiter und flacher. Die Filmdicke und die Verteilung des Sprühstrahlfluides bleiben in der Verdrängungszone nahezu konstant.

In der zweiten und dritten Bildreihe sind die Ergebnisse bei Variation der Ansteuerdauer des Injektors für Einspritzdrücke von 500 bar und 900 bar gezeigt. Für 500 bar nimmt der Durchmesser der Verdrängungszone bei einer Steigerung der Ansteuerdauer von 400 μ s auf 600 μ s um ca. 2,1 mm zu und für 900 bar nimmt der Durchmesser um ca. 2,6 mm zu. Die Ablagerungszone wächst dabei um 2,3 mm, bzw. 1,8 mm beim höheren Einspritzdruck. Die

maximalen Filmdicken nehmen in der Ablagerungszone bei längerer Injektoransteuerung zu. Bei Steigerung des Einspritzdruckes werden die maximalen Filmdicken kleiner, aber eine Zunahme der Filmdicke bei Verlängerung der Ansteuerdauer bleibt weiterhin sichtbar. Insgesamt kann zusammengefasst werden, dass bei zunehmendem Einspritzdruck und längerer Ansteuerdauer die Verdrängungszone anwächst. Bei Verlängerung der Einspritzdauer bleibt die radiale Ausdehnung der Ablagerungszone weitgehend unverändert und die Filmdicke wächst an. Allerdings ist anzumerken, dass durch das Verschieben der Ablagerungszone zu größeren Radien, das in der Ablagerungszone vorhandene Flüssigkeitsvolumen bei gleichbleibender Filmdicke anwächst. Mit steigendem Einspritzdruck vergrößert sich die radiale Ausdehnung der Verdrängungszone und der Film in der Zone wird flacher.

Für eine bessere quantitative Beurteilung der Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 die radialen Verläufe, entlang des Pfeils aus Abbildung 5.3, gezeigt. In der oberen Reihe sind die residualen Filmdicken für alle untersuchten Randbedingungen dargestellt. Der Übergang von 500 bar (blaue Linie) zu 900 bar (rote Linie) zeigt deutlich die abnehmende maximale Filmdicke in der Ablagerungszone bei gleichzeitiger Verbreiterung der Ablagerungszone. Außerdem zeigt der Vergleich zwischen linker Spalte (400 μ s Ansteuerdauer) und rechter Spalte (600 μ s Ansteuerdauer), dass die maximale Filmdicke in der Ablagerungszone mit der Steigerung der Ansteuerdauer weitestgehend konstant bleibt. In der Verdrängungszone sinkt die Filmdicke mit steigendem Einspritzdruck. Die minimale Filmdicke im Zentrum der Einspritzung bleibt aber bei einer längeren Einspritzung mit konstantem Druck gleich. Die Ausdehnung der Verdrängungszone wächst aber an.

In den Diagrammen in der zweiten und dritten Reihe sind die Anteile an Wandfilmfluid bzw. Sprühstrahlfluid im Residualfilm gezeigt. Als binäres Gemisch, das aus zwei Fluiden besteht, muss die Bedingung $\zeta_{\text{Film}} + \zeta_{\text{Spray}} = 1$ erfüllt sein. Die Verläufe zeigen, dass im Zentrum der Interaktionszone für alle untersuchten Fälle kein Wandfilm mehr vorhanden ist. Der Bereich, in dem kein Wandfilmfluid vorhanden ist, wächst mit dem Einspritzdruck an. Bei verlängerter Einspritzdauer ist ein geringer Zuwachs dieser Zone erkennbar. Im Übergangsbereich zwischen Verdrängungs- und Ablagerungszone nimmt der Wandfilmanteil linear zu, bis der residuale Wandfilm vollständig aus originalem Wandfilm besteht. Für die Untersuchungen bei verlängerter Einspritzzeit ist bis zum Ende des Messbereichs noch ein, im Vergleich zu den kürzeren Einspritzzeiten, höherer Restanteil an Sprühstrahlflüssigkeit erkennbar. Eine verlässliche Quantifizierung dieser Menge Sprühstrahlfluid ist aufgrund der großen Streubreite allerdings nur eingeschränkt möglich. Die radialen Gradienten des Wandfilmanteils bleiben im Übergang bei einer Stei-

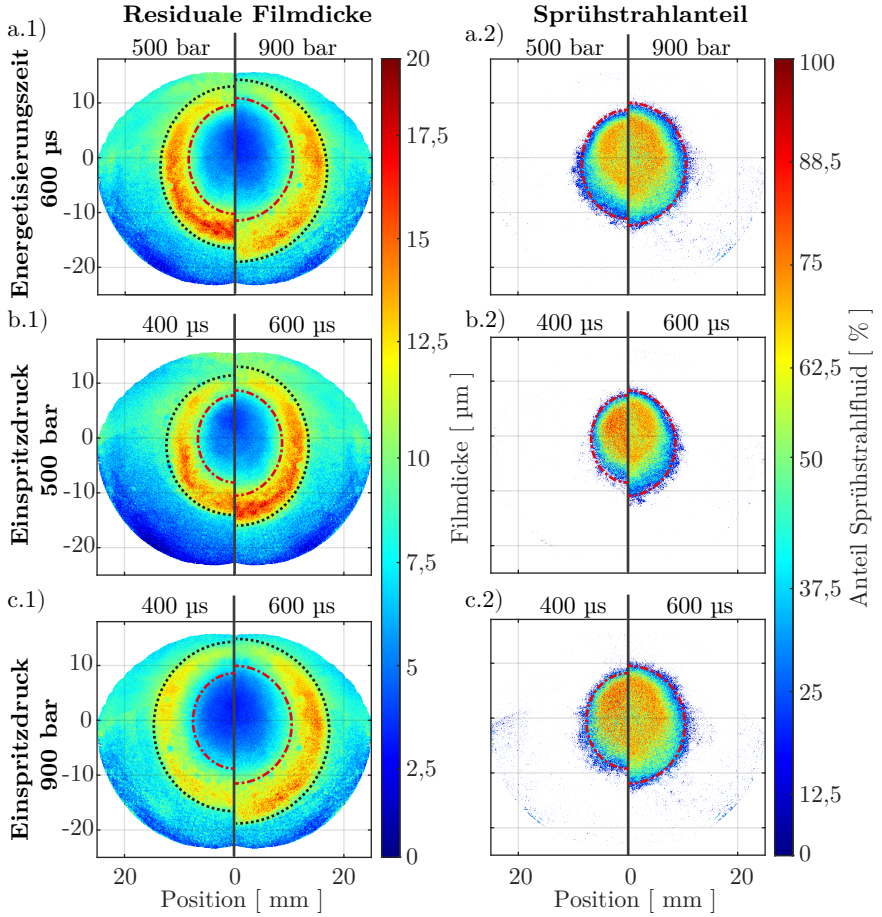


Abbildung 5.4: LIF-Aufnahmen für die residuale Filmdicke (linke Spalte) und den Sprühstrahlanteil (rechte Spalte). Jede Abbildung vergleicht zwei Mess-einstellungen. Hierfür sind jeweils die linken Hälften der Aufnahmen gezeigt, wobei eine Messung zur besseren Anschaulichkeit vertikal nach rechts gespiegelt dargestellt ist. Bildreihe a) zeigt den Vergleich der Einspritzdrücke 500 bar/900 bar bei 600 μs Ansteuerdauer. Bildreihe b) zeigt den Vergleich der Ansteuerzeiten 400 μs /600 μs bei 500 bar. Bildreihe c) zeigt den Vergleich der Ansteuerzeiten 400 μs /600 μs bei 900 bar.

gerung des Einspritzdruckes konstant und werden für längere Ansteuerzeiten flacher. Durch die flacheren Gradienten ist bei Erreichen der initialen Wandfilmdicke in der Übergangszone (markiert als δ_0) für längere Einspritzzeiten die Sprühstrahlkonzentration niedriger. Das Anwachsen der Verdrängungszone ist in den Wandfilmanteilen mit Δr_1 und Δr_2 gekennzeichnet.

