

Lehrstuhl für Feingerätebau und Mikrotechnik

Optische Druckmessung zur Untersuchung von aerostatischen Lagern

Jürgen Huber

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. R. Schilling

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. J. Heinzl
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. E. Igenbergs, i.R.

Die Dissertation wurde am 14. Juni 2004 bei der Technischen Universität
München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen
am 17. September 2004 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als externer Doktorand am Lehrstuhl für Feingerätebau und Mikrotechnik der Technischen Universität München in den Jahren 2001 bis 2004.

Für die zahlreichen wertvollen Gespräche, die wohlwollende Förderung meiner wissenschaftlichen Arbeit und die gewährten Freiräume gilt mein besonderer Dank meinem Doktorvater Univ.-Prof. Dr.-Ing. J. Heinzl.

Für die wichtigen Anregungen und die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens möchte ich Univ.-Prof. Dr.-Ing. E. Igenbergs herzlich danken.

Dank auch an Univ.-Prof. Dr.-Ing. Schilling für die freundliche Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Leider kann ich hier an dieser Stelle nicht alle Kolleginnen und Kollegen des Lehrstuhls namentlich nennen, aber ich bedanke mich für das überaus freundliche Umfeld und die vielen fruchtbaren Gespräche und Hilfestellungen.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Niederhofer und den Werkstattmitarbeitern des Lehrstuhls für ihre präzise Arbeit bei der Erstellung meiner Messaufbauten.

Bedanken möchte ich mich bei Georg Slotta, stellvertretend für die Aerolas GmbH, für die Vermessung der Testlager.

Raimund Rix, Dirk Rempel, Nina Schmid und Doris von Appen danke ich für die sorgsame Durchsicht der Arbeit und ihre freundschaftliche Unterstützung.

Für die aufopfernden Jahre danke ich besonders meinen Eltern, Franz und Irmgard Huber, die das alles, was ich heute bin, letztendlich möglich gemacht haben.

1	EINLEITUNG	1
1.1	Ziel der Arbeit	2
1.2	Grundlagen aerostatischer Lager	3
1.3	Stand der Technik	12
1.3.1	Messtechnische Untersuchung von Luftlagern	12
1.3.2	Simulative Untersuchung von Luftlagern	15
2	OPTISCHE DRUCKMESSUNG	18
2.1	Grundprinzip der Lumineszenz	18
2.2	Gesetzmäßigkeiten	23
2.3	Bekannte Anwendungsfelder der optischen Druckmessung	27
2.4	Messprinzipien	29
2.5	Technologie der optischen Druckmessung	33
2.5.1	Farbstoffe	35
2.5.2	Schichtmatrixen	37
2.5.3	Beschichtungstechnologien	38
2.5.4	Anregungslichtquellen	42
2.5.5	Detektorsysteme	45
3	BESCHREIBUNG DES MESSSYSTEMS	48
3.1	Gesamtsystem	49
3.2	Messaufbauten	51
3.2.1	Sensorschichten	51
3.2.2	CCD-Kamera	54
3.2.3	Optisches System	62
3.2.4	Lagerflächenmessaufbau	65
3.2.5	Düsenmessaufbau	71
3.3	Datenverarbeitung	74
3.3.1	Struktur der Auswertungsprogramme	74
3.3.2	Linearisierung der CCD-Intensitätsmessung	75
3.3.3	Erhöhung der Messwertauflösung	76
3.3.4	Reduktion des Messrauschens	77

4 MESSUNGEN	78
4.1 Kalibrierung	78
4.1.1 Temperaturkalibrierungstechnik	78
4.1.2 Temperaturkennlinienbestimmung	80
4.1.3 Eliminierung des Temperatureinflusses	82
4.1.4 Druckkalibrierungstechnik	83
4.1.5 Druckkennlinienbestimmung	85
4.2 Luftlagermessungen	87
4.2.1 Druckmessung	89
4.2.2 Temperaturmessung	94
4.3 Verifikation	98
4.3.1 Messbereich	99
4.3.2 Messauflösung	101
4.3.3 Messfehler	103
4.4 Dynamische Eigenschaften von PSP-Schichten	110
5 ZUSAMMENFASSUNG	115
6 ANHANG.....	118
6.1 Verifikation der Bildauswertungssoftware	118
6.2 Fehlerrechnung der Druckmessung	124
6.3 Spektrometernaufbau	130
6.4 Darstellung der Spin-Coating-Theorie	133
7 LITERATURVERZEICHNIS.....	143

(x,y)	-	Lage eines Punktes auf der Lagerfläche in kartesischen Koordinaten
(x,y), x-y-	m	Koordinaten eines kartesischen Koordinatensystems
[CCD]	[CCD]	Grauwert- bzw. RGB-Einheit eines Bildes der 8 bit CCD-Kamera
[CCD_k]	[CCD_k]	Grauwert- bzw. RGB-Einheit eines Bildes der 8 bit CCD-Kamera
[O ₂]	mol/m ³	Konzentration an Sauerstoffmolekülen
1D-, 2D-, 3D-	-	ein-, zwei-, dreidimensional
α	Grad	Benetzungswinkel eines Flüssigkeitsmeniskus an einer Oberfläche
A	-	Faktor der praktisch angewandten Form der Stern-Volmer-Gleichung
A*	bar	Faktor der nach p aufgelösten Stern-Volmer-Gleichung
A/D	-	Analog-Digital-Wandler
α_D	Grad	Öffnungswinkel der Düsenlaserbohrung
A _{LED}	1/A	Faktor der Kennlinie der LED-Spannungsabhängigkeit
ASA	ASA	Empfindlichkeit eines photographischen Films (hier auch der CCD-Kamera)
B	1/hPa	Faktor der praktisch angewandten Form der Stern-Volmer-Gleichung
B*	-	Faktor der nach p aufgelösten Stern-Volmer-Gleichung
b _J	1/hPa	Konstante der ursprünglichen Stern-Volmer-Gleichung
B _{LED}	-	Faktor der Kennlinie der LED-Spannungsabhängigkeit
CCD	-	Charge Coupled Device (elektronischer Bildsensor)
c _{dyn}	N/m	Federkonstante eines Luftlagers im dynamischen Betrieb (c _{dyn} = f(h,p ₀ ,f)
c _{dyn} (p ₀ ,h,f)	Ns/m	Federkonstante eines Luftlagers im dynamischen Betrieb als Funktion der Spalthöhe h, des Versorgungsdrucks p ₀ und der Schwingungsfrequenz f
C _{LED}	1/K	Faktor der Kennlinie der LED-Temperaturabhängigkeit
χ_{O_2}	-	Molarer Anteil des Sauerstoffs in einem Gasgemisch
c _{P,0}	-	Konzentration des Polymers in einer Lösung c _{P,0} = m _P / (m _{Polymer} +m _{Lösungsmittel})

C_{PSP}	-	Relative Quanteneffizienz der Umwandlung Betriebsstrom in Lichtemission
D	mm	Abstand der Auflagerkanten
D	mm	Allgemeiner Durchmesser
dA	-	infinitesimal kleines Flächenelement für Integralbildung
ΔA^*	bar	Experimentell bedingter Fehler des Faktors A^*
ΔB^*	-	Experimentell bedingter Fehler des Faktors B^*
ΔC_{PSP}	-	Abweichung der als konstant über die PSP-Fläche angenommenen relativen Quanteneffizienz
d_D	mm	lagerflächenseitiger Durchmesser der Düsenlaserbohrung
d_{dyn}	Ns/m	Dämpfungskonstante eines Luftlagers im dynamischen Betrieb ($d_{dyn} = f(h, p_0, f)$)
$d_{dyn}(p_0, h, f)$	Ns/m	Dämpfungskonstante eines Luftlagers im dynamischen Betrieb als Funktion der Spalthöhe h , des Versorgungsdrucks p_0 und der Schwingungsfrequenz f
dh	μ m	infinitesimal kleiner Längenabschnitt der Lagerspalthöhe h innerhalb einer Differenziations- bzw. Integralgleichung
$\Delta I_{...}$	CCD-Einh.	allgemeiner Fehler der CCD-Intensitätsmessung (mit Indizes entsprechend unterschieden)
ΔI_{CCD}	CCD-Einh.	gesamter in der in der CCD-Messtechnik lokalisierter Fehler der CCD-Intensitätsmessung
ΔI_{Drift}	CCD-Einh.	Fehler der CCD-Intensitätsmessung lokalisiert in der CCD-Messtechnik mit driftartiger Charakteristik
ΔI_{EM}	CCD-Einh.	Fehler der CCD-Intensitätsmessung lokalisiert in der PSP-Schicht und der LED-Beleuchtung
ΔI_R	A	Schwankungen des LED-Betriebsstroms
$\Delta I_{Rauschen}$	CCD-Einh.	Fehler der CCD-Intensitätsmessung lokalisiert in der CCD-Messtechnik mit rauschartiger Charakteristik
$\Delta \lambda$	nm	Spektrale Auflösung des Spektrometers
D_{LED}	-	Faktor der Kennlinie der LED-Temperaturabhängigkeit
DOCI		Diethyloxadicarboncyaninjodid
Δp	bar	Fehler der Druckmessung

Abkürzungsverzeichnis

Δp_1	bar	Annahmefehler beim Referenzdruck 1 für die experimentelle Bestimmung des Faktors A^*
Δp_2	bar	Annahmefehler beim Referenzdruck 2 für die experimentelle Bestimmung des Faktors A^*
ΔT	K	Temperaturdifferenz
ΔT	K	Messfehler der Temperaturmessung
dt	s	infinitesimal kleine Zeiteinheit innerhalb einer Differenzierungs- bzw. Integralgleichung
ΔT	K	Temperaturdifferenz
ΔT	K	Temperaturauflösung
e	-	Eulersche Zahl ($e = 2,718\dots$)
e	m/s	Verdunstungsrate
E_{ab}	Nm	abgeführte Energie (mechan., pneum.) in ein Luftlagersystem
$E_{kin, LL-Sys}$	Nm	kinetische Energie einer luftgelagerten Masse
E_L	-	Lichtmenge
$E_{pot, LL-Sys}$	Nm	potentielle Energie einer luftgelagerten Masse (mechanischer Anteil) und in dessen Lagerspalt (pneumatischer Anteil)
E_{zu}	Nm	Zugeführte Energie (mechan., pneum.) in ein Luftlagersystem
f	Hz	Frequenz
ϕ	-	Phasenlage
F	-	Fluor
f(...)	?	physikalische Funktion mit den Variablen ...
F_0	N	Tragkraft eines Luftlagers bei einer Spalthöhe von $h = 0$
F_0	N	Höhe der Amplitude einer dynamischen Kraftkomponente
FEM	-	Finite Elemente Methode
F_L	N	Last auf ein Luftlager (mit statischen und dynamischen Kraftanteilen)
$F_L(t)$	N	Last auf ein Luftlager als Funktion der Zeit t
F_{stat}	N	statische Kraftkomponente einer Last
F_T	N	Tragkraft eines Luftlagers

$F_T(h, p_0)$	N	Tragkraft eines Luftlagers als Funktion der Spalthöhe h und dem Versorgungsdruck p_0
FVM	-	flächig verteilte Mikrodüsen
F_x	N	Tragkraft im Punkt maximaler Steifigkeit
g	m/s^2	Erdbeschleunigung ($g = 9,81...m/s^2$)
Ge	-	Germanium
Gew%	Gew%	Konzentration des Polymers in einer Lösung $c_{P,0} = m_P / (m_{Polymer} + m_{Lösungsmittel})$
h	mm	Dicke des Glasträgers
η	kg/ms	Dynamische Viskosität
h	μm	Mittlere Höhe des Lagerspalts
h	μm	Dicke eines Flüssigkeitsfilms
h_0	μm	Dicke eines Flüssigkeitsfilms zum Zeitpunkt $t = 0$
h_x	μm	Mittlere Höhe des Lagerspalts im Punkt maximaler
I	CCD-Einh.	Lichtintensität als Funktion der Zeit
I	-	Lichtintensität
$I(t)$	CCD-Einh.	Lichtintensität als Funktion der Zeit
$I_{[O_2]=0}$	-	Lichtintensität in sauerstofffreier Umgebung
I_0	CCD-Einh.	Lichtintensität unter Referenzbedingungen
I_0 / I	-	relative Intensität
$I_{0,L}$	CCD-Einh.	Gemessene Fluoreszenzintensität bei einem relativen Druck von $p = 0$ bar unter Luftatmosphäre
I_{0,N_2}	CCD-Einh.	Gemessene Fluoreszenzintensität bei einer Stickstoffversorgung mit einem relativen Druck von $p = 0$ bar
I_1	CCD-Einh.	Lichtintensität unter der Referenzbedingung p_1 zur Bestimmung des Faktors A^*
$I_{1,0}$	-	Lichtintensität eines Luminophors 1 unter Referenzbedingungen
I_2	CCD-Einh.	Lichtintensität unter der Referenzbedingung p_2 zur Bestimmung des Faktors A^*
$I_{2,0}$	-	Lichtintensität eines Luminophors 2 unter Referenzbedingungen

Abkürzungsverzeichnis

I_L	CCD-Einh.	Gemessene Fluoreszenzintensität bei dem zu bestimmenden Druck von $p > 0$ bar unter Luftatmosphäre
I_{LED}	-	Lichtintensität der LED-Emission
I_{Licht}	-	Lichtintensität des Lumineszenzlichts auf einer Detektorfläche
I_{N_2}	CCD-Einh.	Gemessene Fluoreszenzintensität bei einer Stickstoffversorgung mit einem relativen Druck von $p > 0$ bar
I_R	A	Betriebsstrom der durch ein LED fließt
$I_{t=0}$	-	Lichtintensität zum Zeitpunkt $t = 0$
φ	Grad	zweite Koordinate eines polaren Koordinatensystems (hier Winkel bzgl. Lagermittelpunkt und beliebigem Referenzpunkt)
$K(T, \chi_{O_2})$	1/hPa	Zusammenfassende Konstante als Zwischenschritt der Umformung der Stern-Volmer-Gleichung
k_i	-	Umwandlungsrate eines Übergangs innerhalb von Lumineszenzprozessen
k_{nr}	-	Umwandlungsrate des strahlungslosen internen Übergangs
k_q	-	Umwandlungsrate des strahlungslosen externen Übergangs
k_r	-	Umwandlungsrate des strahlungsbehafteten Übergangs
λ	nm	Lichtwellenlänge
λ	1/s	Abklingkonstante eines Lumineszenzvorgangs
l_D	mm	Länge der Düsenlaserbohrung
LED	-	Light Emitting Diode
MCP	-	Multi Channel Plate
MFG		Magnesiumfluorogermanat
Mg	-	Magnesium
m_{LL}	kg	Masse des Luftlagers
m_{LL-Sys}	kg	Masse des gelagerten Systems (überhalb des Lagerspalts)
Mn	-	Mangan
n	1/s	Drehzahl
n	-	Anzahl an aufintegrierter Pixel
N_2	-	Stickstoff

Nd	-	Neodym
O ₂	-	Sauerstoff
p	N/mm ²	Flächenlast
P	-	Phosphor
P	-	Phosphor
π	-	Kreiskonstante $\pi \approx 3,14$
p(r)	bar	Relative Druckverteilung im Lagerspalt eines rotationssymmetrischen Luftlagers
p(x,y,h,p ₀)	bar	Relative Druckverteilung im Lagerspalt eines Luftlagers nach kartesischen Koordinaten und abhängig von der Spalthöhe h und dem Versorgungsdruck p ₀
p _∞	hPa	atmosphärischer Druck (absolut) der unmittelbaren Luftlagerumgebung
p ₀	bar	Relativer Versorgungsdruck
p ₁	bar	Relativer Druck am Düseneingang
p ₁	bar	Relativer Referenzdruck 1 für die experimentelle Bestimmung des Faktors A*
p ₂	bar	Relativer Druck am Ausgang des Lagerspalts
p ₂	bar	Relativer Referenzdruck 2 für die experimentelle Bestimmung des Faktors A*
p _{abs}	hPa	absoluter Druck eines Gases bzw. absoluter Gesamtdruck eines Gasgemisches
p _{abs} (x,y,h,p ₀)	bar	absolute Druckverteilung im Lagerspalt eines Luftlagers nach kartesischen Koordinaten und abhängig von der Spalthöhe h und dem Versorgungsdruck p ₀
p _J	hPa	Dampfdruck von Jod in der Stern-Volmer-Gleichung
PMMA		Polymethylmethakrylat
p _{O2}	hPa	Partialdruck von Sauerstoff in einem Gasgemisch
PS		Polystyrol
PSP		Pressure Sensitive Paint (drucksensitive Lumineszenzfarbe)
Pt	-	Platin

PtOEt		Platin(II)-octaethyl-porphyrin
PtTFPP		Platin(II)meso-tetrakis(pentafluorophenyl)porphyrin
r	mm	Abstand vom Lagermittelpunkt
ρ	Kg/m ³	Massendichte
r	μm	erste Koordinate eines polaren Koordinatensystems (hier Radius mit dem Ursprung in Lagermitte)
ρ_0	Kg/m ³	Massendichte einer Polymerlösung zum Zeitpunkt t = 0
R _{Düse}	bar*s/m ²	Pneumatischer Widerstand der Düse
r _F	μm	Auslaufradius am Düsenausgang
RGB		Rot-Grün-Blau (Farbkanäle eines Tiff- bzw bmp-Bildes)
R _{LED}	Ω	Ohmscher Widerstand einer LED im Arbeitspunkt
r _o	μm	Einlaufradius am Düseneingang
R _R	Ω	Ohmscher Widerstand des Vorwiderstands
R _{Spalt}	bar*s/m ²	Pneumatischer Widerstand des Lager spalts
Ru	-	Ruthenium
Ruphen		Ruthenium(4,7-diphenyl-1,10-phenanthrolin)dichlorid
S	N/ μm	Steifigkeit eines Luftlagers
σ_L	mol/m ³ hPa	Temperaturabhängige Löslichkeitskonstante eines Gases in einer bestimmten Flüssigkeit oder Festkörper
S _{max}	N/ μm	maximale Steifigkeit eines Luftlagers (meist bei F _T = 2/3 * F ₀)
S _n	-	Singulett-Zustand im Jablonski-Diagramm
S _{WP}	N/ μm	Steifigkeit am Punkt maximaler Steifigkeit
t	s	Zeit
τ	s	Zeitkonstante eines Lumineszenzvorgangangs
T	°C	Temperatur
τ_1	s	Zeitkonstante eines Lumineszenzvorgangangs eines Farbstoffs 1
τ_1, τ_2	1/s	Zeitkonstanten von Lumineszenzvorgangängen zweier verschiedener Luminophore
t _{1, t_{2, t_{3, t₄}}}	s	Verschiedene Zeitpunkte eines Messvorgangs
τ_2	s	Zeitkonstante eines Lumineszenzvorgangangs eines Farbstoffs 2

THF	-	Tetrahydrofuran
TIFF	-	Tagged Integer File (Bilddatenformat)
T_{LED}	K	Temperatur der LED-Umgebung
T_n	-	Triplet-Zustand im Jablonski-Diagramm
U	V	Spannung
$U_{besch.}$	V	Beschleunigungsspannung
U_{Ges}	V	Betriebsspannung der LED-Module
USB	-	Universal Serial Bus
v	m/s	Geschwindigkeit
V_{tot}	l	Mit Gas gefülltes Volumen im Lagerspalt bei einer Spalthöhe $h = 0$
ω	1/s	Winkelgeschwindigkeit
WP	-	Index für Arbeitspunkt in dem ein Luftlager betrieben wird (meist im Punkt maximaler Steifigkeit)
x	-	mathematische Variable
x	m	erste Koordinate eines kartesischen Systems
x	m	Variable für Weg
x^*I_{100}	CCD-Einh.	Gemessene Intensität bzgl. des gemessenen Intensitätswerts von 100 CCD-Einheiten
y	m	zweite Koordinate eines kartesischen Systems
YAG	-	Yttriumaluminiumgranat
\dot{V}	NI/min	Versorgungsvolumenstrom des Luftlagers
$\dot{V}(h)$	NI/min	Versorgungsvolumenstrom des Luftlagers als Funktion der Spalthöhe h
\dot{x}	m/s	Variable für Geschwindigkeit (1. Ableitung des Wegs)
\ddot{x}	m/s ²	Variable für Beschleunigung (2. Ableitung des Wegs)

1 Einleitung

Luftlager sind Lagerelemente, die auf einem Druckluftpolster schweben. Aufgrund der physikalischen Eigenschaften von Luft weisen Luftlager eine sehr geringe und für die meisten Anwendungsfälle vernachlässigbare Reibung auf. Werden sie mit Luft entsprechender Reinheit betrieben, können Luftlager sogar in Reinräumen der Halbleiterindustrie ohne Kapselung eingesetzt werden.

Einfache planare Standardluftlager bestehen aus einem ebenen Lagergrundkörper, der auf einer ebenfalls ebenen Gegenlagerfläche ruht. Der Lagergrundkörper weist in der Lagerfläche düsenförmige Öffnungen auf, durch die komprimierte Luft in den Spalt zwischen Lagergrundkörper und Gegenlagerfläche zugeführt wird. Der Druck im Lagerspalt fällt von der Düsenöffnung bis zum Lagerrand auf den atmosphärischen Druck der Umgebung ab und bildet eine charakteristische Druckverteilung unterhalb der Lagerfläche aus.

Die Dimensionen der Düsen und des Luftspalts liegen im Bereich von wenigen Mikrometern und damit in derselben Größenordnung der Form- und Oberflächenfehler wirtschaftlicher Fertigungsverfahren. Zudem stellt die sich aus der Fertigung ergebende komplexe Mikrotopologie große Anforderungen an entsprechende Messtechnologien innerhalb der Qualitätssicherung und der Fertigungsprozesssteuerung.

Insbesondere für Anwendungsfelder im hochdynamischen Markt der Halbleiterindustrie ist im Allgemeinen eine schnelle und zielgerichtet risikoarme Entwicklung ein entscheidender Wettbewerbsvorteil. Zudem haben aerostatische Lager eine zentrale Bedeutung für das Design einer teureren und hochkomplexen Kinematik eines Mess- oder Bearbeitungssystems.

Für eine zielgerichtete und anwendungsoptimierte Entwicklung von Luftlagern wurden vielerlei Rechenmodelle und Finite Elemente Simulationen erstellt. Diese stellen jedoch stets nur eine modellhafte Nachbildung der physikalischen Realität innerhalb der Rechenmodelle dar. Zur Minimierung eines Entwicklungsrisikos ist eine Verifikation und Kalibrierung dieser Modelle anhand von experimentellen Untersuchungen von Prototypenlagern eine geeignete Methode.

1.1 Ziel der Arbeit

Ziel der Arbeit ist es, die Idee der Bestimmung der Druck- und Temperaturverteilung im Lagerspalt aerostatischer Lager auf Basis der sauerstoffgequenchten Lumineszenz in ein Messsystem umzusetzen. Das wirtschaftlich zu realisierende Messsystem muss den Anwender in die Lage versetzen, mit geringem zeitlichen und gerätetechnischen Aufwand die Druckverteilung mit hoher Auflösung ermitteln zu können.

Das zu entwickelnde Messsystem soll die Bestimmung der Druckverteilung mit einer Ortsauflösung von wenigen Mikrometern erlauben. Die so generierbaren Daten sollen neue Einblicke in die physikalischen Vorgänge des Mikrofluidsystems Luftlager gewähren und eine detaillierte Verifikation verschiedener Simulationsmodelle ermöglichen. Insbesondere die Düsennahbereiche, welche derzeit sowohl experimentell als auch simulativ schwer fassbar sind, sollen mit dem neuen Messsystem detailliert untersucht werden können.

Die Dauer einer Messung ist so zu optimieren, dass das Messsystem für die differenzierende funktionale Qualitätssicherung aerostatischer Lager eingesetzt werden kann. Innerhalb weniger Minuten sollen sich Fehler der Lagerflächengeometrie und der Düsen lokalisieren und teilweise auch deren Ausprägung qualitativ erkennen lassen. Insbesondere eine schnelle Beurteilung der einzelnen Bohrungen bzgl. des funktionalen Ergebnisses des Laserbohrprozesses innerhalb der Fertigung von Violdüsenlagern soll mit diesem Verfahren wirtschaftlich möglich sein.

Die Arbeit gibt im ersten Teil einen Überblick über die physikalischen und technologischen Grundlagen der optischen Druckmessung. Das realisierte Messsystem wird sowohl von Seiten der Messaufbauten als auch der Datenverarbeitung eingehend beschrieben. Eine detaillierte Fehlerbetrachtung und –analyse zeigen Verbesserungspotentiale, die im Ausblick neben den Erweiterungen für die dynamischen Messungen erklärt werden.

1.2 Grundlagen aerostatischer Lager

Die berührungslos und reibungsfrei arbeitenden Luftlager sind seit den fünfziger Jahren bekannt und werden seither für Anwendungen mit hohen Relativgeschwindigkeiten oder hohen Genauigkeitsanforderungen eingesetzt.

Bauarten aerostatischer Lager

Luftlager mit einer zentral angeordneten Düse 4 und einer kammerförmigen Vertiefung 3 im Lagerflächenzentrum – so genannte Elementarlager - (siehe Bild 1-1) stellen die älteste Bauform aerostatischer Lager dar. Dieser Lagertyp weist günstige Fertigungskosten und gute statische Kennwerte auf.

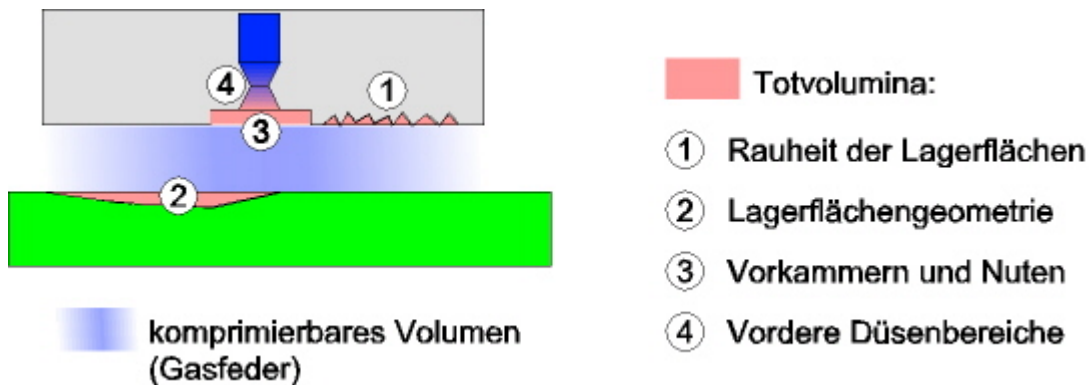


Bild 1-1: Schematischer Aufbau eines Elementarluftlagers mit den prinzip- oder fertigungsbedingten Totvolumina, die grundsätzlich nachteilig für das dynamische Verhalten aerostatischer Lager sind

Volumina in den Lagerflächen (Geometriefehler 2, Rauigkeiten 1 sowie Vorkammern und Kanäle 3 und z.T. die Düsen 4), welche bei einer Spalthöhe von $h = 0$ noch vorhanden sind, werden als Totvolumina bezeichnet. Diese wirken sich negativ auf das dynamische Verhalten von Luftlagern aus. Insbesondere die Elementarlager mit den großen Vorkammern weisen große Totvolumina auf. Bei höheren Versorgungsdrücken weisen die Elementarlager mit deren Totvolumina dynamisch kritische Lagercharakteristika auf, was sich u.a. als Lagerbrummen akustisch bemerkbar machen kann. Mit dem Ziel unerwünschte Totvolumina zu reduzieren, wurden verschiedene abweichende Bauformen entwickelt.

Ansätze hierbei sind die Substitution der Vorkammer durch volumenarme Mikrokanäle, welche die Druckluft von den Düsen in die Lagerflächenperipherie verteilen.

Ein ebenfalls verbesserter Ansatz ist der Ersatz der Kammer durch eine konkav ausgeformte Lagerfläche.

Heinzl und Zehentbauer [84] erzeugen durch einen speziellen Wälzprozess von Sinterbronze eine oberflächennahe Verdichtung des Sintermaterials. Durch anschließende Feinstbearbeitung auf einer Ultrapräzisionsdrehmaschine werden in der verdichteten Oberfläche Mikrodüsen erzeugt. Aufgrund der flächig verteilten **Mikrodüsen** dieser so genannten FVM-Lager sind diese nahezu totvolumenfrei.

Abweichend von den FVM-Lagern verdichten Heinzl, Schulz und Muth [85] mit einem speziellen Walzprozess die Oberfläche der Sinterbronze vollständig. Durch einen anschließenden Laserbohrprozess wird eine große Zahl an Mikrodüsen in die verdichtete Sinterbronzeschicht eingebracht. Die unweigerlich entstehenden Grate an den Düsenaustrittsöffnungen müssen durch einen spanenden Prozessschritt entfernt werden. Auch diese Lagertechnologie weist nahezu totvolumenfreie Lagerflächen auf, wobei die Fertigung deutlich prozesssicherer ist als die der FVM-Lager.

Heinzl, Schulz und Muth [73] versehen Luftlager aus Vollmaterial mit Mikrodüsen, die durch Laserbohren eingebracht werden. Diese Bauart vereint die günstigen Eigenschaften der verdichteten Bronzelager mit geringen Fertigungskosten. B. Schulz [65] untersucht im ersten Teil seiner Dissertation das Laserbohren als Kerntechnologie dieses Lagertypus hinsichtlich der Prozessparameter. Es gelingt ihm mit geeigneten Parametern ökonomische Prozesszeiten zu erzielen. Im zweiten Teil seiner Arbeit vergleicht er konventionelle Ein- bzw. Mehrdüsenlager mit Sinter- und Vollmateriallagern, die lasergebohrte Mikrodüsen aufweisen. Er kommt zu dem Schluss, dass Mikrodüsenlager der beschriebenen Bauart sowohl bzgl. der dynamischen als auch der statischen Eigenschaften den konventionellen Lagern überlegen sind.

Die verschiedenen Luftlagerprinzipien werden mit planaren, zylindrischen und sphärischen Lagerflächenformen umgesetzt. Hierdurch ist die Realisierung von Linearführungen und schnelllaufenden Spindeln möglich.

Für Spezialanwendungen wurden weitere Bauformen entwickelt:

So finden sich in schnelllaufenden Spindeln und Festplattenleseköpfen aerodynamische Lager. Diese kommen ohne externe Luftversorgung aus und erzeugen rein durch die Relativbewegung zwischen Lager- und Gegenlagerfläche die notwendige Druckverteilung im Lagerspalt.

Squeezelager erzeugen durch die Oszillation der Lagerfläche in Lagerflächennormalenrichtung die für den Betrieb erforderliche Druckverteilung im Lagerspalt. Das

geringe Druckniveau und die Oszillationen beschränken die Verbreitung auf die Handhabung von Wafern in der Halbleiterindustrie.

Anwendungsfelder für aerostatische Lager

Ein bedeutendes Anwendungsfeld für aerostatische Lager ist die Lagerung von Messmaschinen. Durch die aerostatischen Lager können die einzelnen Achsen frei von Stick-Slip-Effekten, mit hoher Reproduzierbarkeit, guter Führungsgenauigkeit und verschleißfrei bewegt werden. Da in diesen Messsystemen nur geringe Beschleunigungen und Verfahrgeschwindigkeiten auftreten, sind hierbei besonders die statischen Eigenschaften von Luftlagern von Bedeutung.

Innerhalb der spanenden Fertigungstechnik werden Luftlager in hochpräzisen Positioniertischen eingesetzt. Durch die Verwendung von aerostatischen Lagern in den Werkzeugspindeln können bei hohen Schneidgeschwindigkeiten höchste Form- und Oberflächengüten erzielt werden. Aufgrund der auftretenden Schwingungen während der Bearbeitung werden die Luftlager bzgl. guter statischer und dynamischer Eigenschaften optimiert.

Schnelllaufende Spindeln mit aerostatischer Lagerung werden auch in Spinnmaschinen und Nasslackieranlagen eingesetzt.