Über die Integration der Filmdicke und des Wandfilmanteils im residualen Film im Messbereich und dem Vergleich mit dem initialen Wandfilm kann mit diesem Messsystem zum einen die Netto-Filmänderung und zum anderen der Wandfilmabtrag bestimmt werden. In Abbildung 5.5 sind oberhalb der Diagramme die prozentuale Änderung des Filmvolumens und des Wandfilmvolumens bezogen auf den initialen Wandfilm angegeben. Ausschließlich für einen Einspritzdruck von 900 bar bei einer Ansteuerungsdauer von 400 μ s kann eine leichte Nettozunahme des Filmvolumens von 1 % beobachtet werden. Darüber hinaus nimmt das Volumen des Films für alle Untersuchungen zwischen 9 % und 4 % ab. Für den Wandfilm wird für alle Bedingungen ein deutlicher Abtrag von mindesten 19 % (400 μ s, 500 bar) und maximal 48 % (600 μ s, 900 bar) gemessen. Grundsätzlich ist die Ablagerung von Sprühstrahlfluid und der Abtrag von Wandfilmfluid beim hohen Einspritzdruck am größten, wobei beim hohen Einspritzdruck eine schwache Abhängigkeit von der Einspritzdauer erkennbar ist. Für 500 bar ist eine deutliche Abhängigkeit von der Einspritzdauer sichtbar. Eine mögliche physikalische Erklärung ist, dass für lange Einspritzzeiten ein Gleichgewicht aus Fluidabtrag und Fluidauftrag erreicht wird. Dabei wird Sprühstrahlfluid in der Verdrängungszone auf dem Film abgelagert und radial nach außen getragen. In der Ablagerungszone sammelt sich zunächst Wandfilm an und wird über Scherkräfte des sich parallel zur Filmoberfläche ausbreitenden Sprühstrahls abgeschert und in die Umgebung ausgetragen. Aus der Verdrängungszone wird nun Sprühstrahlfluid radial nach außen auf den Wellenberg in die Ablagerungszone transportiert. Der Abtrag von Flüssigkeit von einem Wandfilm durch eine Scherströmung wurde von Ebner et al. (2002) detailliert untersucht. Mit zunehmenden Anteil an Sprühstrahlfluid steigt der Anteil des ausgetragenen Sprühstrahlfluides, während der des Wandfilms sinkt. Nach einer gewissen Zeit befindet sich an der Filmoberfläche reines Sprühstrahlfluid und damit kann kein, beziehungsweise wenig, Wandfilmfluid ausgetragen werden. Beim Erreichen des Gleichgewichts wird gleichviel Sprühstrahlfluid abgetragen, wie in der Verdrängungszone aufgetragen wird. Das Filmvolumen und der Wandfilmanteil erreichen einen konstanten Wert. Wird nun der Einspritzdruck erhöht, so erhöht sich der Impuls des Sprühstrahls, wodurch die Ausbildung des Gleichgewichts beschleunigt werden könnte.

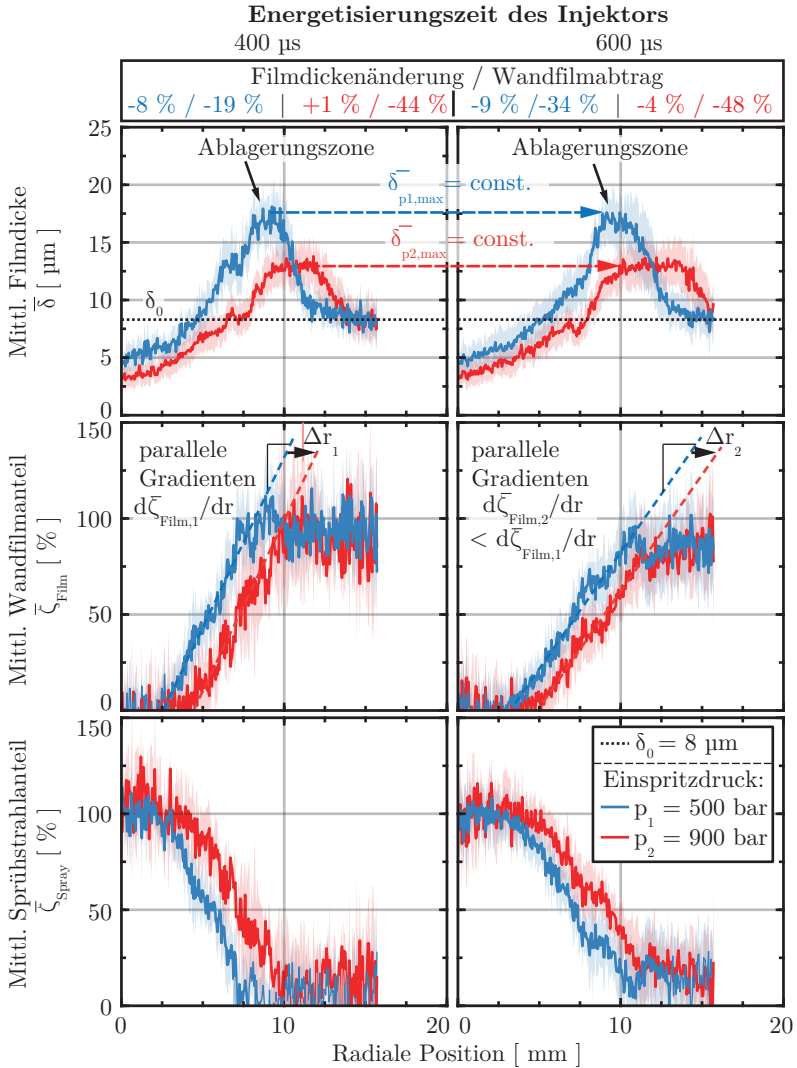


Abbildung 5.5: Radiale Verläufe für die Filmdicke, den Wandfilmanteil und den Sprühstrahlanteil im residualen Wandfilm 30 ms nach Ansteuerbeginn. Die ungestörte Wandfilmdicke δ_0 ist als gepunktete Linie dargestellt. Links sind die Ergebnisse für 400 μs und rechts für 600 μs Ansteuerdauer gezeigt. Die Verläufe sind entlang des radialen Pfeils aus Abbildung 5.3 ermittelt worden und die schattierten Bereiche geben die Standardabweichung an.

Diese Argumentation berücksichtigt bisher keine Tropfen-Film-Interaktion und ist damit nicht vollständig. Bei der Interaktion von Tropfen mit Wandfilmen können die beiden Phänomene Deposition und Splashing auftreten. Bei der Deposition lagert sich der Tropfen auf dem Film und der Wand an. Beim Splashing bilden sich beim Auftreffen zusätzlich Sekundärtropfen, bestehend aus Film- und Sprühstrahlfluid. Diese bewegen sich von der Filmoberfläche weg. Splashing tritt bei dünnen Filmen und großen schnellen Tropfen auf, siehe dazu beispielsweise Geppert et al. (2017). Im Bereich der Verdrängungszone ist die Geschwindigkeit normal zur Filmoberfläche in Gas- und Tropfenphase am größten. Entsprechend wird in diesem Bereich der Großteil der Tropfen auftreten und aufgrund der großen Auftreffgeschwindigkeit zu Splashing führen. Die kleineren und leichteren Sekundärtropfen können von der umgelenkten Gasströmung einfacher mitgerissen und in die Atmosphäre ausgetragen werden, siehe dazu die Untersuchungen von Pan et al. (2019). Damit kann die Interaktion von Tropfen mit dem Wandfilm in der Verdrängungszone zum Wandfilmabtrag beitragen, wobei mit der Zeit die Wandfilmkonzentration in der Verdrängungszone abnimmt. Eine Erhöhung des Einspritzdruckes führt zu kleineren und schnelleren Tropfen, siehe Hiroyasu und Kadota (1974). Damit einhergehend steigt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Splashing, damit kann ebenfalls durch Tropfen-Wandfilm-Interaktion eine zunehmende Geschwindigkeit des Abtragprozesses erklärt werden. Der prognostizierte stationäre Zustand bei höherem Einspritzdruck könnte dadurch ebenfalls schneller erreicht werden und die oben angeführte Hypothese stützen.

Bei den durchgeführten Untersuchungen wird für die Filmdickenmessung eine maximale Standardabweichung von $3\text{ }\mu\text{m}$ erreicht, wobei die relative Standardabweichung zwischen 15 % und 30 % des Messwertes liegt. Für die Bestimmung der Fluidanteile liegen die absoluten Standardabweichungen bei bis zu 35 %. Für kleine Fluidanteile wächst allerdings die Standardabweichung relativ zum Messwert auf bis zu 100 %. Diese Ergebnisse liegen im erwarteten Bereich zwischen den mittleren und maximalen Messfehlern, die in Abschnitt 4.2 hergeleitet wurden.

Für die Anwendung der Messtechnik auf die SWFI lässt sich zum einen der große räumliche Messbereich, der die gesamte Interaktionszone abdeckt, und zum anderen die Möglichkeit zur Bestimmung von Filmdicke und Stoffkonzentration positiv hervorheben. Die Messauflösung des Systems ist für die Anwendung ebenfalls ausreichend. Nachteilig sind auf der anderen Seite der hohe Messaufwand durch die vielen Messwiederholungen, die für eine valide Mittelung notwendig sind, und die damit einhergehende Messunsicherheit durch Schwankungen zwischen den einzelnen Messungen. Außerdem lassen

sich Einzelphänomene, die sporadisch und an wechselnden örtlich begrenzten Bereichen in der Interaktionszone auftreten, unzureichend auflösen, da deren Effekte in den Messungen durch die Mittelung abgeschwächt werden. Zusätzlich könnte durch eine zeitliche Auflösung der Messungen in Kombination mit einer direkten Messung während der SWFI die Prozesse, die zur Ausbildung der hier gezeigten residualen Filmdicken geführt haben, besser untersucht werden. Hierfür müsste eine Hochgeschwindigkeitskamera inklusive Bildverstärker mit einem Laser kombiniert werden, der entweder kontinuierlich oder bei entsprechend hoher Frequenz betrieben werden kann. Außerdem müssen Bildaufnahme und Laseranregung durch die Hohlwelle erfolgen, um eine Abschattung des Lasers durch den Sprühstrahl zu vermeiden. Die Abschattung verhindert in der hier vorgestellten Konfiguration eine Messung während der Interaktion.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung und Analyse von Messsystemen zur Untersuchung der SWFI hinsichtlich der Auftrags- und Abtragsprozesse von Sprühstrahl- und Wandfilmfluid. Während die Ablagerung von Sprühstrahlfluid auf Wänden und Filmen nach der SWFI in der Literatur bereits eingehender untersucht wurde, fehlen bisher experimentelle Daten, die eine eindeutige Differenzierung zwischen Sprühstrahlfluid und Wandfilmfluid ermöglichen und die entsprechenden Massenanteile während oder nach der Interaktion liefern. Als Ursache für diese Datenlücke sind fehlende geeignete Messsysteme identifiziert worden. Die Analysen in dieser Arbeit sollen bei der Beurteilung der Anwendbarkeit und der Weiterentwicklung von nicht-invasiven Messmethoden auf Basis des interferometrischen Messprinzips und auf Basis der planaren laserinduzierten Fluoreszenz zur Anwendung bei der SWFI helfen.

Mit dem Versuchsstand bestehend aus Hochdruckkammer und Rotationsbeschichter steht ein Versuchsträger mit hoher optischer Zugänglichkeit zur Verfügung, der die Realisierung von motorähnlichen Temperaturen und Drücken während der SWFI ermöglicht. Darüber hinaus kann mit dem Rotationsbeschichter ein ausreichend dünner Wandfilm definierter Dicke direkt in der Kammer erzeugt werden. Für die messtechnischen Untersuchungen ist dieser von der Vorder- und der Rückseite optisch zugänglich. An die entwickelten Messsysteme wurden die folgenden Anforderungen gestellt:

- Quantitative Bestimmung der Filmdicke und der Stoffkonzentration im Interaktionsgebiet zur Bestimmung der Massenanteile für die Bilanzierung des Fluidauf- und abtrags.
- Eine hohe zeitliche Auflösung der Messung für die Untersuchung von Einspritzungen mit Dauern von 100 - 5000 μ s
- Eine örtlich aufgelöste Bestimmung der Messgrößen zur Beurteilung lokaler Phänomene.
- Eine möglichst hohe Messgenauigkeit und Reproduzierbarkeit.

Mit den entwickelten Messsystemen kann jeder Punkt für sich allein betrachtet erreicht werden, aber eine Erfüllung aller Kriterien in einer einzelnen Mes-

sung konnte bisher nicht realisiert werden. Die Gründe werden nachfolgend erläutert.

Auf Basis des interferometrischen Prinzips ist ein spektral auflösendes Fizeau-Interferometer mit zwei Messkanälen, Topografiekanal und Spektralkanal, zur Bestimmung der Filmdicke entwickelt worden. Die Auslegung in Form eines Fizeau-Interferometers mit zusammenfallendem optischen Referenz- und Messpfad bietet den Vorteil, dass optische Komponenten, wie dickwandige und teure Druckkammerfenster, nicht ebenfalls im Referenzpfad installiert werden müssen, bzw. die optischen Abweichungen zwischen Referenz- und Messpfad nicht aufwendig korrigiert werden müssen. Im Topografiekanal werden mit einer gepulsten Hochgeschwindigkeitslaserdiode und einer Hochgeschwindigkeitskamera zweidimensionale Interferogramme gleicher Dicke mit bis zu 12,5 kHz aufgenommen. Die Interferenzordnung und damit die absolute Filmdicke kann aus dieser Messung alleine nicht bestimmt werden. Deshalb wird im Spektralkanal mit einem Spektrografen entlang einer Linie einmalig ein spektral aufgelöstes Interferogramm aufgenommen, aus dem die absolute Filmdicke bestimmt werden kann. Mit dieser Messung kann die Interferenzordnung und damit die Filmdicke im gesamten zweidimensionalen Interferogramm berechnet werden. Das System erreicht eine hohe örtliche Auflösung und eine hohe maximale Filmdickenauflösung im Bereich von Nanometern. Damit erfüllt das System alle Anforderungen für die Filmdickenmessung. Mit dem umgesetzten Fizeau-Interferometer können allerdings ausschließlich Filme mit einem maximalen Oberflächenwinkel von 4° aufgelöst werden, da die für größere Winkel ansteigende Interferenzstreifendichte nicht von der Kamera aufgelöst werden kann. Hierzu ist bereits die örtliche Auflösung an das physikalisch und technische Maximum gebracht und das Bildfeld auf $0,87 \text{ mm} \times 0,87 \text{ mm}$ reduziert worden. Das Bildfeld entspricht damit einem Bruchteil der gesamten Interaktionszone. Die theoretische Messgenauigkeit hängt vom Einfallswinkel der Beleuchtung ab und kann für das umgesetzte Messsystem zu kleiner 5 % abgeschätzt werden.