In der Halbleiterindustrie werden an die entsprechenden Fertigungsmaschinen hohe Anforderungen bzgl. deren Geschwindigkeit gestellt. Insbesondere in Die- und Wire-Bondern sowie in Bestückungsautomaten werden mit dynamisch optimierten Luftlagern sehr hohe Beschleunigungen und Verfahrgeschwindigkeiten in Verbindung mit guten Positioniergenauigkeiten erzielt. Aufgrund der hohen Führungsgenauigkeiten aerostatischer Lager erreichen luftgelagerte Lithographiemaschinen höchste Positioniergenauigkeiten im Bereich weniger Nanometer und ermöglichen die zunehmende Miniaturisierung der Strukturen von Halbleiterchips.

Aufbau aerostatischer Lager mit lasergebohrten Mikrodüsen

Luftlager mit lasergebohrten Mikrodüsen, die auf die Entwicklung von Heinzl, Muth und Schulz [73] zurückgeführt werden können, sind schematisch im Bild 1-2 abgebildet. Sie bestehen aus einem Grundkörper aus Vollmaterial 1.

In den Grundkörper 1 sind Bohrungen 9, 10 bis auf maximal einen Millimeter an die Lagerfläche spanend eingebracht. Über O-Ringe 6 gedichtet befinden sich im Grundkörper 1 unmittelbar unter dem angeschraubten Deckel 3 pneumatische Verteilerkanäle 4, 5. Über pneumatische Anschlüsse 7, 8 mit einer Druckluftquelle verbunden, versorgen sie die Mikrodüsen 12 des Lagers mit Druckluft.

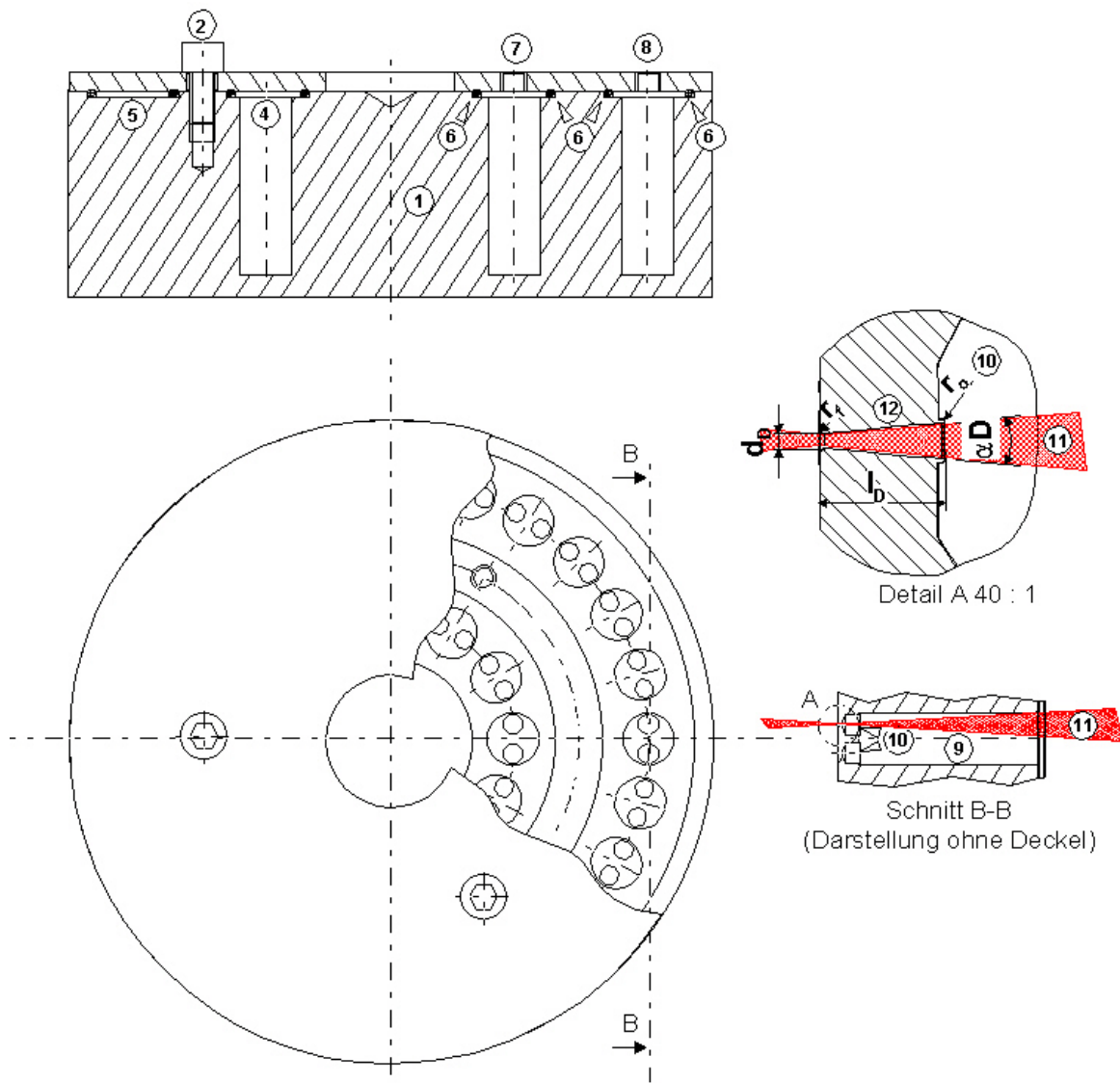


Bild 1-2: Schematischer Aufbau eines Luftlagers mit lasergebohrten Mikrodüsen 12, die am Grund von Zufuhrbohrungen 9, 10 bis an die Lagerfläche eingebracht werden. Über pneumatische Anschlüsse und Kanalstrukturen 4, 5 werden sie mit Druckluft gespeist. Die vergrößerte Darstellung zeigt charakteristische geometrische Größen lasergebohrter Mikrodüsen 12

Am Grund der Zufuhrbohrungen 10 werden von der Rückseite aus über die Zufuhrbohrungen 9, 10 mittels eines fokussierten Laserstrahl 9 die Mikrodüsen 12 eingebracht.

Durch den Laserprozess bedingt, weisen die Mikrodüsen 12 eine konische Form mit einem Öffnungswinkel von $\alpha_D \approx 10^\circ$ auf. Der Düsenkanal endet nach einer Länge von etwa $l_D = 0,5 \dots 1,5$ mm mit einer Öffnung von $d_D = 40 \dots 100$ μm in den Lagerspalt. Durch den rückwärtigen Auswurf des verdampften Materials während des Laserprozesses bilden sich Grate an der Einlaufkante, die von J. Dormann

[69] durch einen entsprechenden Einlaufradius r_0 charakterisiert werden. Auch die Auslassöffnung zeigt eine abgerundete Auslasskante mit dem Radius r_F .

Statische Kenngrößen aerostatischer Lager

Aerostatische Lagerelemente bestehen aus zwei Lagerflächen, in deren zwischenliegenden Lagerspalt - mit der Lagerspalthöhe h - über eine oder mehrere Düsen komprimiertes Gas eingeleitet wird. Innerhalb des Lagerspalts baut sich eine Druckverteilung $p(x, y, h, p_0)$ auf, dessen Druckmaxima in der Regel an den Düsenöffnungen liegen. Neben der Lage (x, y) in der Lagerfläche ist der Druck innerhalb eines Volumenelements von der Spalthöhe h und vom Versorgungsdruck p_0 abhängig. Zum Rand der Lagerflächen hin fallen sie auf den Umgebungsdruck p_∞ ab. Integriert man den relativen Druck $p(x, y, h, p_0) = p_{\text{abs}}(x, y, h, p_0) - p_\infty$ über die Lagerfläche, so erhält man die Tragkraft $F_T(h, p_0)$ des aerostatischen Lagers. Diese drückt die beiden Lagerflächen auseinander.

$$F_T(h, p_0) = \int p(x, y, h, p_0) \cdot dA \quad (1)$$

Wird das komprimierte Gas über eine Zufuhrbohrung ohne nennenswerten pneumatischen Widerstand $R_{\text{Düse}}$ in den ebenen Lagerspalt geleitet (Bild 1.3, oben, ohne Drossel), so ist der Druck an der lagerflächenseitigen Öffnung der Zufuhrbohrung, unabhängig von der Lagerspalthöhe h , konstant gleich dem Versorgungsdruck p_0 (aufgrund verschiedener strömungsmechanischer Effekte gilt dies genau genommen nur für kleine Spalthöhen). Die sich dadurch einstellende Druckverteilung $p(r)$ und damit auch die Tragkraft F_T sind ebenso unabhängig von der Spalthöhe h . Das so betriebene Lager befindet sich in einem indifferenten Zustand und ist technisch als Präzisionslagerelement unbrauchbar.

In nahezu allen aerostatischen Lagerelementen wird das komprimierte Gas über eine oder mehrere Düsen, die einen bestimmten pneumatischen Widerstand besitzen, in den Lagerspalt eingeleitet. Der Strömungswiderstand der Düsen ist weitestgehend unabhängig von der Spalthöhe h , während der Strömungswiderstand R_{Spalt} des Spaltes (siehe Gleichung (2)) umgekehrt proportional zur dritten Potenz der Lagerspalthöhe h ist [68].

$$R_{\text{Spalt}} \sim \frac{1}{h^3} \quad (2)$$

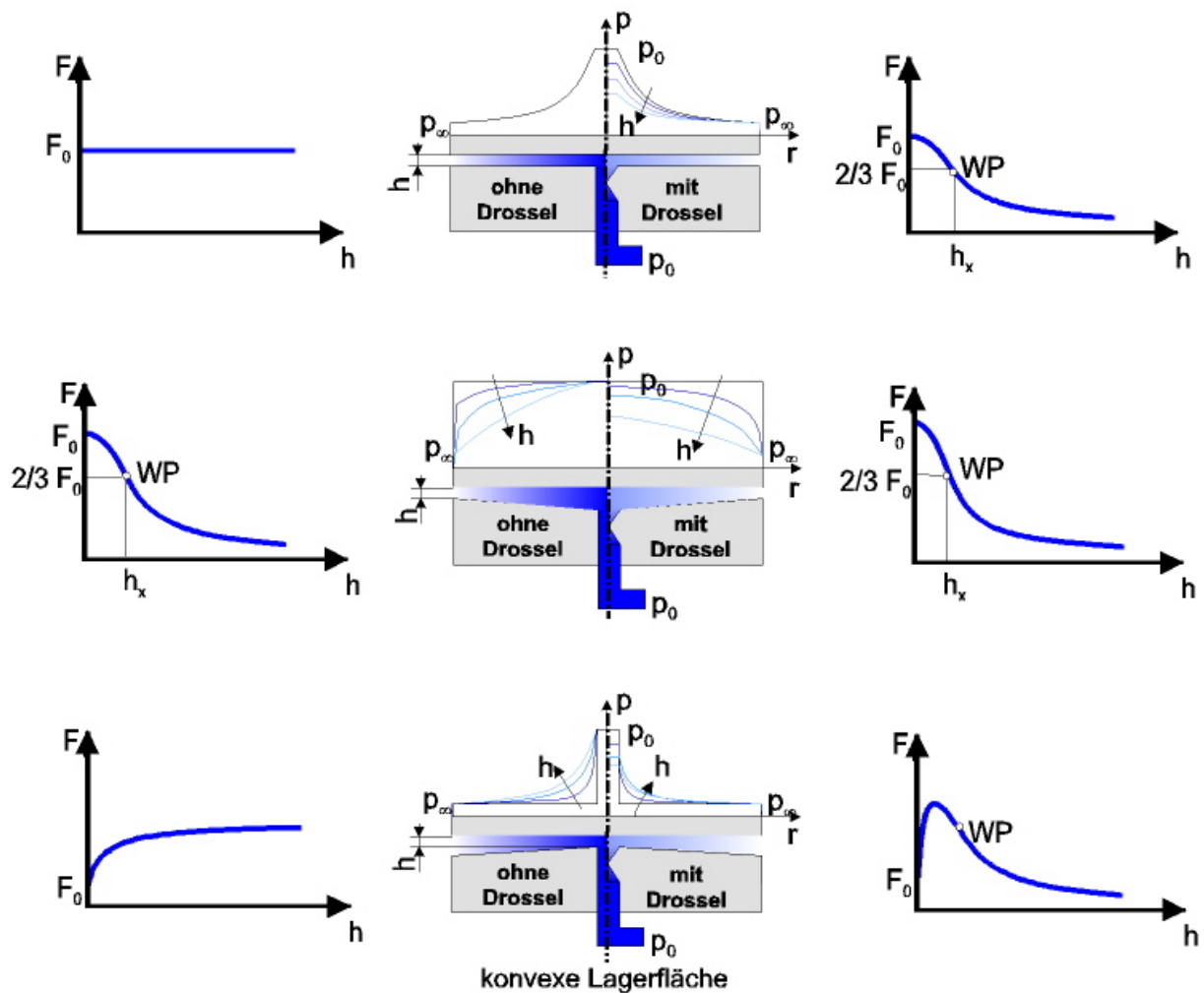


Bild 1-3: Prinzipielle Darstellung der Druckverhältnisse $p(r)$ im Lagerspalt von Ein-Düsen-Luftlagern und deren statische Charakteristik $F_T(h)$ sowie der Einfluss der Lagerflächen-geometrie, der Drosselverhältnisse der Zufuhrbohrungen und der Lagerspalthöhe h im Bereich kleiner Spalthöhen und unterkritischer Druckverhältnisse an den Düsen

In einer Reihenschaltung von zwei Strömungswiderständen fällt am größten Widerstand der Hauptteil des Druckgefälles ab. Bei abnehmender Lagerspalthöhe h ergibt sich eine zunehmend größer werdende Druckdifferenz zwischen Düsenausgang und Lagerspaltrand. Das Druckniveau und damit auch die Tragkraft F_T steigen proportional zur Druckdifferenz an, wirken der Auslenkung entgegen und stabilisieren das aerostatische Lagerelement.

Bei einer zentralen Anordnung der Zufuhrdüse bzw. -düsen tritt bereits im flächenmäßig kleinen Zentralbereich ein steiler Druckabfall auf. Die flächenmäßig großen Randbereiche der Lagerfläche weisen ein sehr niedriges Druckniveau auf, wodurch diese Lager nur eine geringe Tragkraft besitzen. Werden mehrere Zufuhrdüsen ringförmig in den Randbereichen angeordnet, so findet sich ein hohes

Druckniveau in flächenmäßig großen Bereichen; die Tragkraft wird hierdurch sehr groß.

Aufgrund von Fertigungsungenauigkeiten und belastungsbedingte Verformungen kann die Lagerfläche von der ideal ebenen Lagerflächengeometrie abweichen. Bei der kleinen Dimension der Lagerspalthöhe können diese Ungenauigkeiten einen erheblichen Einfluss auf die Druckverteilung innerhalb des Lagerspaltes haben (siehe Bild 1-3) und die Charakteristik des Lagerelementes erheblich verändern. Positiv auf die Tragkraft wirkt sich die konkave Gestaltung der Lagerfläche besonders bei zentral angeordneten Zufuhrdüsen aus.

Für die statische Auslegung der Lagerung sind folgende statische Kenngrößen von Bedeutung (mit Angabe der Größenordnung der Kenngrößen eines typischen Luftlagers mit 100 mm Durchmesser):

- Lagerspalthöhe h ist der Abstand der beiden Lagerflächen voneinander, wobei die Spalthöhe $h = 0$ mit dem ersten flächigen Festkörperkontakt der beiden Lagerflächen definiert ist
- Tragkraft F_T resultiert aus der Integration der Druckverteilung im Lagerspalt über die Luftlagerfläche und wird meist als Funktion $F(h)$ der Spalthöhe dargestellt
- Tragkraft F_0 Tragkraft F_T unmittelbar vor Aufsetzen des Lagers bei der Spalthöhe $h = 0$ ($F_0 \approx 1 \text{ kN}$)
- Steifigkeit S ist die Änderung der Tragkraft bzgl. der Änderung der Spalthöhe und kann durch Differentiation der Funktion $F_T(h)$ rechnerisch ermittelt werden (Darstellung als Funktion $S(h)$)
- Betriebspkt. WP Zustand des aerostatischen Lagers im Betriebspunkt des Luftlagers (meist bei maximaler Steifigkeit S_{\max} , $S_{\max} \approx 50 \text{ N}/\mu\text{m}$)
- Spalthöhe h_x Spalthöhe h im Punkt maximaler Steifigkeit ($h_x \approx 10 \mu\text{m}$)
- Tragkraft F_x Am Punkt maximaler Steifigkeit S_{\max} gilt näherungsweise $F_x = 2/3 F_0$
- Luftverbrauch \dot{V} Luftverbrauch \dot{V} des Lagers in Normliter/min meist angegeben als Funktion $\dot{V}(h)$ der Spalthöhe h

Auch ohne das Einprägen von Schwingungen durch externe Störquellen können statisch betriebene Luftlager selbstständig zu Schwingen beginnen. Insbesondere unter hohem Versorgungsdruck neigen aerostatische Lager zu Eigenschwingun-

gen, die zu deutlichen Geräuschen und im Extremfall zur Beschädigungen der Lager führen können. Neben den reinen statischen Kenngrößen ist es bei statischen Anwendungen erforderlich, mögliche Instabilitätsbereiche eines Luftlagers anzugeben.