Aufgrund der chaotischen Struktur während der Interaktion durch die vielen einzelnen Tropfeninteraktionen ist die Filmoberfläche voller Strukturen mit lokalen Oberflächenwinkeln größer 4° . Eine Filmdickenmessung kann somit während der SWFI nicht durchgeführt werden, sondern erst nach der eigentlichen SWFI. Zu diesem Zeitpunkt wird die Interaktionszone von langsam ablaufenden Relaxationsprozessen dominiert. Eine hohe zeitliche Auflösung ist dafür nicht notwendig und die Bildauswertung der Interferogramme ist rechenzeitintensiv, siehe Abschnitt 4.1.

Der Ansatz, die Filmdicke mit dem Interferometer zu messen und das LIF-Prinzip zeitgleich für die Messung der Stoffkonzentration zu nutzen, wurde

aufgrund der oben genannten Einschränkungen des Interferometers verworfen. Die Gewinnung von LIF-Aufnahmen im Interferometer-Messbereich mit geringer Ausdehnung würde selbst für verstärkte Kameras kein ausreichendes Signal bei ausreichend kurzen Belichtungszeiten bzw. Laserpulsen erzeugen. Deshalb ist ein LIF-Messsystem entwickelt worden, das die Filmdicke und die Konzentration im gesamten Interaktionsgebiet ermittelt. Da in diesem Fall das Interferometer nicht mehr zum Einsatz kommt, müssen zwei getrennte LIF-Messungen durchgeführt werden. Für die Filmdickenmessung werden sowohl der Sprühstrahl und der Wandfilm mit Fluoreszenzfarbstoff dotiert. Für die Konzentrationsmessung wird ausschließlich der Wandfilm dotiert. Das Konzept sieht vor, dass die auf dieser Grundlage gewonnenen LIF-Messdatensätze beide miteinander verrechnet werden, um auf diese Weise Filmdicken- und Konzentrationsverteilung in der Interaktionszone zu bestimmen. Die beiden Messungen müssen während verschiedenen Einspritzungen durchgeführt werden. Um den Einfluss statistischer Schwankungen zu kompensieren, werden für beide Messgrößen mittlere Filmdicken und Stoffkonzentrationen über mehrere Einspritzungen ermittelt, bevor diese miteinander verrechnet werden. Eine zeitliche Auflösung der Messung ist damit nicht möglich. Das System erreicht eine gute Messgrößenauflösung, die allerdings von der gemessenen Filmdicke abhängig ist. Mit steigender Filmdicke sinkt die Messauflösung.

Den größten Einfluss auf die Messgenauigkeit haben schwankende Randbedingungen und stochastische Variationen während der SWFI und zwischen einzelnen Messungen. Der Einfluss dieser Störgrößen ist auf Basis experimenteller Daten und theoretischer Überlegungen quantifiziert worden. Die erwartbare Messabweichung ist von Filmdicke, Fluidkonzentrationen und Stichprobenumfang, d.h. Anzahl der berücksichtigten Einspritzungen in der Bildmittelung, abhängig. Insbesondere für dünne Wandfilme und niedrige Wandfilmkonzentrationen können die lokalen Messabweichungen auch für einen großen Stichprobenumfang ein Vielfaches der eigentlichen Messgröße erreichen. Die mittlere Abweichung im gesamten Interaktionsgebietes ist dabei um ca. zwei Größenordnungen besser, siehe Abschnitt 4.2.

In der Anwendung auf die SWFI hat das LIF-Messsystem durch das größere Messfeld Vorteile gegenüber dem interferometrischen Messsystem. Aufgrund des Gesamtüberblicks über das Interaktionsgebiet konnte mittels LIF die Ausbildung charakteristischer Zonen identifiziert werden. Im Bereich um den Sprühstrahlauftreffpunkt wurde eine Verdrängungszone ermittelt, in der fast der gesamte Wandfilm vom Sprühstrahlfluid verdrängt wird. Der Wandfilm lagert sich in einer rinneförmigen Zone um den Auftreffpunkt an, der sogenannten Verdrängungszone. Für die geometrischen Ausmaße der Zonen,

die sich ergebenden Filmdicken und Konzentrationsverläufe konnten bereits erste Abhängigkeiten bezüglich der Einspritzparameter identifiziert werden. Außerdem ist erstmalig der Abtrag von Wandfilmfluid quantifiziert worden.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass zwar die festgelegten Anforderungen einer zeitlich aufgelösten Messung zur Quantifizierung der Auf- und Abtragsprozesse mit den untersuchten Messsystemen nicht erreicht werden konnte. Mit dem entwickelten LIF-Messsystem ist aber dennoch eine getrennte Bestimmung von Sprühstrahl- und Wandfilmfluid durch eine Mittelung über mehrere Einspritzungen möglich. Die notwendige Mittelung vieler Einspritzungen erhöht den Messaufwand allerdings signifikant.

Der beschriebene LIF-Messaufbau ist außerdem bisher in der Lage, Filmdicke und Konzentration nach der Interaktion zu bestimmen. Durch eine Einkopplung des Lasers durch die Hohlwelle könnten in Zukunft Messungen während der SWFI mit LIF durchgeführt werden. Hierfür ist zusätzlich die Aufbringung von Antireflexionsbeschichtungen für UV-Licht auf Kammerfenstern und Filmträger erforderlich. Die lokalen Messabweichungen sind im aktuellen Entwicklungsstand hoch. Hierbei ist ein erheblicher Faktor die Schwankung der Filmdicke des Wandfilms vor der Interaktion. Diese kann durch den Einsatz von Wandfilmfluiden mit höherer Viskosität, die mehr der Viskosität von Motoröl entspricht, bereits deutlich reduziert werden. Der Einsatz von Silikonöl, das im Gegensatz zu Motoröl nicht fluoresziert, wäre eine anwendbare Alternative. Das größte Verbesserungspotential liegt aber in der gleichzeitigen Bestimmung von Filmdicke und Konzentration, wodurch die bisher notwendige gemittelte Betrachtung entfallen würde. Hierfür ist eine Kombination mit einem der anderen Messprinzipien aus Kapitel 2.2, wie beispielsweise der Brechungsindex-Matching-Methode (RIM) für die Filmdickenmessung, denkbar.

Literaturverzeichnis

- Aamir M., Qiang L., Hong W., Xun Z., Wang J. und Sajid M., 2017: Transient heat transfer performance of stainless steel structured surfaces combined with air-water spray evaporative cooling at high temperature scenarios, *Applied Thermal Engineering*, Band 115, 418–434.
- Abbe E., 1873: Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung, *Archiv für Mikroskopische Anatomie*, Band 9(1), 413–468.
- Akçay C., Parrein P. und Rolland J.P., 2002: Estimation of longitudinal resolution in optical coherence imaging, *Applied Optics*, Band 41(25), 5256.
- Akop M.Z., Zama Y., Furuhashi T. und Arai M., 2013a: Characteristics of adhesion of diesel fuel on impingement disk wall. Part 1: effect of impingement area and inclination angle of disk, *Atomization and Sprays*, Band 23(8), 725–744.
- Akop M.Z., Zama Y., Furuhashi T. und Arai M., 2013b: Experimental investigations on adhered fuel and impinging diesel spray normal to a wall, *Atomization and Sprays*, Band 23(3), 211–231.
- Akop M.Z., Zama Y., Furuhashi T. und Arai M., 2014: Characteristics of adhesion diesel fuel on an impingement disk wall. Part 3: ambient pressure effect, *Atomization and Sprays*, Band 24(7), 625–650.
- Almkvist G., Denbratt L., Josefsson G. und Magnusson I., 1995: Measurements of Fuel Film Thickness in the Inlet Port of an S.I. Engine by Laser Induced Fluorescence, *SAE Transactions*, Band 104, 2366–2373.
- Alonso M., Kay P.J., Bowen P.J., Gilchrist R. und Sapsford S., 2010: A laser induced fluorescence technique for quantifying transient liquid fuel films utilising total internal reflection, *Experiments in Fluids*, Band 48(1), 133–142.
- Andreassi L., Ubertini S. und Allocca L., 2007: Experimental and numerical analysis of high pressure diesel spray-wall interaction, *International Journal of Multiphase Flow*, Band 33(7), 742–765.
- Bar-Cohen A., Arik M. und Ohadi M., 2006: Direct Liquid Cooling of High Flux Micro and Nano Electronic Components, *Proceedings of the IEEE*, Band 94(8), 1549–1570.
- Bass M., 1995: Handbook of optics: Fundamentals, techniques, and design, Band vol. 1 von *Handbook of optics*, McGraw-Hill, 2. Auflage.
- Beer A., 1852: Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten, *Annalen der Physik*, Band 162(5), 78–88.

- Beucher O., 2007: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik mit MATLAB, Springer Berlin Heidelberg.
- Bieber M., 2023: Influence of nozzle geometry on spray and flame formation in the context of flame spray pyrolysis, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Aachen.
- Bolander N.W., Steenwyk B.D., Sadeghi F. und Gerber G.R., 2005: Lubrication regime transitions at the piston ring-cylinder liner interface, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology, Band 219(1), 19–31.
- Bouguer P., 1729: Essai D’Optique, Sur La Gradation De La Lumiere, Claude Jombert.
- Breitenbach J., Roisman I.V. und Tropea C., 2018: From drop impact physics to spray cooling models: a critical review, Experiments in Fluids, Band 59(3).
- Budde M., Ehrly M., Jakob M., Wittler M. und Pischinger S., 2011: Simulation and Optical Analysis of Oil Dilution in Diesel Regeneration Operation, Band SAE Technical Paper 2011-01-1844 von *SAE Technical Paper Series*, SAE International.
- Carl Zeiss AG, 2011: ZEISS Makro-Planar T* 2/100.
- Cheng W.K., Hamrin D., Heywood J.B., Hochgreb S., Min K. und Norris M., 1993: An Overview of Hydrocarbon Emissions Mechanisms in Spark-Ignition Engines, in: International Fuels & Lubricants Meeting & Exposition, SAE International.
- Cheng Y.s., Deng K. und Li T., 2010: Measurement and simulation of wall-wetted fuel film thickness, International Journal of Thermal Sciences, Band 49(4), 733–739.
- Cho H. und Min K., 2003: Measurement of liquid fuel film distribution on the cylinder liner of a spark ignition engine using the laser-induced fluorescence technique, Measurement Science and Technology, Band 14(7), 975–982.
- Choo Y.J. und Kang B.S., 2001: Parametric study on impinging-jet liquid sheet thickness distribution using an interferometric method, Experiments in Fluids, Band 31(1), 56–62.
- Cossali G.E., Santini M. und Marengo M., 2005: Single-drop empirical models for spray impact on solid walls: a review, Atomization and Sprays, Band 15(6), 699–736.
- de Groot P. und Deck L., 1995: Surface Profiling by Analysis of White-light Interferograms in the Spatial Frequency Domain, Journal of Modern Optics, Band 42(2), 389–401.
- Debnath S.K., 2005: Optical profiler based on spectrally resolved white light interferometry, Optical Engineering, Band 44(1), 013606.

- Demtröder W., 2005: *Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer-Lehrbuch, Springer, 3. Auflage.
- Demtröder W., 2007: *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 5. Auflage.
- Ding C.P., Sjöberg M., Vuilleumier D., Reuss D.L., He X. und Böhm B., 2018: Fuel film thickness measurements using refractive index matching in a stratified-charge SI engine operated on E30 and alkylate fuels, *Experiments in Fluids*, Band 59(3).
- Drake M., Fansler T., Solomon A. und Szekely G., 2003: Piston Fuel Films as a Source of Smoke and Hydrocarbon Emissions from a Wall-Controlled Spark-Ignited Direct-Injection Engine, SAE Technical Paper Series, 2003-01-0547, SAE International.
- Ebert T., Preuß A.C., Pischinger S. und Matz G., 2021: Oil Entry via Piston Top Land, *MTZ worldwide*, Band 82(7), 64–69.
- Ebner J., Gerenda's M., Schäfer O. und Wittig S., 2002: Droplet Entrainment From a Shear-Driven Liquid Wall Film in Inclined Ducts: Experimental Study and Correlation Comparison, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Band 124(4), 874–880.
- Fansler T., 2015: Spray measurement technology: a review, *Measurement Science and Technology*, Band 26(1), 012002.
- Felton P.G., Kyritsis D.C. und Fulcher S.K., 1995: LIF Visualization of Liquid Fuel in the Intake Manifold During Cold Start, in: 1995 SAE International Fall Fuels and Lubricants Meeting and Exhibition, Technical Paper 952464, SAE International.
- Foucart H., Habchi C., Le Coz J.F. und Baritaud T., 2015: Development of a Three Dimensional Model of Wall Fuel Liquid Film for Internal Combustion Engines, SAE Technical Paper Series, 980133, SAE International.
- Fox J.W., Min K.D., Cheng W.K. und Heywood J.B., 1992: Mixture Preparation in a SI Engine with Port Fuel Injection During Starting and Warm-Up, in: International Fuels & Lubricants Meeting & Exposition, 922170, SAE International.
- Ge M., Liang X., Yu H., Wang Y. und Zhang H., 2017: Effect of Lube Oil Film Thickness on Spray/Wall Impingement with Diesel, M20 and E20 Fuels, SAE Technical Paper Series, 2017-01-0847, SAE International.
- Geiler J.N., Grzeszik R., Quaing S., Manz A. und Kaiser S.A., 2018: Development of laser-induced fluorescence to quantify in-cylinder fuel wall films, *International Journal of Engine Research*, Band 19(1), 134–147.
- Geppert A., Terzis A., Lamanna G., Marengo M. und Weigand B., 2017: A benchmark study for the crown-type splashing dynamics of one- and two-component droplet wall-film interactions, *Experiments in Fluids*, Band 58(12).