Dynamische Kenngrößen aerostatischer Lager

Werden aerostatische Lager in dynamisch beanspruchten Anwendungen wie zum Beispiel Wire-Bondern oder Probern der Halbleiterindustrie eingesetzt, treten zunehmend dynamische Kenngrößen in den Vordergrund.

Meist werden in diesen Anwendungen durch hohe Beschleunigungen erhebliche dynamische Störgrößen dem Luftlager aufgeprägt. In der Halbleiterindustrie müssen unter diesen dynamischen Störgrößen präzise Positionierungen vorgenommen werden. Die Aufgabe der Lagerung ist es durch Dämpfungseffekte diese extern eingebrachten Schwingungen in kürzester Zeit zu eliminieren um die geforderten hohen Positioniergenauigkeiten in den spezifizierten kurzen Zeiträumen zu erreichen.

Bei einer langsamen Änderung der Spalthöhe wird die über den Volumenstrom zu- bzw. abgeführte (i.d.R. potentielle) Energie E_{zu} , E_{ab} um 180° phasenverschoben gegenwirken. Sowohl Totvolumina als auch der Lagerspalt selbst können die im komprimierten Gas enthaltene potentielle Energie speichern und als Verzögerungselement wirken. Abhängig von der Frequenz, mit der eine Störung auf ein Luftlagersystem einwirkt, treten positive oder negative Phasenverschiebungen in den zu- bzw. abströmenden Energieflüssen auf. Je nach Vorzeichen der resultierenden Phasenverschiebung der Energiebilanz werden die Schwingungen gedämpft oder das Lager zu selbsterregten Schwingungen angefacht.

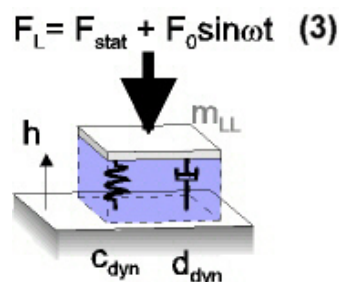


Bild 1-4: Ersatzmodell bestehend aus Feder, Masse und Dämpfer für die dynamische Beschreibung eines aerostatischen Lagers

Aerostatische Lager können ebenso wie andere Lagerarten als ein Feder-Dämpfer-Masse-System (siehe Bild 1-4) betrachtet werden. Kennt man die Feder-

konstante c_{dyn} , die Dämpfungskonstante d_{dyn} und die schwingende Masse m_{LL} des Lagers bzw. des gesamten gelagerten Systems $m_{\text{LL-System}}$, so kann die Differentialgleichung (4) des Systems aufgestellt werden. Die Variable $F_L(t)$ stellt die von aussen auf das Lagersystem wirkende Kraft, x der Abstand des Luftlagers von der Gegenlagerfläche sowie die Ableitungen von x , die Geschwindigkeit und die Beschleunigung des Luftlagers in Normalenrichtung der Lagerfläche. Die Differentialgleichung genügt zur vollständigen Beschreibung des Bewegungsverhaltens des Schwingungssystems.

$$m_{\text{LL}} \ddot{x} + d_{\text{dyn}} \dot{x} + c_{\text{dyn}} x = F_L(t) \quad (4)$$

\downarrow
 \downarrow

$c_{\text{dyn}} = f(p_0, h, f)$
 $d_{\text{dyn}} = f(p_0, h, f)$

Wälzlagerungen besitzen eine Dämpfungskonstante d und eine Federkonstante c , die weitgehend unabhängig von der Frequenz der Lagerschwingungen ist. Die Ausgleichs- und Dämpfungsvorgänge beruhen auf den elastischen Verformungen und Reibungen an den Kontaktstellen zwischen Wälzkörper und Lagerflächen.

In aerostatischen Lagerungen wird einer Änderungen der Last durch ein Angleichen der Druckverteilung entgegengewirkt. Zeitlich langsam ablaufende Änderungen verhalten sich gemäß dem statischen Ausgleichsvorgang, der durch den spalthöhenabhängigen Strömungswiderstand aktiv den Änderungen entgegenwirkt.

Ändert sich die Spalthöhe h eines aerostatischen Lagers zeitlich schnell, so verhält sich das im Lagerspalt befindliche Gas wie das abgeschlossene Volumen einer Gasfeder. Die polytropen Vorgänge innerhalb dieser Gasfeder verhalten sich abhängig von der zeitlichen Schnelligkeit der Änderung eher adiabat (sehr schnell) oder isotherm (weniger schnell).

Das Gasvolumen im Lagerspalt von Luftlagern weicht in der Praxis z.T. deutlich vom Verhalten einer idealen Gasfeder ab. Zu berücksichtigen sind dabei die Totvolumina (siehe Bild 1-1 und Text).

Ein entscheidender Grund für das Versagen des Gasfedermodells beruht auf dem Einströmen von komprimiertem Gas durch die Düsen und dem Abströmen von Gas aus dem Gasfedervolumen über den Lagerrand. Der einströmende, komprimierte Volumenstrom führt dem Lagerspalt potentielle Energie zu, während über den abfließenden Volumenfluss und die - über die Lagerflächen abgeführten -

dissipierten thermischen Energien der Gasfeder potentielle Energie entzogen wird (siehe Gleichung (5)). Die Energiebilanz der zu- und abgeführten Energien ist in allen Betriebsfällen gleich der Summe der potentiellen und kinetischen Energie der gelagerten Masse m_{LL-Sys} .

$$\sum (E_{zu} - E_{ab}) = E_{kin,LL-Sys} + E_{pot,LL-Sys} \rightarrow \sum (E_{zu} - E_{ab}) = \frac{1}{2} m_{LL-Sys} \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} c_{dyn} h^2 \quad (5)$$

Insgesamt stellen die „Konstanten“ c_{dyn} und d_{dyn} Funktionen der Frequenz f dar. Selbstverständlich sind diese auch abhängig von der Spalthöhe h und dem Versorgungsdruck p_0 mit der das Lager betrieben wird. Entsprechende Kennfelder für $c_{dyn} = f(p_0, h, f)$ und $d_{dyn} = f(p_0, h, f)$ sind bei der Auslegung eines dynamisch belasteten Lagers zu berücksichtigen.

1.3 Stand der Technik

Aerostatische Lager werden bereits seit Jahrzehnten bzgl. ihrer Eigenschaften wissenschaftlich untersucht. Bis in die achtziger Jahre wurden Luftlager nahezu ausschließlich experimentell bzw. messtechnisch untersucht. Aufgrund der Zunahme der Rechnerleistungen und der Entwicklung neuer rechnergestützter Simulationsstrategien konnten mit Beginn der neunziger Jahre aerostatische Lager auch simulativ untersucht werden.

1.3.1 Messtechnische Untersuchung von Luftlagern

Aufgrund der hohen Anforderungen, die in den verschiedenen Anwendungsfeldern an Luftlager gestellt werden, haben messtechnische Verfahren einen großen Stellenwert. Die Messtechnik wird einerseits zur Ermittlung der grundsätzlichen Eigenschaften eines Luftlagertyps andererseits auch zur Qualitätssicherung innerhalb der Luftlagerfertigung eingesetzt.

Qualitätssicherung in der Fertigung aerostatischer Lager

In der Qualitätssicherung von Funktionselementen existieren prinzipiell zwei Herangehensweisen:

- Bei der direkten Qualitätssicherung werden die fertigungsspezifischen Größen bzw. Toleranzen an den Funktionsflächen geometrisch bestimmt. Die quantitativen Ergebnisse der Prüfungen können in der Regel sofort den entsprechenden Fertigungsprozess zugeordnet und die entsprechenden

Fertigungsparameter angeglichen werden. Liegen die ermittelten geometrischen Messwerte in den definierten Grenzen, wird hieraus auf den ordnungsgemäßen Zustand und damit auf die ordnungsgemäße Funktion des Funktionselements geschlossen.

- Die indirekte oder auch funktionelle Qualitätssicherung untersucht die Funktion des Funktionselements und schließt bei bestandener Prüfung auf die Korrektheit der entsprechenden funktionsbestimmenden geometrischen Größen der einzelnen Funktionsflächen. Abhängig vom Umfang der Funktionsprüfung kann nur eingeschränkt aus einer Abweichung der Funktion auf den entsprechend zu korrigierenden Parameter der Fertigungsprozesse geschlossen werden.
- Meist ist es aus wirtschaftlichen Gründen vorteilhaft, beide Methoden zu kombinieren. Mit der indirekten, funktionellen Untersuchung kann auf einen in der Kombination korrekten Fertigungsprozess geschlossen werden. Wird in der Funktionsprüfung eine Abweichung von den Soll-Größen festgestellt, können mittels der direkten Qualitätssicherung die Fertigungsabweichungen explizit lokalisiert und quantifiziert werden. Die entsprechende Korrektur der Prozessparameter ist damit möglich.

Derzeit kann die funktionelle Prüfung der Luftlager unter wirtschaftlichen Gesichtspunkten nur bzgl. globaler Parameter durchgeführt werden. Bei Violdüsenlager können Fehler an einzelnen Düsen oder fehlerhafte Lagerflächegeometrien nicht lokalisiert werden. Kann durch eine entsprechend differenzierende Funktionsprüfung der Fehler örtlich eingegrenzt werden, reduziert sich der Aufwand für die genaue Charakterisierung und Quantifizierung mittels geometrischer Messtechniken.

Globale Bestimmung der statischen Kenngrößen

Die globale Bestimmung der statischen Kenngrößen wie Tragkraft, Steifigkeit und Luftverbrauch sind Grundlage vieler theoretischer Untersuchungen von aerostatischen Lagern. Diese Größen beschreiben die Charakteristik des gesamten globalen Lagers ohne deren Ursprung im Fluidsystem Luftlager lokalisieren zu können.

Schroter [67] nutzt eine Spindelpresse zur Aufbringung von Lasten auf seine Luftlager. Eine im Kraftfluss zwischen Spindel und Luftlager befindliche Kraftmessdose erlaubt die Quantifizierung der eingeleiteten Kraft. Zudem können durch die Elastizität der Kraftmessdose instabile Lagerbereiche beobachtet werden. Mittels eines kapazitiven Wegsensors, der in die Lagerfläche integriert ist, kann die Spalthöhe h gemessen werden.

Schultz [65] und der Autor [66] verwenden für die Untersuchung der statischen Eigenschaften von Luftlagern einen automatisierten Messaufbau. Die Spalthöhe wird wie bei Schroter durch einen kapazitiven Wegsensor bestimmt. Die Erzeugung der externen Lasten mittels eines speziellen Pneumatikaktors erlaubt sehr gut die Beobachtung von instabilen Lagerschwingungen. Die Messung der Kraft wird von einem Piezo-Kraftaufnehmer übernommen, der zwischen Lager und dem Pneumatikaktor integriert ist.

Bestimmung der Druckverteilung im Lagerspalt

Dormann [69] bestimmt die Druckverteilung von Mehrdüsenlagern mittels eines konventionellen Drucksensors (Bild 1-5). Hierfür verwendet er einen diskreten Drucksensor, welcher mit kleinem Totvolumen rückseitig in eine Messfläche integriert ist. Über eine Bohrung mit einem Durchmesser von 0,2 mm ist die Druckmesskammer des Drucksensors mit der eigentlichen als Lagerfläche fungierenden Messfläche verbunden.

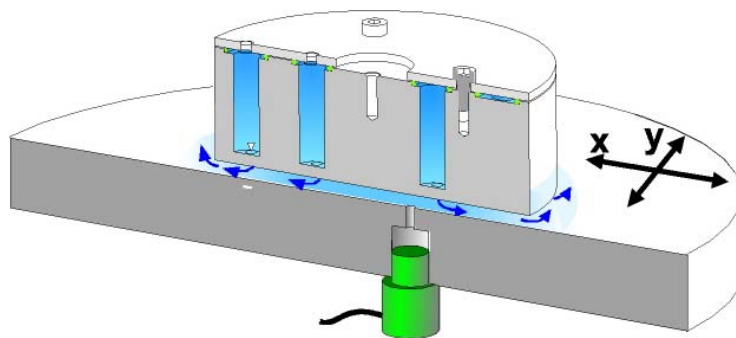


Bild 1-5: Konventioneller Aufbau zur Bestimmung der Druckverteilung im Lagerspalt eines Luftlagers mittels eines diskreten Drucksensors, der in eine in x- und y-Richtung verfahrbare Messfläche integriert ist.

Während das Luftlager und dessen Lastaufbringung stationär sind, kann die Messfläche unter dem Luftlager in x- und y-Richtung verfahren werden. Hierfür ist die Messfläche auf einem x-y-Tisch befestigt, der die jeweiligen Koordinaten mit hoher Genauigkeit anfährt. Aufgrund der als Düse wirkenden Bohrung in der Messfläche sowie den Totvolumen des Drucksensors und dessen Befestigungsbohrung reagiert der Drucksensor bei Druckänderungen mit verzögertem Ansprechen. Hierdurch ist es erforderlich nach Anfahren einer neuen Messposition eine gewisse Zeit für die Ausgleichsvorgänge im Drucksensor zu warten.

Selbst wenn die Ausgleichsvorgänge nach wenigen Sekunden vollzogen sind, ist für die Bestimmung einer Druckverteilung eines 100 mm x 100 mm großen Felds mit einer örtlichen Auflösung von 1 mm eine Messzeit von mehreren Stunden erforderlich.

Dormann nennt zudem Schwierigkeiten in den Düsennahbereichen aussagekräftige Messwerte zu erhalten. Die Zufuhrbohrung in der Messfläche wirkt hierbei störend auf die Strömungsverhältnisse ein.

Untersuchung der Düsen

Um bzgl. des Verhaltens der Düsen vernünftige Aussagen zu bekommen wendet Dormann [69] ein anderes Verfahren an (Bild 1-6). Hierzu bringt er in eine örtlich begrenzte Fläche eine Mikrodüse ein. Die so strukturierte Fläche integriert er in eine Druckkammer.

Von oben kann die Stempelfläche einer Mikrometerschraube druckdicht der Mikrodüse der parallelen Lagerfläche angenähert werden.

Die Kammer kann über die Mikrodüse mit Druckluft mit dem Druck p_1 belüftet und über eine Bohrung am Kammerrand auf einen Druck p_2 entlüftet werden. Sowohl die Versorgung der Düse als auch die Entlüftung wird jeweils über ein Druckregelventil und damit bei konstanten Drücken p_1 und p_2 vollzogen. Der Volumen- bzw. Massenstrom, der durch Düse und Kammer strömt, wird quantitativ erfasst.

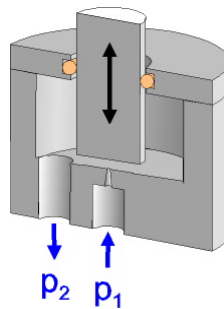


Bild 1-6: Aufbau zur Untersuchung des Massenstroms im Düsennahbereich einer Mikrodüse bei bestimmten aufgeprägten Druckgradienten und Spalthöhen sowie mit Variation verschiedener Düsenparameter

Mit dieser Anordnung ist es Dormann möglich verschiedene Strömungsverhältnisse in einem Düsennahbereich eines Luftlagers experimentell zu simulieren und die sich einstellenden Massenströme zu messen. Die Mikrometerschraube erlaubt das Einstellen verschiedener Lager spalthehen und die beiden Druckregelventile das Simulieren verschiedener Druckgradienten.

1.3.2 Simulative Untersuchung von Luftlagern

Sinterluftlager mit einer Lagerfläche homogener Porosität weisen bei zentrischer Belastung aus makroskopischer Sicht einfache Strömungsmuster auf. Die Druckverteilung ist hierbei eine eindimensionale Funktion und zwar des Radius.

Gerke [68] erstellt für die in Kapitel 1.2 beschriebenen FVM-Lager ein eindimensionales Netzwerk. Er nutzt hierbei die elektrotechnischen Elemente ohmscher Widerstand (Analogon zum Strömungswiderstand) und Kondensator (Analogon zur Kompressibilität im Lagerspalt) zur Erstellung seines Luftlagerströmungsmodells. Aus diesem Model leitet Gerke entsprechende Differenzialgleichungen zur Beschreibung des Luftlagerverhaltens ab.

1D-Simulationen

Schroter [67] entwickelt für die Untersuchung der FVM-Lager ein eindimensionales Finite-Elemente-Simulationsmodell. Die Lagerfläche wird dabei in einzelne, finite Ringflächen unterteilt. Die Ringflächen sind jeweils mit den benachbarten Ringelementen über die Massenbilanz verknüpft. Für jedes einzelne Ringelement werden die jeweiligen Strömungszustände errechnet.

Die einfache Struktur dieses eindimensionalen FEM-Modells erlaubt es Schroter mit relativ kurzer Rechenzeit sogar dynamische Vorgänge zu berechnen.

2D-Simulationen

Dormann [69] erweitert das Modell von Schroter um Luftlager mit diskreter Düsenverteilung simulativ zu untersuchen. Hierzu fügt er Schroters Ringelementen neben dem Radius r die zweite Dimension, den Winkel φ hinzu und erhält hierdurch ein zweidimensionales Netzwerk. Dieses Netzwerk ermöglicht die Berücksichtigung von Massenströmen in Umfangsrichtung, der Dimension φ , die bei diskreter Düsenaufteilung im Lagerspalt auftreten. Während wenige die Düsen repräsentierende Elemente (analog Schroters Modell für die porösen FVM-Lager) weiterhin einen Massenstrom in den Lagerspalt aufweisen, wird allen übrigen Elementen (abweichend vom FVM-Modell) der zusätzliche Massenstrom aus der porösen Lagerfläche entfernt.

Die Strömungsvorgänge, die in der Düse ablaufen, sind im 2D-Model von Dormann nicht simulativ berücksichtigt. Vielmehr bildet er aus den Erkenntnissen der Untersuchung der Düsen aus Kapitel 1.3 entsprechende Kennlinien für den Massenstrom. Diese sind Funktionen der Spalthöhe und der Druckdifferenz zwischen Versorgungsdruck und Lagerspaltdruck am Rand des finiten Elements.

3D-Simulationen

Im zweiten Teil seiner Dissertation erstellt Dormann [69] ein dreidimensionales Modell für ein Lager mit diskreter Düsenverteilung. Hierbei modelliert er die Strömungsverhältnisse sowohl in der Düse als auch im Lagerspalt als dreidimensiona-

les FEM-Modell. Zur Berücksichtigung von Ein- und Auslaufeffekten ist sein Modell entsprechend räumlich erweitert.

Dormann erzielt gute Übereinstimmungen zwischen Simulation und Experiment bzgl. der makroskopischen Druckverteilung. Ein direkter Vergleich der mikroskopischen Druckverteilung im Düsenrandbereich kann aufgrund experimenteller Restriktionen nicht durchgeführt werden.

Das sehr komplexe Modell verlangt lange Rechenzeiten für die Simulation selbst statischer Lagerverhältnisse. Dormann kommt zum Schluss, dass eine dynamische Simulation von Luftlagern mit diskreter Düsenverteilung mit der heutigen Rechnertechnik Rechenzeiten von bis zu einem Monat erfordern würde. Diese sehr lange Rechenzeit ist unter wirtschaftlichen Gesichtspunkten nicht tragbar und führt zudem nicht zu einer Verkürzung von Entwicklungszeiten.

2 Optische Druckmessung

Sowohl in der Biologie als auch in der Aerodynamik werden lumineszierende Stoffe zur Druckmessung eingesetzt. Hierbei nutzt man die Fähigkeit des Sauerstoffs die Lumineszenzemission bestimmter Farbstoffe druckabhängig zu vermindern. Gegenüber konventionellen Druckmesstechniken zeigt diese Druckmesstechnik viele Vorteile bzgl. zeitlicher und örtlicher Auflösung sowie große Kostenvorteile in bestimmten Anwendungen.

Im nachfolgenden Abschnitt sind die dieser Technik zugrunde liegende Physik der Lumineszenz und die daraus abgeleitete als Stern-Volmer-Gleichung bezeichnete mathematische Gesetzmäßigkeit beschrieben.

In einem weiteren Teilabschnitt wird der globale Stand der Technik in der Biologie, Medizin und Aerodynamik beschrieben und in weiteren Teilabschnitten näher detailliert. Kernpunkte hierbei sind verschiedene Abwandlungen des Messprinzips, bekannte PSP-Schichtsysteme sowie deren Herstellungstechnologie, Anregungslichtquellen und die verwendeten Detektorsysteme.

2.1 Grundprinzip der Lumineszenz

Lumineszenz

Lumineszenz bezeichnet einen physikalischen Vorgang, bei dem einem Stoff Energie zugeführt wird und dieser hierdurch „kaltes“, nicht-thermisches Licht erzeugt. Die Energiezufuhr erfolgt in Form von chemischer Energie (Chemolumineszenz), durch biochemische Prozesse (Biolumineszenz) oder in Form von elektromagnetischer Strahlung (Photolumineszenz). Bei letzterem wird dem Stoff Energie in Form von Licht zugeführt und diese in Licht von längerer Wellenlänge umgewandelt. Wird einem Stoff durch einen der oben genannten Prozesse Energie zugeführt, im Stoff gespeichert und erst durch Zufuhr thermischer Aktivierungsenergie als Licht freigesetzt, spricht man von Thermolumineszenz.

Grundsätzlich unterscheidet man die Lumineszenz in Fluoreszenz und Phosphoreszenz.

Fluoreszenzprozesse laufen typischerweise mit einer Zeitkonstante von $\tau = 10^{-10}$ s bis 10^{-6} s ab [6].

Phosphoreszenzprozesse weisen typischerweise eine Zeitkonstante von $\tau = 10^{-4}$ s bis 10^4 s auf und werden visuell oftmals als Nachleuchten wahrgenommen [6].

Aufgrund von nicht strahlungsbehafteten Prozessen wird nicht die gesamte von außen zugeführte Energie in Form von Licht abgegeben. Verschiedene Substanzen können den Anteil der strahlungslosen Prozesse erhöhen. Dieser Vorgang wird als Quenchen bezeichnet.

Zur Verdeutlichung der in den Farbstoffmolekülen ablaufenden Prozesse dient das Jablonski-Diagramm [6], das in Bild 2-1 dargestellt ist. In diesem sind die Energiezustände der Elektronenorbitale, die Schwingungszustände des Farbstoffmoleküls und die verschiedenen Energieübergänge dargestellt.

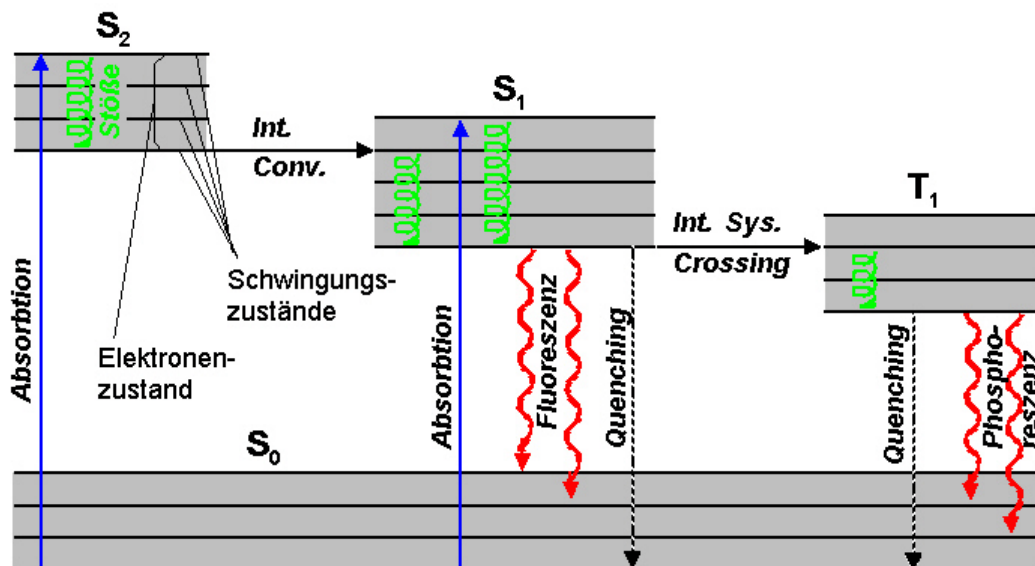


Bild 2-1: Jablonski-Diagramm [6] zur Darstellung der Energiezustände und -übergänge bzgl. der Lumineszenzprozesse eines typischen Lumineszenzfarbstoffs

Singulett- und Triplet-Zustände

Die Elektronen innerhalb eines Farbstoffmoleküls können aufgrund quantenmechanischer Gesetzmäßigkeiten nur bestimmte Orbitale besetzen und damit Energiezustände annehmen. Diese Energiezustände werden als Singulett- S_n und Triplet-Zustände T_n bezeichnet. Der energieärmste Zustand wird als Grundzustand bezeichnet. Der Grundzustand ist meist ein Singulett-Zustand, bezeichnet mit S_0 .

Neben der potentiellen Energie, welche durch das Orbitalmodell verkörpert wird, können die Elektronen eines Moleküls auch bzgl. einer weiteren quantenmechanischen Größe, deren Spin, unterschieden werden.

In den Singulett-Zuständen treten innerhalb eines Farbstoffmoleküls Elektronen gepaart mit entgegengesetzten Spins auf. Hierdurch ergibt sich ein symmetrischer quantenmechanischer Zustand, der einen günstigen Zustand darstellt.

In den Triplett-Zuständen treten zwei Elektronen ungepaart auf. D.h. neben den gepaarten Elektronen des Farbstoffmoleküls treten zwei Elektronen mit gleichsinnigen Spins auf. Insgesamt herrschen hierbei im Molekülsystem unsymmetrische Quantenzustände. Dieser Zustand ist aus quantenmechanischer Sicht ein ungünstiger Zustand.

Schwingungszustände

Neben diesen an Elektronen gebundenen potentiellen Energien kann innerhalb des Moleküls eine weitere Energieart gespeichert werden. Durch den Aufbau der Moleküle können diese in rotatorische und translatorische Schwingungen versetzt werden und hierdurch Energie als Schwingungsenergie speichern. Als Festkörper vorliegende oder in Festkörpern gebundene Moleküle können keine rotatorische Bewegungen vollziehen, wodurch bei diesen nur translatorische Schwingungszustände vorkommen.

Aufgrund der sehr kleinen räumlichen Ausdehnung des Farbstoffmoleküls unterliegen auch diese Schwingungszustände quantenmechanischen Gesetzmäßigkeiten. Diese auch nur in bestimmten diskreten Energiezuständen existierenden Schwingungszustände überlagern sich quantenmechanisch den Elektronenzuständen. Insgesamt resultieren daraus die verschiedenen möglichen Energiezustände, die ein Farbstoffmolekül einnehmen kann.

Absorption

Eine Möglichkeit einen Energieeintrag in das Molekülsystem zu ermöglichen ist das Prinzip der Absorption. Elektromagnetische Strahlung (bzw. ein Lichtquant in quantenmechanischer Hinsicht) interagiert analog einem inelastischen Stoß mit einem Elektron des Moleküls und gibt seine gesamte Energie an dieses Elektron ab. Das Elektron wechselt dabei vom Grundzustand S_0 in einen höheren Elektronenzustand und versetzt das Molekül meist auch in einen entsprechenden Schwingungszustand (im gezeigten Jablonski-Diagramm innerhalb des S_2 -Zustands).

Thermische Stöße

Da aufgrund thermodynamischer Prinzipien ein System immer den energieärmsten Zustand anstrebt, gibt das Molekül durch thermische Prozesse bzw. inelastische Stöße Schwingungsenergie an die Umgebung ab. Das Molekül gelangt

innerhalb kürzester Zeit in den energieärmsten Zustand des jeweiligen Singulett-Zustands.

Internal Conversion

In diesem Zustand kann das Molekül durch quantenmechanische Mechanismen in einen anderen Singulett-Zustand wechseln. Diesen Energieübergang nennt man Internal Conversion. Voraussetzung für diesen Übergang ist die Existenz eines aus Schwingungs- und Elektronenzustand gebildeten Energieniveaus innerhalb des Ziel-Zustandes, welches energetisch dem Ausgangsniveau (hier dem S_2 -Niveau) entspricht.

Fluoreszenz

Innerhalb des S_1 -Zustandes nimmt wiederum das Molekül unter thermischer Energieabgabe an die Umgebung den energieärmsten Zustand ein. Aus diesem Zustand ist es möglich, dass das Molekül wieder in ein Energieniveau innerhalb des Grundzustands S_0 zurückfällt. Dabei wird die Energiedifferenz zwischen Ursprungs- und Zielniveau in Form von elektromagnetischer Strahlung bzw. eines Photons entsprechender Wellenlänge abgegeben. Da hierbei viele verschiedene Schwingungszustände innerhalb des Grundzustands S_0 als Zielniveau in Frage kommen, hat das Spektrum der Fluoreszenzstrahlung eine gewisse spektrale Breite.

Bis auf die Energiedifferenz unterscheidet sich das Ausgangs- und Zielniveau nicht bzgl. anderer quantenmechanischer Zustände wie Paarung und Spin, welche für den Übertritt quantenmechanisch grundsätzlich Voraussetzung sind. Folge dieser quantenmechanisch günstigen Übereinstimmung ist die bereits beschriebene sehr kurze Zeitkonstante mit der die Fluoreszenzvorgänge ablaufen.

Intersystem Crossing

Aus streng quantenmechanischer Sicht kann das Molekül aus einem Singulett-Zustand nicht in einen Triplett-Zustand wechseln, da hierbei die Bedingungen bzgl. der Paarungs- und Spinzustände als Grundvoraussetzung nicht gegeben sind.

Aufgrund von quantenmechanischen Fluktuationen besteht jedoch eine gewisse Wahrscheinlichkeit für diesen Übergang, der als Intersystem Crossing bezeichnet wird. Prinzipiell kann sowohl von einem Singulett- in den Triplett-Zustand als auch in umgekehrter Richtung gewechselt werden.

Phosphoreszenz

Auch innerhalb eines Triplett-Zustands nimmt das Molekül unter thermischer Energieabgabe an die Umgebung bevorzugt den energieärmsten Zustand ein.

Wie beim Vorgang des Intersystem Crossings tritt ein Übergang zwischen dem Triplett-Zustand und dem Grundzustand S_0 (einem Singulett-Zustand) nur bei entsprechenden quantenmechanischen Fluktuationen auf. Da diese nur mit geringer Wahrscheinlichkeit auftreten, verbleibt das Molekül teilweise mit einer Zeitkonstante von $\tau = 10^{-4}$ s bis zu 10^4 s eine beträchtlich lange Zeit in diesem Zustand.

Treten die genannten Fluktuationen auf, vollzieht sich analog der Fluoreszenz ein Übergang aus dem Triplett-Zustand in den Grundzustand S_0 des Moleküls unter Abgabe eines Photons. Dieser Prozess wird Phosphoreszenz genannt. Auch hier weist die Phosphoreszenzstrahlung eine gewisse spektrale Breite auf.

Quenching

Neben den strahlungsbegleiteten Übergängen der Fluoreszenz und Phosphoreszenz kann sowohl zwischen S_1 und S_0 als auch dem T_1 und S_0 ein strahlungsloser Übergang stattfinden. Die Energie wird dabei an die Umgebung in Form von thermischen Stößen abgegeben. Dieser Effekt wird als Quenching bezeichnet.

Für das vorliegende Thema ist es sinnvoll das Quenchen in internes Quenchen und externes Quenchen zu unterteilen. Unter dem externen Quenchen wird die quenchende Beeinflussung des Lumineszenzmechanismus durch einen von extern in die Farbstoffschicht zugeführten Stoff – hierbei insbesondere Sauerstoff – verstanden. Alle anderen, in dieser Arbeit nicht näher unterschiedenen Quenchmechanismen werden unter internen Quenchen bzw. als strahlungslose interne Prozesse zusammengefasst.