- Ghiji M., Goldsworthy L., Brandner P.A., Garaniya V. und Hield P., 2018: End of injection process in a single-hole diesel injector, *Atomization and Sprays*, Band 28(1), 23–45.
- Han Z. und Xu Z., 2004: Wall Film Dynamics Modeling for Impinging Sprays in Engines, SAE Technical Paper Series, 2004-01-009, SAE International.
- Hecht E. und Schleitzer A., 2009: *Optik*, Oldenbourg, 5. Auflage.
- Henkel S., Beyrau F., Hardalupas Y. und Taylor A.M.K.P., 2016: Novel method for the measurement of liquid film thickness during fuel spray impingement on surfaces, *Optics express*, Band 24(3), 2542–2561.
- Hiroyasu H. und Kadota T., 1974: Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber, SAE Transactions, Band 83, 2615–2624.
- Johnen T. und Haug M., 1995: Spray formation observation and fuel film development measurements in the intake of a spark ignition engine, SAE Technical Paper Series, 950511, SAE International.
- Kai L. und Kemao Q., 2012: A generalized regularized phase tracker for demodulation of a single fringe pattern, *Optics express*, Band 20(11), 12579–12592.
- Kai L. und Kemao Q., 2013: Improved generalized regularized phase tracker for demodulation of a single fringe pattern, *Optics express*, Band 21(20), 24385–24397.
- Kalantari D., 2007: Characterization of liquid spray impact onto walls and films, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt.
- Kastengren A.L., Tilocco F.Z., Duke D., Powell C.F., Moon S. und Zhang X., 2012: Time-Resolved X-ray radiography of Diesel injectors from the Engine Combustion Network, in: *Proceedings ICLASS 2012 Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.
- Keller H., 1964: Proper Alignment of the Microscope, in: *Methods in cell physiology*, Band 72, 45–55, Prescott.
- Kelly-Zion P., Collins W. und Glawe D., 2004: Application of Laser Interferometry for Transient Film Thickness Measurements, in: *Proceedings of the ASME Heat Transfer/Fluids Engineering Summer Conference 2004*, 501–507, ASMEDC.
- Kemao Q., 2007: Two-dimensional windowed Fourier transform for fringe pattern analysis: Principles, applications and implementations, *Optics and Lasers in Engineering*, Band 45(2), 304–317.
- Kidd R., Ardini J. und Anton A., 1989: Evolution of the modern photon, *American Journal of Physics*, Band 57(1), 27–35.
- Kirsch V., Reddemann M.A., Palmer J. und Kneer R., 2017: Zooming into primary breakup mechanisms of high-pressure automotive sprays, in: *Proceedings ICLASS-Europe 2017: 28th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Universitat Politècnica València.

- Ko K. und Arai M., 2002: Diesel Spray and Adhering Fuel on an Impingement Wall, SAE Technical Paper Series, 2002-01-1628, SAE International.
- Koban W., Koch J.D., Sick V., Wermuth N., Hanson R.K. und Schulz C., 2005: Predicting LIF signal strength for toluene and 3-pentanone under engine-related temperature and pressure conditions, Proceedings of the Combustion Institute, Band 30(1), 1545–1553.
- Koch J.D., Gronki J. und Hanson R.K., 2008: Measurements of near-UV absorption spectra of acetone and 3-pentanone at high temperatures, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Band 109(11), 2037–2044.
- Koch J.D. und Hanson R.K., 2003: Temperature and excitation wavelength dependencies of 3-pentanone absorption and fluorescence for PLIF applications, Applied Physics B: Lasers and Optics, Band 76(3), 319–324.
- Lakowicz J.R., 2006: Principles of fluorescence spectroscopy, Springer Science+Business Media LLC, 3. Auflage.
- Lambert J.H., 1760: Photometria.
- Lang O., Geiger J., Habermann K. und Wittler M., 2005: Boosting and Direct Injection -Synergies for Future Gasoline Engines, SAE Technical Paper Series, 2005-01-1144, SAE International.
- LaVision, GmbH, 2009: Product-Manual Calibration Lamp.
- Le Zhao, Torelli R., Zhu X., Scarcelli R., Som S., Schmidt H., Naber J. und Lee S.Y., 2017: An Experimental and Numerical Study of Diesel Spray Impingement on a Flat Plate, SAE International Journal of Fuels and Lubricants, Band 10(2), 407–422.
- Le Zhao, Zhao Z., Zhu X., Ahuja N., Naber J. und Lee S.Y., 2018: High Pressure Impinging Spray Film Formation Characteristics, in: WCX World Congress Experience, Band SAE Technical Paper 2018-01-0312, SAE International.
- Lee S.Y. und Ryu S.U., 2006: Recent progress of spray-wall interaction research, Journal of Mechanical Science and Technology, Band 20(8), 1101–1117.
- Lefebvre A.H. und McDonell V.G., 2017: Atomization and sprays, Combustion: An International Series, CRC Press/Taylor & Francis Group, 2. Auflage.
- Legarda-Sáenz R., Osten W. und Jüptner W., 2002: Improvement of the regularized phase tracking technique for the processing of nonnormalized fringe patterns, Applied Optics, Band 41(26), 5519–5526.
- Leis J.W., 2013: Digital signal processing using matlab for students and researchers, Wiley.
- Liang G. und Mudawar I., 2016: Review of mass and momentum interactions during drop impact on a liquid film, International Journal of Heat and Mass Transfer, Band 101, 577–599.

- Liang X., Zhang H., Shu G., Wang Y., Sun X., Yu H. und Ge M., 2018: Experimental Investigation on Effect of Wall Roughness and Lubricant Film on the Adhered Fuel Film of N-Butanol-Diesel Blends after Spray Impingement, *Energies*, Band 11(6), 1576.
- Luo H., Nishida K., Uchitomi S., Ogata Y., Zhang W. und Fujikawa T., 2018: Effect of temperature on fuel adhesion under spray-wall impingement condition, *Fuel*, Band 234, 56–65.
- Ma T., Feng L., Wang H., Liu H. und Yao M., 2019: Analysis of near wall combustion and pollutant migration after spray impingement, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 141, 569–579.
- Malacara D., Servin M. und Malacara Z., 2005: *Interferogram Analysis for Optical Testing*, C R C Press LLC and Taylor & Francis Group, 2. Auflage.
- Maligne D. und Bruneaux G., 2011: Time-resolved fuel film thickness measurement for direct injection SI engines using refractive index matching, *SAE Technical Paper Series*, 2011–01–1215, SAE International.
- Moon S., Huang W., Li Z. und Wang J., 2016: End-of-injection fuel dribble of multi-hole diesel injector: Comprehensive investigation of phenomenon and discussion on control strategy, *Applied Energy*, Band 179, 7–16.
- Moreira A., Moita A.S. und Panão M.R., 2010: Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: How much of single droplet impact research is useful?, *Progress in Energy and Combustion Science*, Band 36(5), 554–580.
- Möller G.H., 2021: *Einspritzung von Stammzellsuspensionen in Hohlorgane*, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Aachen, dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2021.
- Nazemi M. und Shahbakhti M., 2016: Modeling and analysis of fuel injection parameters for combustion and performance of an RCCI engine, *Applied Energy*, Band 165, 135–150.
- Olsen D., Dou C., Zhang X., Hu L., Kim H. und Hildum E., 2010: Radiometric Calibration for AgCam, *Remote Sensing*, Band 2(2), 464–477.
- O'Rourke P.J. und Amsden A.A., 1996: A Particle Numerical Model for Wall Film Dynamics in Port-Injected Engines, *SAE Transactions*, Band 105, 2000–2013.
- Pan H., Di Xiao, Hung D., Xu M. und Li X., 2019: Experimental investigations of wall jet droplet impact on spray impingement fuel film formation, *Fuel*, Band 241, 33–41.
- Planck M., 1900: Ueber irreversible Strahlungsvorgänge, *Annalen der Physik*, Band 306(1), 69–122.