Die Wahrscheinlichkeit eines strahlungslosen Energieübergangs an ein anderes Molekül hängt eng mit dessen Konzentration in der Farbstoffmolekülmgebung zusammen.

Werden zwei Farbstoffen mit unterschiedlicher Zeitkonstante derselben Konzentration an Quenchemolekülen ausgesetzt, so wird der Farbstoff mit der längeren Zeitkonstante stärker gequencht. Ein, eine längere Zeit angeregtes verharrendes Farbstoffmolekül, trifft aufgrund vorherrschender Diffusionsvorgänge mit höherer Wahrscheinlichkeit auf ein quenchendes Molekül um dessen Energie abzugeben. Dies ist der Grund für die grundsätzlich höhere Empfindlichkeit der Phosphoreszenz bzgl. Quenchen gegenüber der Fluoreszenz.

Die genauen Prozesse des Quenchens von Luminophoren durch das Sauerstoffmolekül sind noch nicht vollständig verstanden. Das Farbstoffmolekül gibt prinzi-

piell Energie strahlungslos in Form von thermischen Stößen an das Sauerstoffmolekül ab. Sauerstoff zählt zu den wenigen Stoffen deren Moleküle einen Triplett-Grundzustand haben. Dies begünstigt den Energieübertrag aus dem T_1 -Zustand des Farbstoffmoleküls in den T_0 -Zustand des Sauerstoffmoleküls über einen strahlungslosen Übergang. Die Besetzung des T_1 -Zustands wird hierdurch geleert, wodurch entsprechende Lumineszenzvorgänge abgeschwächt werden.

Untersuchungen weisen auf weitere Mechanismen hin. So kann ein Farbstoffmolekül, das sich in einem höheren Singulett-Zustand befindetet, mit einem O_2 -Molekül einen Komplex bilden [34]. Da die Übertrittswahrscheinlichkeit zwischen höheren Singulett- und Triplett-Zuständen deutlich höher ist, kann diese $S_{n>1}/O_2$ -Konstellation die Besetzung der ersten Triplett-Zustands T_1 leeren und damit die Phosphoreszenz beeinflussen.

2.2 Gesetzmäßigkeiten

Die mathematischen Zusammenhänge zwischen der Zeitkonstante und der Intensität des emittierten Lichts der Lumineszenzprozesse unter Einfluss eines quenchenden Stoffes wurden 1919 von O. Stern und M. Volmer [43] erkannt. Sie leiteten aus dem quenchenden Verhalten von neutralen Jodmolekülen gegenüber angeregten Jodmolekülen bei verschiedenen Dampfdrücken p_J die so genannte Stern-Volmer-Gleichung (6) ab:

$$I = I_0 \cdot \frac{1}{1 + b_J \cdot p_J} \quad (6)$$

Hierbei ist I_0 die Intensität des Fluoreszenzlichts des Joddampfs ohne Quenchmechanismus. Unter dem Einfluss von Quenchmechanismen lässt sich nur noch eine Intensität I beobachten. Die entsprechende Gesetzmäßigkeit zwischen I , I_0 und p_J enthält den Parameter b_J .

Zur Herleitung dieser Gleichung wird als Ausgangspunkt die Exponentialfunktion der Lumineszenz (7) benutzt. Wird ein Lumineszenzfarbstoff durch einen Lichtpuls angeregt, so kann unmittelbar nach Ende des anregenden Lichtpulses das Lumineszieren des Lumineszenzfarbstoffs mit der Intensität $I_{t=0}$ beobachtet werden. Die Intensität $I(t)$ des Lumineszenzlichts fällt gemäß nachfolgender Exponentialfunktion nach Ende des anregenden Lichtpulses ab. Die Abklingkonstante des Lumineszenzverhaltens wird mit λ bezeichnet.

$$I(t) = I_{t=0} \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad \lambda = \frac{1}{\tau} \quad (7), (8)$$

Die Abklingkonstante λ kann durch die mittlere Lebensdauer τ eines angeregten Zustands ausgedrückt werden und die Gleichung (7) in Gleichung (9) überführt werden.

$$I(t) = I_{t=0} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (9)$$

Die Strahlungsmenge E_L , welche durch die Lumineszenzvorgänge nach einmaliger Anregung insgesamt abgegeben wird, kann durch das folgende bestimmte Integral (10) für den Zeitraum $t = 0$ bis ∞ errechnet werden.

$$E_L = \int_{t=0}^{\infty} I_{t=0} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot dt \quad (10)$$

$$E_L = I_{t=0} \cdot \left[-\tau \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \right]_{t=0}^{\infty} \quad (11)$$

$$E_L = I_{t=0} \cdot \tau \quad (12)$$

Eine kontinuierliche Anregung eines Lumineszenzfarbstoffs kann als eine Anregung mit Lichtpulsen verstanden werden, welche unmittelbar aufeinander folgen und somit eine kontinuierliche Anregung bewirken. Aufgrund dieses Vergleichs und dem Ergebnis der vorangegangenen Herleitung mit dem bestimmten Integral folgt eine Proportionalität (13) von Lumineszenzlichtintensität und mittlere Lebensdauer eines angeregten Farbstoffmoleküls.

$$I \sim \tau \quad (13)$$

Die Zeitkonstante τ des Lumineszenzmechanismus lässt sich durch die Umwandlungsraten k_i der einzelnen Mechanismen (mit den Indices $i = r, nr, q$) der Lumineszenz beschreiben [13]:

$$\tau = \frac{1}{k_r + k_{nr} + k_q[\text{O}_2]} \quad (14)$$

Durch die Anregung wird dem Lumineszenzfarbstoff Energie zugeführt, die für eine kurze Zeit im Molekül gespeichert wird. Die Umwandlungsraten k_i geben an, mit welcher Rate die einzelnen Vorgänge die Energie aus dem Lumineszenzfarbstoff in Licht bzw. thermische Stöße umsetzen.

Die in Kapitel 2.1 beschriebenen Prozesse der Lumineszenz sind für die mathematische Betrachtung zusammengefasst in:

- strahlungsbehaftete (r),
- interne, nicht strahlungsbehaftete (nr),
- nach extern (q) stattfindende, nicht strahlungsbehaftete Prozesse, die durch einen quencheden Stoff verursacht werden. Der Faktor $[O_2]$ steht dabei für die Konzentration an Sauerstoffmolekülen im Umfeld des Lumineszenzfarbstoffs.

Die Intensität I der Lumineszenzemission ist proportional zur Zeitkonstanten τ . Dies erlaubt es folgendes Verhältnis (15) zwischen der Intensität des ungequencheden Farbstoffs bei Abwesenheit des Sauerstoffs und der Intensität im sauerstoffhaltigen, quencheden Umfeld zu erstellen:

$$\frac{I_{[O_2]=0}}{I} = \frac{k_r + k_{nr} + k_q[O_2]}{k_r + k_{nr}} = \frac{k_r + k_{nr}}{k_r + k_{nr}} + \frac{k_q[O_2]}{k_r + k_{nr}} \quad (15)$$

Gemäß dem Henry'schen Gesetz [13] besteht zwischen der Konzentration an gelösten Gasmolekülen innerhalb eines flüssigen oder festen Stoffs und dem Gasdruck an der Flüssigkeits- bzw. Feststoffoberfläche ein mathematischer Zusammenhang:

$$[O_2] = \sigma_L(T) \cdot p_{O_2}, \quad p_{O_2} = \chi_{O_2} \cdot p_{abs} \quad (16), (17)$$

Die Konzentration an Sauerstoffmolekülen im Feststoff bzw. in einer Flüssigkeit ist abhängig vom Sauerstoffpartialdruck χ_{O_2} und von der temperaturabhängigen spezifischen Löslichkeit $\sigma_L(t)$ des Sauerstoffs im entsprechenden lösenden Stoff. Der Partialdruck entspricht hier dem Anteil der Sauerstoffmoleküle innerhalb eines Gasgemisches am Gesamtdruck der im Gasgemisch herrscht. Er kann gemäß Gleichung (17) aus dem absoluten Gesamtdruck des Gasgemisches und dem molaren Anteil des Sauerstoffs innerhalb des Gasgemisches hergeleitet werden. Werden Gleichung (16) und (17) zusammengefasst folgt:

$$[O_2] = \sigma_L(T) \cdot \chi_{O_2} \cdot p_{abs} \quad (18)$$

Diese Gesetzmäßigkeit kann in die Gleichung (15) eingesetzt und die daraus resultierende Formel zu nachfolgendem Ausdruck (19) vereinfacht werden:

$$\frac{I_{[O_2]=0}}{I} = 1 + \frac{k_q \cdot \sigma_L(T) \cdot \chi_{O_2}}{\underbrace{k_r + k_{nr}}_{K(T, \chi_{O_2})}} p_{abs} \quad (19)$$

Aufgrund der fehlenden Möglichkeit innerhalb dieser Arbeit die Löslichkeit und die Umwandlungsraten des Quenchmechanismus zu bestimmen sowie eine Quantifizierung der strahlungsbehafteten und strahlungslosen Prozesse durch zu führen, werden diese zusammen mit der molaren Konzentration der Luft zu einem Faktor $K(T, \chi_{O_2})$ in Gleichung (20) zusammen gefasst [6].

$$\frac{I_{[O_2]=0}}{I} = 1 + K(T, \chi_{O_2}) \cdot p_{abs} \quad (20)$$

Der Faktor $K(T, \chi_{O_2})$ kann experimentell für die jeweilige Versuchskonstellation bestimmt werden.

Aufgrund von praktischen Gründen ist es nicht sinnvoll sauerstofffreie Bedingungen als Referenz für den Intensitätsvergleich zu nutzen. Vielmehr bietet sich an unter atmosphärischen Bedingungen – also unter einem absoluten Druck von $p_\infty = 1013 \text{ hPa}$ - entsprechende Vergleichsmessungen durch zu führen. Die Variable I_0 steht hierbei für die gemessene Intensität bei einem absoluten Druck $p_\infty = 1013 \text{ hPa}$. Um eine entsprechend einfach handhabbare Gesetzmäßigkeit zu erhalten wird folgendes Verhältnis (21) gebildet:

$$\frac{\frac{I_{[O_2]=0}}{I}}{I_0} = \frac{1 + K(T, \chi_{O_2}) \cdot p_{abs}}{1 + K(T, \chi_{O_2}) \cdot p_\infty} \quad (21)$$

Hierbei werden die Intensitäten I des zu untersuchenden Druckes und I_0 des gewünschten Referenzdruckes jeweils zur Intensität $I_{[O_2]=0}$ unter sauerstofffreier Umgebung referenziert und insgesamt ins Verhältnis gesetzt. Durch entsprechende Umformung [6] folgt der Ausdruck:

$$\frac{I_0}{I} = \underbrace{\frac{1}{1 + K(T, \chi_{O_2}) \cdot p_{abs,0}}}_A + \underbrace{\frac{K(T, \chi_{O_2})}{1 + K(T, \chi_{O_2}) \cdot p_{abs,0}}}_{B} p_{abs} \quad (22)$$

$$\frac{I_0}{I} = A + B \cdot p_{abs} \quad (23)$$

Analog zur Vorgehensweise in Gleichung (19) ändern sich die Variablen T und χ_{O_2} der Gleichung (22) innerhalb einer Konstellation des Versuchsaufbaus nicht und können wie Konstanten hierfür gesehen werden. Zusammen mit weiteren konstanten Variablen können diese in Gleichung (23) zu insgesamt zwei Faktoren A und B zusammengefasst werden. A und B können für die jeweilige Konstellation des Versuchsaufbaus durch experimentelle Voruntersuchungen bzw. Kalibrierung bestimmt werden.

2.3 Bekannte Anwendungsfelder der optischen Druckmessung

Das Quenchen von fluoreszierenden Farbstoffen durch die Anwesenheit von Sauerstoff wurde bereits im Jahre 1939 von H. Kautsky [56] beschrieben.

Anwendungsfelder in der Biologie

Longmuir und Knopp [54] beschreiben 1976 erstmalig die Anwendung fluoreszierender Farbstoffe zur Bestimmung von Sauerstoffkonzentrationen in biologischen Geweben.

D.W. Lübbers und N. Opitz [55] beschreiben 1975 das Messen von Sauerstoff- und Kohlendioxidpartialdrücken in Gasen mit Optroden – Glasträger, welche mit entsprechenden Farbstoffen versehen sind.

M. Shibata et. al. [36] injizieren Hamstern fluoreszierende Farbstoffe, welche sich in der Blutbahn und im Gewebe verteilen. Deren Messtechnik erlaubt es ihnen in einem punktförmigen Bereich mit einem Durchmesser von ca. 10 μm das sauerstoffpartialdruckabhängige Abklingen der Lumineszenzstrahlung zu messen. Durch Anfahren verschiedener Messpunkte können sie den Sauerstoffpartialdruck von den Arterien über die Kapillaren bis zu den Venen und auch im benachbarten Gewebe punktuell bestimmen.

G. Holst et. al. [37] entwickeln ein CCD-basiertes System, welches die Untersuchung der Sauerstoffverteilung in biologischen Systemen ermöglicht, wobei sie eine Ortsauflösung von ca. 60 μm erzielen.

C. M. McGraw et. al. [39], [41] nutzen das Lumineszenzbasierte Druckmessprinzip, um die Aerodynamik von Honigbienen – stellvertretend für Insekten – zu untersuchen. Das Verfahren ermöglicht es ihnen, die derzeit simulativ nicht fassbaren, nicht-linearen Vorgänge des Insektenfluges zu studieren.

Anwendungsfelder in der Technik

Bzgl. der Arbeiten zur optischen Druckmessung im Bereich der Technik vor 1980 gibt die Referenzliste des US-Patents von Gouterman et. al. [60] einen guten Überblick. Navarra [6] beschreibt in ihrer Einleitung den Aufstieg der PSP-Technologie im Bereich der Aeronautik ab 1980 und nennt verschiedene Referenzen.

F. Urbach [61] untersuchte 1949 die Messung von Temperaturverteilungen und thermischer Strahlung mit Hilfe von nicht-linearen Phosphoren.

L. C. Bradley [62] beschrieb 1953 ein Verfahren zur Messung von Oberflächentemperaturen in der Aerodynamik mit Hilfe von temperatursensitiven Phosphoren.

Erstmalig wurden 1980 von Peterson et. al. [57] Lumineszenzfarbstoffe zur optischen Druckmessung verwendet. Aufgrund der noch sehr unausgereiften elektronischen Bilderfassungs- und -verarbeitungstechniken konnte sich diese Technik zu diesem Zeitpunkt nicht etablieren.

Mitte der 80'er Jahre entwickelten das Zentrale Aero- und Hydrodynamikinstitut von Moskau (TsAGI) und die Universität Moskau in Zusammenarbeit mit der italienischen Firma INTECO die erste kommerzielle drucksensitive Lumineszenzfarbe [58].

Die Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrtforschung (DLR), British Aerospace und das Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) folgten mit eigenen Entwicklungen und Forschungsarbeiten [6].

Anfang der 90'er Jahre begannen in den USA die Nationale Aeronautic and Space Argenture (NASA) und zahlreiche nordamerikanische Universitäten und Luftfahrtunternehmen in die Entwicklung und Anwendung der drucksensitiven Lumineszenzfarbstoffe einzusteigen [6].

J. P. Crowder [63] setzte 1990 das PSP-Verfahren zur Untersuchung von Strömungsvorgängen während Testflügen in der freien Atmosphäre ein.

Torgerson et. al. [16] nutzten das Verfahren 1996 um Strömungsvorgänge in Windkanälen mit langsamen Strömungsgeschwindigkeiten und damit kleinen Druckunterschieden zu messen.

Zur Untersuchung der Strömungsvorgänge an Axialturbokompressorenschaufeln von Strahltriebwerken setzte 1997 K. R. Navarra [6] sowohl für die Erfassung der Druck- als auch der Temperaturverteilung entsprechend optimierte Lumineszenzfarbstoffe ein.

Hubner et. al. [5] verwendeten 1998 eine auf hohe zeitliche Auflösung optimierte PSP-Technik zur Untersuchung von Strömungsvorgängen in Schockwindkanälen.