- Polder G., van der Heijden G.W., Keizer L.P. und Young I.T., 2003: Calibration and Characterisation of Imaging Spectrographs, *Journal of Near Infrared Spectroscopy*, Band 11(3), 193–210.
- Pratt W.K., 2007: *Digital image processing*, Wiley-Interscience, 4. Auflage.
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T. und Flannery B.P., 2002: *Numerical recipes in C*, Cambridge Univ. Press, 2. Auflage.
- Rahmani R., Theodossiades S., Rahnejat H. und Fitzsimons B., 2012: Transient elastohydrodynamic lubrication of rough new or worn piston compression ring conjunction with an out-of-round cylinder bore, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, Band 226(4), 284–305.
- Rayleigh, 1879: XXXI. Investigations in optics, with special reference to the spectroscope, *Philosophical Magazine Series 5*, Band 8(49), 261–274.
- Safarov J., Ashurova U., Ahmadov B., Abdullayev E., Shahverdiyev A. und Hassel E., 2018: Thermophysical properties of Diesel fuel over a wide range of temperatures and pressures, *Fuel*, Band 216, 870–889.
- Saito A. und Kawamura K., 1997: Behavior of Fuel Film on a Wall at Fuel Spray Impinging, *International Journal of Fluid Mechanics Research*, Band 24(4-6), 707–715.
- Schulz F. und Beyrau F., 2019: The effect of operating parameters on the formation of fuel wall films as a basis for the reduction of engine particulate emissions, *Fuel*, Band 238, 375–384.
- Schulz F., Samenfink W., Schmidt J. und Beyrau F., 2016: Systematic LIF fuel wall film investigation, *Fuel*, Band 172, 284–292.
- Schulz F., Schmidt J. und Beyrau F., 2015: Development of a sensitive experimental set-up for LIF fuel wall film measurements in a pressure vessel, *Experiments in Fluids*, Band 56(5), 133.
- Schumacher L., Seel K., Reddemann M.A. und Kneer R., 2018: High-speed Fizeau interferometry for film topography measurement during spray film interaction, *The Review of scientific instruments*, Band 89(11), 113703.
- Schumacher L., Zuschlag M., Bieber M., Reddemann M.A. und Kneer R., 2020: Planar laser-induced fluorescence for quantification of liquid removal and deposition during spray wall film interaction, *Atomization and Sprays*, Band 30(11), 799–810.
- Scriven L.E., 1988: *Physics and Applications of DIP Coating and Spin Coating*, *MRS Proceedings*, Band 121.
- Seel K., Reddemann M.A., Baltaci T. und Kneer R., 2015: *Impact of Lubricating Oil Films on Spray-Wall Interaction*, 2015–01–2043, SAE International.

- Seel K., Reddemann M.A. und Kneer R., 2018: Optical investigation of the interaction of an automotive spray and thin films by utilization of a high-pressure spin coater, *Experiments in Fluids*, Band 59(3), 888.
- Seel K., Reddemann M.A., Verbaere V., Mathieu F., Cardenas M., Rohlfes W., Hausteine H.D. und Kneer R., 2016: A spin coating device for the investigation of spray-film interactions under engine relevant conditions, *Atomization and Sprays*, Band 26(11), 1111–1125.
- Senda J., Ohnishi M., Takahashi T., Fujimoto H., Utsunomiya A. und Wakatabe M., 1999: Measurement and modeling on wall wetted fuel Film profile and mixture preparation in intake port of SI engine, *SAE Technical Paper Series*, 1999-01-0798, SAE International.
- Servin M., Marroquin J.L. und Cuevas F.J., 1997: Demodulation of a single interferogram by use of a two-dimensional regularized phase-tracking technique, *Applied Optics*, Band 36(19), 4540.
- Servin M., Marroquin J.L. und Cuevas F.J., 2001: Fringe-follower regularized phase tracker for demodulation of closed-fringe interferograms, *Journal of the Optical Society of America A*, Band 18(3), 689.
- Shi H., Tang Q., An Y., Raman V., Sim J., Chang J., Magnotti G. und Johansson B., 2020: Study of spray/wall interaction in transition zones from HCCI via PPC to CI combustion modes, *Fuel*, Band 268, 117341.
- Song B.H. und Choi Y.H., 2008: Investigation of variations of lubricating oil diluted by post-injected fuel for the regeneration of CDPF and its effects on engine wear, *Journal of Mechanical Science and Technology*, Band 22(12), 2526–2533.
- Stanglmaier R.H., Li J. und Matthews R.D., 1999: The Effect of In-Cylinder Wall Wetting Location on the HC Emissions from SI Engines, *SAE Transactions*, Band 108, 533–542.
- Stanton D.W. und Rutland C.J., 1998: Multi-dimensional modeling of thin liquid films and spray-wall interactions resulting from impinging sprays, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 41(20), 3037–3054.
- Stevens E. und Steeper R., 2001: Piston wetting in an optical DISI engine: fuel films, pool fires, and soot generation, *SAE Technical Paper Series*, 2001-01-1203, SAE International.
- Stokes G.G., 1852: XXX. On the change of refrangibility of light, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Band 142, 463–562.
- Taylor R.I., 2021: Fuel-Lubricant Interactions: Critical Review of Recent Work, *Lubricants*, Band 9(9), 92.
- Trujillo M.F., Mathews W.S., Lee C.F. und Peters J.E., 2000: Modelling and experiment of impingement and atomization of a liquid spray on a wall, *International Journal of Engine Research*, Band 1(1), 87–105.

- Valeur B., 2001: *Molecular fluorescence: Principles and Applications*, Wiley-VCH.
- Wang B., Mosbach S., Schmutzhard S., Shuai S., Huang Y. und Kraft M., 2016: Modelling soot formation from wall films in a gasoline direct injection engine using a detailed population balance model, *Applied Energy*, Band 163, 154–166.
- Wang C., Pei Y., Qin J., Peng Z., Liu Y., Xu K. und Ye Z., 2021: Laser induced fluorescence investigation on deposited fuel film from spray impingement on viscous film over a solid wall, *Energy*, Band 231, 120893.
- Watanabe S., Takahashi T. und Bennett K., 2017: Quantitative evaluation of the accuracy and variance of individual pixels in a scientific CMOS (sCMOS) camera for computational imaging, in: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Band 10071, 100710Z, International Society for Optics and Photonics, SPIE.
- Weiss C., 2005: The liquid deposition fraction of sprays impinging vertical walls and flowing films, *International Journal of Multiphase Flow*, Band 31(1), 115–140.
- White L., Manin J. und Pickett L.M., 2022: High-speed low-coherence interferometry for film thickness measurements in impinging gasoline direct injection sprays, *The Proceedings of the International symposium on diagnostics and modeling of combustion in internal combustion engines*, Band 2022.10(0), C3–3.
- Yang B. und Ghandhi J., 2007: Measurement of diesel spray impingement and fuel film characteristics using refractive index matching method, *SAE Technical Paper Series*, 2007–01–0485, SAE International.
- Yoon S., Kim H., Kim D. und Park S., 2016: Effect of the Fuel Injection Strategy on Diesel Particulate Filter Regeneration in a Single-Cylinder Diesel Engine, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Band 138(10).
- Zhang R., Bohac S.V. und Sick V., 2006: Stability of isoctane mixtures with 3-pentanone or biacetyl as fluorescence tracers in combustion experiments, *Experiments in Fluids*, Band 40(1), 161–163.
- Zhang Y., Jia M., Duan H., Wang P., Wang J., Liu H. und Xie M., 2017: Experimental and numerical study of the liquid film separation and atomization at expanding corners, *SAE Technical Paper Series*, 2017–01–0856, SAE International.
- Zhang Y., Jia M., Duan H., Wang P., Wang J., Liu H. und Xie M., 2018: Numerical and experimental study of spray impingement and liquid film separation during the spray/wall interaction at expanding corners, *International Journal of Multiphase Flow*, Band 107, 67–81.
- Zhao L., 2018: *An Experimental and Computational Study of Fuel Spray Interaction: Fundamentals and Engine Applications*, Dissertation, Michigan Technological University.

Zigan L., 2020: Imaging Techniques for Multi-Parameter Determination in Mixture Formation and Combustion Processes, Habilitation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg.