Khalil et. al. [64] schlagen die PSP-Technologie zur Detektion der Druckschwankungen von Schallwellen und damit zur Realisierung eines optisch ausgelesenen Mikrofons vor.

2.4 Messprinzipien

Allen Anwendungen der optischen Druckmessung gemeinsam ist die Verwendung von Luminophoren, die durch Sauerstoff gequenchet werden.

Das in bildgebenden Anwendungsbereichen - sowohl in der Biologie als auch in der Aerodynamik - am weitesten verbreitete Verfahren ist das Messen der Intensitätsverteilung einer drucksensitiven Lumineszenzschicht [2], [5], [7], [9], [10], [13], [14], [16], [18], [19], [20], [21], [27], [32], [44], [48].

Bei diesem Verfahren wird die Lumineszenzschicht kontinuierlich mit dem Anregungslicht beleuchtet. Die dabei entstehende Intensitätsverteilung des Lumineszenzlichtes der Schicht wird dabei unter

1. bekannten und reproduzierbaren Referenzbedingung und
2. unter den zu messenden Strömungsbedingungen

messtechnisch erfasst. Beide Intensitätsmuster werden miteinander verglichen bzw. der Quotient aus den jeweiligen Wertepaaren gebildet. Mit Hilfe des Stern-Volmer-Terms kann aus der relativen Änderung der Intensitätsverteilung auf die Druckverteilung zurückgerechnet werden.

Abklingmessung

Aufgrund der Proportionalität der Zeitkonstanten τ zur Intensität des Lumineszenzlichts kann das zeitliche Verhalten einer abklingenden Lumineszenzstrahlung zur Messung des sauerstoffbedingten Quencheffekts verwendet werden [16], [22], [35], [36], [37], [44], [45].

Bei dieser Abklingmessung wird die Lumineszenzschicht mit einem Lichtpuls mit einer sehr steilen Abfallflanke beleuchtet. Unmittelbar nach Ende des anregenden Lichtpulses wird das Abklingverhalten der Lumineszenz der Farbstoffschicht messtechnisch erfasst und zur Bestimmung des O₂-Partialdruckes verwendet.

Bei punktuellen Messungen kann hierbei die Abklingkurve kontinuierlich gemessen und eine entsprechende Exponentialfunktion aus den Messwerten abgeleitet werden [35], [36].

Auch für flächige Untersuchungen kann die Abklingmessung angewandt werden. Hierzu wird nach Abschalten der Anregungslichtquelle zu zwei Zeitpunkten innerhalb des Abklingvorgangs die Intensitätsverteilung erfasst. Durch Vergleich der beiden Intensitätsmuster können die Zeitkonstante und daraus die Druckwerte abgeleitet werden [22], [37], [44], [45].

Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Abstands werden meist mehrere Durchgänge aufintegriert. Hierzu wird mit einer rechteckig modulierten Anregungslichtquelle die zu untersuchende Lumineszenzschicht angeregt. Mittels eines schnellen Verschlusses werden mehrere Bilder zum jeweils selben Zeitpunkt nach Ende eines Anregungspulses in der CCD-Kamera aufintegriert.

Da während des eigentlichen Messvorgangs die Anregungslichtquelle nicht aktiv ist, wird das eigentliche Messsignal nicht vom Anregungslicht überlagert. Durch Einsatz eines schnellen Verschlusses oder durch Sensoren mit hoher zeitlicher Auflösung kann auf entsprechende Farbfilter verzichtet werden.

Phasenverfahren

Eine bzgl. der Signalverarbeitung optimierte Abwandlung der Abklingmessung stellt das Phasenverfahren dar [16]. Bei diesem wird die Lumineszenzschicht kontinuierlich mit einem zeitlich sinusförmig modulierten Anregungslicht bestrahlt. Aufgrund der sinusförmigen Anregung hat auch die Lumineszenzantwort eine sinusförmige Signalform.

Durch das „Nachleuchten“ des Lumineszenzlichtes „hinkt“ jedoch das Lumineszenzsignal dem Anregungssignal hinterher. Diese Phasenverschiebung ϕ zwischen Anregungs- und Lumineszenzsignal kann physikalisch als eine Funktion (24) der Frequenz bzw. Winkelgeschwindigkeit ω des Anregungssignals und der Abklingkonstante τ des Lumineszenzfarbstoffs beschrieben werden.

$$\tan \phi = \tau \omega \quad (24)$$

Da die Anregungsfrequenz f bekannt ist, kann aus der Phasenverschiebung die Zeitkonstante bestimmt werden. Um die größtmögliche Empfindlichkeit der Messung zu erreichen muss die Phasenverschiebung im Bereich von 45° liegen. Die Modulationsfrequenz des Anregungslichtes wird hierfür gemäß nachfolgender Formel (25) gewählt:

$$f = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (25)$$

Durch Einsatz so genannter Lock-In-Verstärker kann das Signal-Rausch-Verhältnis bei diesen sinusförmigen Messsignalen deutlich verbessert werden. Hierin liegt der große Vorteil der Phasenmethode gegenüber der Abklingmessung. Die Methode kann jedoch nur für punktuelle Messungen eingesetzt werden und eignet sich daher nur bedingt für die Messung von großflächigen Druckverteilungen.

Temperatur- und Druckmessung symmetrischer Strömungsmuster

Drucksensitive Lumineszenzfarbstoffe werden in der Regel auch durch die Temperatur beeinflusst. Um mit dem Druckmessverfahren genaue Werte zu erhalten muss der Temperatureinfluss berücksichtigt werden.

Zur Untersuchung von symmetrischen Strömungsmustern werden in der Aerodynamik die symmetrischen Flächen eines Modells mit unterschiedlichen Farbstoffen beschichtet. Eine Symmetriehälfte wird mit rein thermisch beeinflussbaren Lumineszenzfarbstoffen, die andere wird mit druck-/temperatursensitiven Lumineszenzfarbstoffen beschichtet. [2], [5], [7].

Die Intensitätsverteilung des Lumineszenzlichtes der rein temperatursensitiven Fläche erlaubt den direkten Rückschluss auf die Temperaturverteilung. Unter der Bedingung der Symmetrie des Strömungsfeldes wird die so ermittelte Temperaturverteilung zur Korrektur der temperatur-/druckgekoppelten Intensitätsverteilung herangezogen und die Druckverteilung bestimmt.

Bei diesem Verfahren wird in der Regel angestrebt, dass sich die Anregungswellenlängen der beiden Lumineszenzfarbstoffe ähneln und aus derselben Lichtquelle beleuchtet werden können. Da beide Intensitätsverteilungen örtlich getrennt sind, stellt deren Erfassung keine besonderen Anforderungen an die Abstimmungen der beiden Farbstoffe. Sind jedoch die mittleren Lumineszenzintensitäten der beiden Farbstoffe unter Anwendungsbedingungen aufeinander abgestimmt, so können beide Intensitätsverteilungen mit derselben Kamera erfasst werden.

Temperaturunempfindliche Luminophore

Ji Hai-Feng et. al. [8] ist es gelungen, bedingt temperaturunempfindliche Lumineszenzfarbstoffe zu entwickeln. Sie lagern Ruthenium Pyren in eine Akryl-Copolymer-Matrix ein und erhalten eine thermisch unempfindliche, O₂-druckempfindliche Lumineszenzbeschichtung. Innerhalb eines Temperaturbereichs von 25 bis 55°C ist die Stern-Volmer-Konstante weitestgehend unabhängig von der Temperatur.

Dualluminophore mit spektraler Trennung

Eine weitere Technik im Bereich der Aerodynamik kombiniert die druck-/temperaturempfindlichen Lumineszenzfarbstoffe mit rein thermisch beeinflussten Lumineszenzfarbstoffen innerhalb derselben Beschichtung [1], [9], [10], [14], [15], [16].

Die Lumineszenzfarbstoffe sind hierbei so kombiniert, dass diese zwar dasselbe Anregungsspektralband aufweisen, aber in unterschiedlichen Spektralbändern emittieren. Die beiden Intensitätsmuster können durch entsprechende Filter voneinander getrennt werden. Diese Technik erfordert jedoch zwei Kameras oder eine Kamera mit entsprechenden Farbkanälen hoher Filtergüte.

Dualluminophore mit zeitlicher Trennung

Werden zur Auswertung des Lumineszenzeffekts das Abkling- oder das Phasenverfahren verwendet, können Unterschiede in der Zeitkonstante zur Trennung verschiedener Farbstofflumineszenzen angewandt werden [12]. Die Intensität der überlagerten Lumineszenz der beiden Farbstoffe kann durch folgende Formel (26) beschrieben werden:

$$I = I_{1,0} * e^{-(t * \tau_1)} + I_{2,0} * e^{-(t * \tau_2)} \quad (26)$$

Die rein temperatur- und die druck-/temperaturempfindlichen Lumineszenzfarbstoffe können bei diesem Verfahren im selben Spektralbereich emittieren. Die Lumineszenzfarbstoffe werden jedoch so gewählt, dass ein Farbstoff eine kurze mittlere Zeitkonstante und der andere eine deutlich größere mittlere Zeitkonstante ($\tau_2 > 100 * \tau_1$) aufweist.

Die Farbstoffkombination wird mit einem entsprechenden Lichtpuls angeregt. Zum Zeitpunkt $t = 0$ fällt der Anregungspuls ab. Über eine Kamera werden zu den Zeitpunkten $t_1 < \tau_1$, $t_2 \approx \tau_1$ sowie $t_3 \approx \tau_2$ und $t_4 \approx 2\tau_2$ Aufnahmen der überlagerten Intensitätsverteilungen der beiden Lumineszenzfarbstoffe angefertigt.

Zu den Zeitpunkten t_3 und t_4 ist die Intensität des sehr kurzlebigen Lumineszenzsignals I_1 nahezu auf Null abgefallen. Die Gleichung für die gemessene Gesamtintensität kann vereinfacht werden:

$$I = 0 + I_{2,0} * e^{-(t * \tau_2)} \quad (27)$$

Durch Vergleich der gemessenen Intensitäten zu den Zeitpunkten $t_3 \approx \tau_2$ und $t_4 \approx 2\tau_2$ kann die Zeitkonstante τ_2 des Lumineszenzfarbstoff 2 ermittelt werden.

Ist die Zeitkonstante τ_2 ermittelt, kann auf die Intensität $I_{2,0}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ zurückgerechnet werden. Da sich im Zeitbereich t_1 und t_2 die Intensität I_2 nicht ändert und nahezu dem Wert $I = I_{2,0}$ entspricht, kann für den Zeitbereich $t_1 \leq t \leq t_2$ die Intensität vereinfacht dargestellt werden:

$$I = I_{1,0} * e^{-(t * \tau_1)} + I_{2,0} \quad (28)$$

Durch Vergleich der beiden Intensitäten zu den Zeitpunkten t_1 und t_2 kann analog zu τ_2 die Zeitkonstante τ_1 ermittelt werden.

Aus den beiden ermittelten Verteilungen der Zeitkonstanten τ_1 , $\tau_2 = f(T)$ bzw. $f(p,T)$ kann die Temperatur- und Druckverteilung des untersuchten Strömungsmusters ermittelt werden.

Korrektur mit Thermokameras

Eine Berücksichtigung der Temperatur bei der Lumineszenzmessung kann auch mit Hilfe einer Thermokamera erfolgen. Hierbei wird die Temperaturverteilung mittels einer Thermokamera messtechnisch erfasst. Die Temperaturverteilung wird dann analog den bereits beschriebenen Verfahren zur Korrektur der Druckverteilung genutzt.

2.5 Technologie der optischen Druckmessung

Die Messeinrichtungen der technischen Anwendungen weisen denselben prinzipiellen Aufbau auf (siehe Bild 2-2). Farbstoffe (gelbe Kuben), deren Lumineszenz durch Sauerstoffmoleküle beeinflusst werden können, sind in eine Schicht (Schichtmatrix) eingebettet. Durch das partialdruckabhängige Eindiffundieren von Sauerstoff (grüne Kugeln) in die Schichtmatrix wird die Lumineszenz negativ beeinflusst.

Bei niedrigen Sauerstoffpartialdrücken und hierdurch geringer Konzentration von Sauerstoffmolekülen in der Schicht (Bild 2-2, rechts) üben die wenigen Sauer-

stoffmoleküle nur einen geringen Einfluss auf die Lumineszenzmechanismen aus. Nur wenige der Farbstoffmoleküle geben deren Energie strahlungslos als thermische Stöße (rote Dreiecke) an die Sauerstoffmoleküle ab. Die meisten der angeregten Farbstoffmoleküle geben Ihre Energie strahlungsbehaftet als rotes Lumineszenzlicht (lange rote Pfeile) ab.

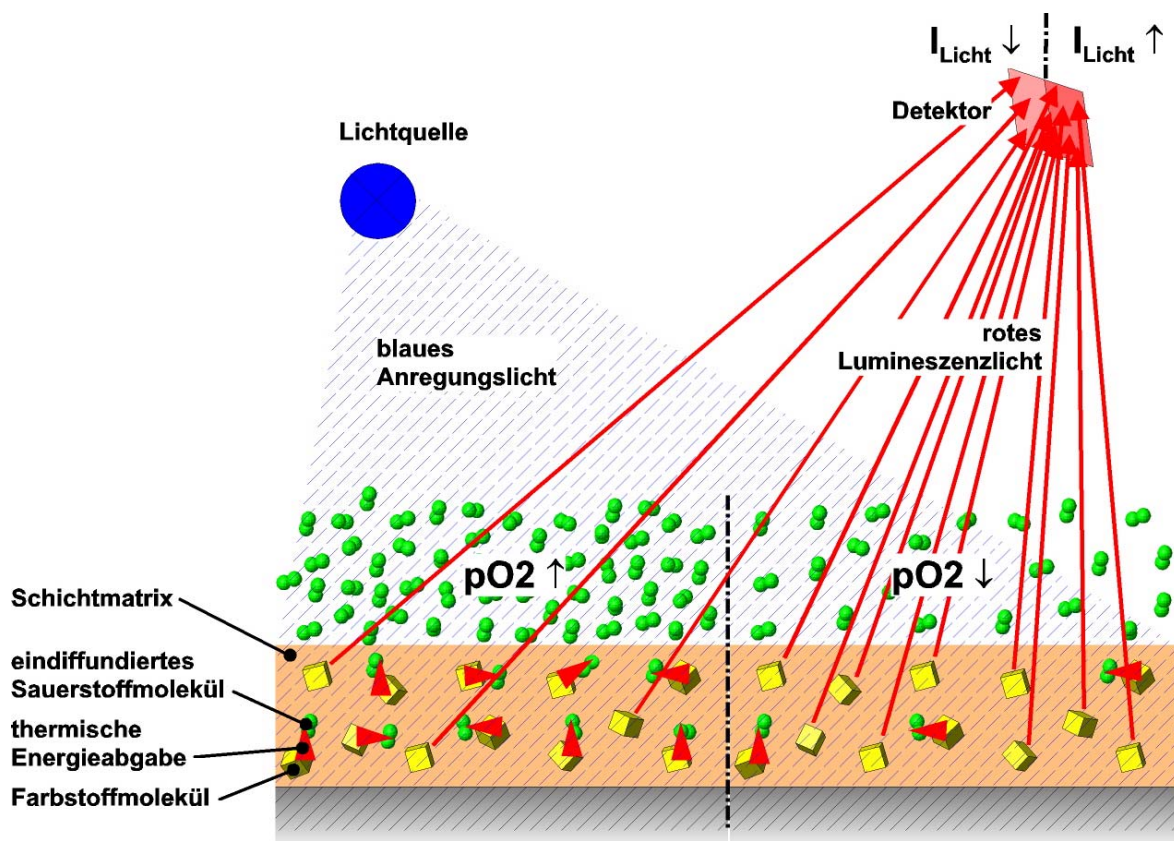


Bild 2-2: *Prinzipieller Aufbau einer optischen Druckmesseinrichtung für technische Anwendungsfelder. Hierbei sind lumineszierende Farbstoffe in eine sauerstoffdurchlässige Schichtmatrix eingebettet. Diese werden durch eine geeignete Lichtquelle angeregt und das dabei sauerstoffdruckabhängige Lumineszieren von einem Detektor erfasst.*

Ist die Schicht einem hohen Sauerstoffpartialdruck ausgesetzt (Bild 2-2, links) so steigt analog dazu die Konzentration an Sauerstoffmolekülen in der Schicht. Entsprechend häufiger geben nun angeregte Farbstoffmoleküle ihre Energie strahlungslos als thermische Stöße an die Sauerstoffmoleküle ab. Die Intensität des emittierten Lumineszenzlichts verringert sich.