A Anhang

A.1 Optische Wegdifferenz am geneigten Film

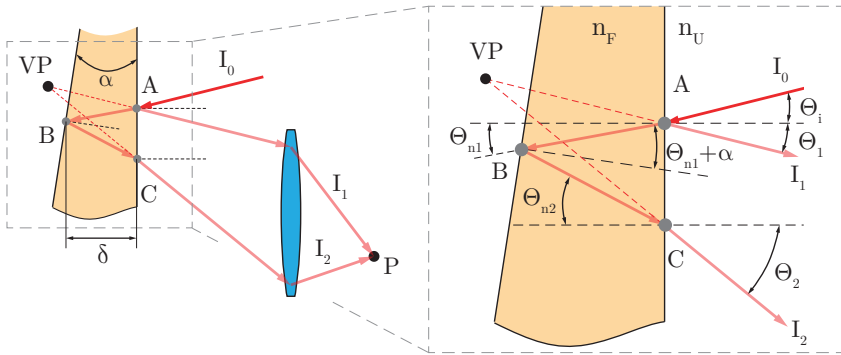


Abbildung A.1: Strahlengang an einem ebenen geneigten Film mit der Neigung α und dem Brechungsindex n_F unter nicht senkrechter Beleuchtung (Einfallswinkel Θ_i). In der Detailansicht auf der rechten Seite sind alle für die Berechnungen wichtigen Winkel eingezeichnet und benannt.

Im Folgenden ist die mathematische Herleitung für die Berechnung der optischen Wegdifferenz zwischen den beiden Reflexionen an einem geneigten Film für den allgemeinen Fall einer nicht senkrechten Beleuchtung dargestellt. Die optische Wegdifferenz muss entsprechend Abschnitt 2.1.1 mit

$$\Lambda = \overline{AB} + \overline{BC} - (\overline{VPA} - \overline{VPC}) \quad (\text{A.1})$$

berechnet werden. Die Punkte A, B, C und VP , wie sie durch Reflexion und Transmission am geneigten Film entstehen, sind in Abbildung A.1 gezeigt. In der Detailansicht auf der rechten Seite sind alle Reflexions- und Transmissionswinkel eingezeichnet und mit den hier benutzen Formelzeichen benannt.

Die unbekannten Winkel Θ_{n1} , Θ_{n2} und Θ_2 können ausgehend vom bekannten Einfallswinkel Θ_i über das Reflexionsgesetz und das *Snelliussche Brechungsgesetz* zu

$$\Theta_1 = \Theta_i \quad (\text{A.2})$$

$$\Theta_{n1} = \arcsin \left(\frac{n_U}{n_F} \cdot \sin(\Theta_i) \right) \quad (\text{A.3})$$

$$\Theta_{n2} = 2 \cdot \alpha + \Theta_{n1} = 2 \cdot \alpha + \arcsin \left(\frac{n_U}{n_F} \cdot \sin(\Theta_i) \right) \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} \Theta_2 &= \arcsin \left(\frac{n_F}{n_U} \cdot \sin(\Theta_{n2}) \right) \\ &= \arcsin \left\{ \frac{n_F}{n_U} \cdot \sin \left[2 \cdot \alpha + \arcsin \left(\frac{n_U}{n_F} \cdot \sin(\Theta_i) \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

berechnet werden. Über Trigonometrie können die optischen Wegdifferenzen $\overline{AB}$ und $\overline{BC}$ mit

$$\begin{aligned} \overline{AB} &= n_F \cdot \frac{\delta}{\cos(\Theta_{n1})} = n_F \cdot \frac{\delta}{\cos \left(\arcsin \left(\frac{n_U}{n_F} \cdot \sin(\Theta_i) \right) \right)} \\ &= n_F \cdot \frac{\delta}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_U}{n_F} \cdot \sin(\Theta_i) \right)^2}} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

$$\overline{BC} = n_F \cdot \frac{\delta}{\cos(\Theta_{n2})} = n_F \cdot \frac{\delta}{\cos \left(2 \cdot \alpha + \arcsin \left(\frac{n_U}{n_F} \cdot \sin(\Theta_i) \right) \right)} \quad (\text{A.7})$$

bestimmt werden. Für die optischen Wegdifferenzen $\overline{VPA}$ und $\overline{VPC}$ muss der Schnittpunkt der beiden Strahlen I_1 und I_2 bestimmt werden. Zur Bestimmung der Geradengleichungen beider Strahlen werden die Steigungen über

$$m_{I1} = \tan(\Theta_1) = \tan(\Theta_i) \quad (\text{A.8})$$

$$m_{I2} = \tan(\Theta_2) = \tan \left(\arcsin \left\{ \frac{n_F}{n_U} \cdot \sin \left[2 \cdot \alpha + \arcsin \left(\frac{n_U}{n_F} \cdot \sin(\Theta_i) \right) \right] \right\} \right) \quad (\text{A.9})$$

ermittelt. Für die weiteren Berechnungen wird der Auftreffpunkt des einfallenden Strahls als Koordinatenursprung festgelegt. Der y -Achsenabschnitt des Strahls I_1 wird damit zu $b_1 = 0$ und der y -Achsenabschnitt des Strahls I_2 kann über

$$b_2 = \delta \cdot (\tan(\Theta_{n1}) + \tan(\Theta_{n2})) \quad (\text{A.10})$$

bestimmt werden. Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit wird hier und im Folgenden auf das Einsetzen der Gleichungen A.2 bis A.5 verzichtet. Gleichsetzen der Geradengleichung beider Strahlen ergibt die x -Koordinate des Schnittpunktes im Punkt VP über

$$\begin{aligned} m_{I1} \cdot x_{VP} &= m_{I2} \cdot x_{VP} + b_2 \\ \Rightarrow x_{VP} &= \frac{b_2}{m_{I1} - m_{I2}} = \frac{b_2}{\tan(\Theta_1) - \tan(\Theta_2)} \\ &= \delta \cdot \frac{\tan(\Theta_{n1}) + \tan(\Theta_{n2})}{\tan(\Theta_1) - \tan(\Theta_2)}. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Mit Einsetzen von x_{VP} in die Geradengleichung eines Strahls wird die y -Koordinate von VP zu

$$\begin{aligned} y_{VP} &= \tan(\Theta_1) \cdot \frac{b_2}{\tan(\Theta_1) - \tan(\Theta_2)} \\ &= \delta \cdot \tan(\Theta_1) \cdot \frac{\tan(\Theta_{n1}) + \tan(\Theta_{n2})}{\tan(\Theta_1) - \tan(\Theta_2)} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

bestimmt. Mit den Koordinaten des virtuellen Bildpunktes VP werden die fehlenden optischen Wegdifferenzen zu

$$\begin{aligned} \overline{VPA} &= n_F \cdot \sqrt{x_{VP}^2 + y_{VP}^2} \\ &= n_F \cdot \delta \cdot \frac{\tan(\Theta_{n1}) + \tan(\Theta_{n2})}{\tan(\Theta_1) - \tan(\Theta_2)} \cdot \sqrt{1 + (\tan(\Theta_1))^2} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

$$\begin{aligned} \overline{VPC} &= n_F \cdot \sqrt{x_{VP}^2 + (y_{VP} + b_2)^2} \\ &= n_F \cdot \delta \cdot (\tan(\Theta_{n1}) + \tan(\Theta_{n2})) \cdot \\ &\quad \sqrt{\left(\frac{1}{\tan(\Theta_1) - \tan(\Theta_2)}\right)^2 + \left(1 + \frac{\tan(\Theta_1)}{\tan(\Theta_1) - \tan(\Theta_2)}\right)^2} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

bestimmt. In den Gleichungen A.13 und A.14 werden die Änderungen der Brechungsindizes für die optischen Weglängen beim linksseitigen Verlassen des Films vernachlässigt. Die optische Wegdifferenz kann durch Einsetzen der Gleichungen A.6, A.7, A.13 und A.14 in die Gleichung A.1 berechnet werden.