Ein geeigneter Detektor erfasst die Intensität der leuchtenden Farbstoff-Tägermatrix-Schicht und erlaubt durch den beschriebenen Effekt den Rückschluss auf den Druck an der Schichtoberfläche.

Aufgrund der Anwendung der optischen Druckmessung in den unterschiedlichen Bereichen der Physiologie, Biologie und Aeronautik wurde die optische Druckmessung mit grundsätzlich verschiedenen Technologien realisiert. Einige Technologien sind in ihren Eigenschaften gleichwertig zu sehen. Bei den Farbstoffen, den Schichtmatrixen und Beschichtungen haben die jeweiligen Technologien in ihren speziellen Anwendungsfällen ihre Vorteile und Daseinsberechtigungen.

Großen Einfluss auf die Technologie haben rasante Entwicklungen in den Bereichen der Lichtquellen und der Bilderfassungstechniken genommen. Insbesondere wirtschaftliche blaue LEDs und fortwährend verbesserte CCD-Detektoren haben sich in der optischen Druckmesstechnik etabliert und neue Anwendungsfelder und Untersuchungsmöglichkeiten geschaffen.

2.5.1 Farbstoffe

Temperaturmessung

Nahezu alle Lumineszenzfarbstoffe zeigen in Ihrer Lumineszenzcharakteristik eine Temperaturabhängigkeit. Auch die drucksensitiven Lumineszenzfarbstoffe weisen eine Temperaturabhängigkeit auf, die sich der Druckcharakteristik überlagert. Um die Temperaturcharakteristik überlagerungsfrei messen zu können, werden in der Aeronautik rein temperaturempfindliche Lumineszenzfarbstoffe verwendet. Die überlagerungsfreien Temperaturdaten lassen eine Temperaturkorrektur der Druckmessungen wie in Kapitel 2.4 erläutert zu.

Die in der Literatur beschriebenen Farbstoffe sind:

- Bis-Pyrenal Propan [6],
- $\text{Ru}(\text{bpy})_3(\text{PF}_6)_2$ [7],
- Rull-Polypyridin-Komplex [9],
- Coumarin-7 [15],
- Diethyloxadicarboncyaninjodid (DOCI) [15].

Für die Anwendung der lumineszenzbasierten Temperaturmessung untersuchte im Jahre 2000 S.W. Allison et. al. [24] sehr detailliert verschiedene sauerstoffunempfindliche Lumineszenzfarbstoffe bzgl. deren Eignung. Zu den von ihm untersuchten Farbstoffen zählen unterschiedlich dotierte Selteneerden-Oxysulfide und Yttriumaluminiumgranate (YAG). Gegenstand seiner Untersuchung sind dabei die Faktoren:

- Zeitkonstante der Lumineszenz,

- Wellenlänge des Anregungs- und Emissionsbanden und
- Temperaturcharakteristik der Lumineszenz.

Im Temperaturbereich von 0°C bis 100°C, welcher grundsätzlich für die Untersuchung von Luftlagern interessant ist, zeigt europiumdotiertes Lanthan-Oxysulfid eine sehr steile, nahezu streng logarithmische Temperaturcharakteristik. Die Zeitkonstante weist bei 0°C einen Wert von $\tau = 30 \mu\text{s}$ und reduziert sich auf $\tau = 1 \mu\text{s}$ bei 100°C.

J. Hradil et. al. [12] nutzen als rein temperatursensitiven Lumineszenzfarbstoff Mangan-aktiviertes Magnesiumfluorogermanat ($3,5\text{MgO}-0,5\text{MgF}_2-\text{GeO}_2:\text{Mn}$ bzw. MFG) in deren Dualluminophoren.

Eine weitere Methode die Temperatur ohne Druckeinfluss zu messen besteht in der Stickstoffspülung. Da hierbei ein Quenchen durch den Luftsauerstoff vollständig vermieden werden kann, lassen sich auch sauerstoffpartialdruckempfindliche Lumineszenzfarbstoffe einsetzen. Bis auf wenige Ausnahmen [8] zeigen alle drucksensitiven Farbstoffe auch im ungequenchten Zustand ein entsprechendes Temperaturverhalten. Die hierbei verwendbaren temperatur- und drucksensitiven Farbstoffe sind im nachfolgenden Kapitel beschrieben.

Druckmessung

Zur Druckmessung werden in der Literatur größtenteils sauerstoffgequenchte Lumineszenzfarbstoffe beschrieben, die den Platinmetall-Porphyrin-Komplexen zuzurechnen sind.

Im Speziellen sind dies:

- Platin(II)meso-tetrakis(pentafluorophenyl)porphyrin (PtTFPP)
[9], [15], [16], [19], [20], [21], [27], [31], [33], [41],
- Ru-tris-(4,7-diphenyl-1,10-phenanthrolin) ($[\text{Ru}(\text{dpp})_3]^{2+}$)
[5], [12], [16], [27], [37], [44],
- Ru(4,7-diphenyl-1,10-phenanthrolin)dichlorid (Ruphen) [7], [13], [15], [44],
- $\text{Ru}(\text{bpy})_3^{2+}$ [8], [45], [48],
- Platin(II)-octaethyl-porphyrin (PtOEt) [18], [16], [37], [48],
- Platin(II)meso-tetra(4-carboxylphenyl)porphyrin [35], [36] und
- N-Pyren [44].

1-pyrene-acetic-acid, 1-pyrene-butyric-acid, 1-pyrene-carboxylic-acid verwendet K. R. Navarra [6] aufgrund deren hoher Temperaturbeständigkeit für die Untersuchung von Strömungsvorgängen in Turboverdichtern.

Diese Lumineszenzfarbstoffe zeigen alle auch eine mehr oder weniger ausgeprägte Temperaturabhängigkeit neben deren Sauerstoffdruckabhängigkeit.

2.5.2 Schichtmatrixen

Werkstoffe

Die in der Literatur beschriebenen Lumineszenzfarbstoffe lassen sich in der Regel nicht unmittelbar auf die technischen Oberflächen der Prüfkörper stabil aufbringen. Vielmehr werden die Farbstoffe in einer Schichtmatrix gelöst, z.T. aber auch adsorbiert, die eine gute Haftung auf den zu beschichtenden Oberflächen haben.

Die entsprechenden Schichtmatrixen müssen eine hohe Permeabilität gegenüber Sauerstoffmolekülen aufweisen, um deren Quencheigenschaften unmittelbar an den Farbstoffmolekülen entfalten zu können.

In der Literatur sind verschiedenste Schichtmatrixen beschrieben:

- Ormosil [18], [37],
- Solgele [12], [18], [32],
- Silikone [5], [7], [9], [13], [27],
- Polystyrol [18], [37],
- Polyurethan [7], [9],
- Fluorogenierte Acrylate [8], [19], [20], [21], [31], [33] und
- Polymethylmetacrylat (PMMA) [18].

Besonders interessant ist die Einlagerung von Lumineszenzfarbstoffen in die porösen Aluminiumoxydschichten von eloxierten Aluminiumoberflächen [4], [44]. Aufgrund der Porosität zeigt dieses Material eine gute Permeabilität bzgl. Sauerstoff, wodurch ein Ansprechverhalten von über 10 kHz erzielbar ist [4]. Eloxalschichten zeichnen sich durch eine hohe mechanische Stabilität aus und sind im Maschinenbau seit langem Stand der Technik mit entsprechend guter Prozesssicherheit.

Ein ähnlich gutes zeitliches Ansprechverhalten lässt sich durch die Einlagerung des Lumineszenzfarbstoffs in die Poren von mikroporösen Pulverpartikeln (Silikagel) erzielen [5]. Die farbstoffgeladenen Partikel werden oberflächlich auf eine

dünne Epoxydharzschicht aufgebracht und zeigen hierdurch eine sehr gute Permeabilität gegenüber den O_2 -Molekülen.

Zur Untersuchung von Insektenflügeln beschichtet C. M. MacGraw [41] die Flügel lebender Honigbienen mit einer Bienenwachs-Farbstoff-Schicht.

2.5.3 Beschichtungstechnologien

Spin-Coating

Zur Herstellung homogener sowie hochgradig ebener und glatter Polymerschichten hat in der Halbleiterindustrie der Spin-Coating-Prozess eine weite Verbreitung gefunden. Hierbei wird auf den zumeist runden Siliziumwafer die entsprechende Polymerlösung mittig aufgeträufelt (siehe Bild 2-3). Durch Versetzen des Wafers in Rotation mit geringer Drehzahl wird die Lösung zum Rand hin verteilt und eine homogene Benetzung der gesamten Waferfläche mit einem relativ dicken Flüssigkeitsfilm erzielt.

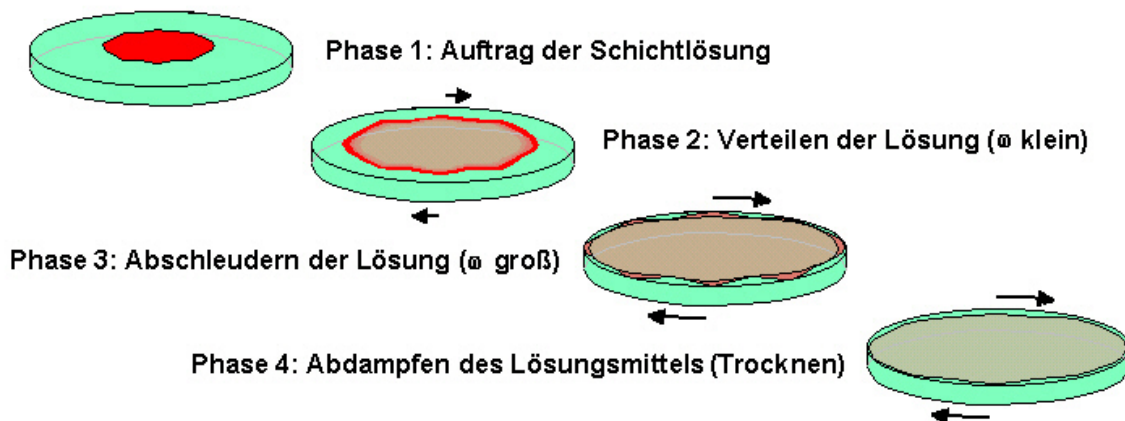


Bild 2-3: Darstellung der verschiedenen Phasen des Spin-Coating-Prozesses.

Durch Erhöhen der Drehzahl und der sich erhöhenden Fliehkräfte drängt die Polymerlösung innerhalb des Fluidfilms zunehmend stetig zum Waferrand und löst sich vom Rand als wegfliegende Tropfen.

Durch Verdunstung des Lösungsmittels aus der zurückbleibenden Polymerlösung bildet sich ein entsprechend dünner Polymerfilm.

Die erste detaillierte Untersuchung des Spin-Coating-Prozesses von Newton'schen Fluiden führten A. Emslie, et. al [49] durch. Um eine analytische Herleitung der Filmdicke h zu erhalten klammert die Forschergruppe Verdunstungsprozesse

vollständig aus und vereinfacht ihr Modell des Spin-Coating-Prozesses entsprechend. Die erhaltene Gesetzmäßigkeit zeigt, dass die Schichtdicke h eine Funktion insbesondere der Zeit ist. Weitere Parameter, die in die Gleichung eingehen sind: die Dichte ρ , Winkelgeschwindigkeit ω , Viskosität η und die Startschichtdicke h_0 . Interessanterweise ist die Schichtdicke h keine Funktion des Ortes, was für die Nutzung innerhalb der Halbleiterfertigung essentiell ist. Unter der Voraussetzung eines homogen dicken Startfilms h_0 , ergibt sich gemäß der gefundenen Gesetzmäßigkeit (29) ein homogen dicker Flüssigkeitsfilm:

$$h = h_0 \left(1 + \frac{4\rho\omega^2 h_0^2 t}{3\eta} \right)^{-1/2} \quad (29)$$

Eine Herleitung dieser Gleichung aus den Gesetzmäßigkeiten der Viskosität und der Radialbeschleunigung findet sich im Anhang dieser Arbeit.

Meyerhofer [74] detailliert das Spin-Coating-Modell entscheidend und berücksichtigt die wichtigen Verdunstungsprozesse durch eine die Drehzahl einbeziehende Verdunstungsrate e . Wenngleich er einen streng analytischen Lösungsweg verwenden muss, erhält er über numerische Verfahren eine Lösung (30) seines Problems:

$$h = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) \cdot \left(\frac{3\eta e}{2\rho\omega^2 \frac{\rho_0}{\rho}} \right)^{1/3} \quad (30)$$

Seine Lösung, welche die Verdunstung berücksichtigt, zeigt, dass die nach dem Spin-coating-Prozess resultierende Schichtdicke h unabhängig von der Startschichtdicke h_0 ist. Da nach einer endlichen Zeit das Lösungsmittel vollständig verdunstet und die Lösung zu einem festen Polymerfilm „erstarrt“ ist, spielt die Zeit in seiner Gleichung keine Rolle mehr.

Insgesamt spielen bei der Herstellung von Polymerschichten der Dicke h die Startparameter Dichte ρ_0 und Viskosität η der Polymerlösung, die Dichte ρ der resultierenden Polymerschicht, die Verdunstungsrate e sowie die Drehzahl ω während des Spin-Coating-Prozesses eine zentrale Rolle. Voraussetzung für die Gültigkeit seiner Gleichung ist die entsprechend lange Aufrechterhaltung des Rotationsprozesses.

Weitergehende Untersuchungen, welche von D. Bornside et. al. [81] durchgeführt wurden, zeigen bei größeren Abmessungen der zu beschichtenden Flächen eine Abhängigkeit der Schichtdicke von der radialen Lage.

Aerosolaufrag

Gute Beschichtungsergebnisse speziell von Oberflächen mit einer Topologie lassen sich durch einen Aerosolaufrag erzielen. Das Grundprinzip des Aerosolaufrags besteht in der Zerstäubung einer Flüssigkeit in feinste Flüssigkeitstropfen und Anlagerung dieser an einer Oberfläche. Für die Zerstäubung der Beschichtungslösung sind drei verschiedene Technologien von Bedeutung:

Bei den so genannten Airless-Verfahren wird die Lösung durch eine sehr feine Düse mit hohem Druck gepresst. Durch die turbulenten Strömungsverhältnisse in der Düse und den hohen Scherkräften zerstäubt die Flüssigkeit in feinste Flüssigkeitströpfchen. Durch entsprechende Strukturierungen des Strömungskanals wird in manchen Aerosolbeschichtern der Flüssigkeit vor oder in der Düse ein Drehimpuls aufgeprägt um die Zerstäubung zu verbessern.

Bei den luftgestützten Zerstäubern wird die Beschichtungslösung mit geringem Druck in eine Luftströmung injiziert [72]. Die hohen Scherkräfte zwischen den injizierten Flüssigkeitstropfen und dem Gasstrom zerstäuben die Flüssigkeit zu entsprechend kleinen Tropfen.

Bei den Ultraschallverneblern werden die notwendigen Scherkräfte durch hochfrequente Schallwellen hoher Intensität direkt in der Flüssigkeit erzeugt. Zumeist wird die Farbstoffdüse als Ultraschallquelle ausgeführt.

Die sich aus dem Aerosolnebel auf der Oberfläche anlagernden Flüssigkeitstropfen haben unmittelbar nach Beginn des Beschichtens noch keinen Kontakt mit den Nachbartropfen. Abhängig von deren Oberflächenspannung und dem Volumen der Tropfen bilden diese eine Flüssigkeitsinsel mit bestimmter Dicke und Fläche aus. Durch Anlagerung weiterer Tropfen verbinden sich die einzelnen Flüssigkeitsinseln untereinander zu immer größeren zusammenhängenden Flüssigkeitsfilmen. Nach einer endlichen Zeit und durch Unterstützung der Oberflächenkräfte fließen die Flüssigkeitsinseln in einen homogenen Flüssigkeitsfilm über.

Durch diesen Vorgang ist die minimal zu erzielende, homogen geschlossene Filmdicke abhängig von der Größe der zerstäubten Tropfen, von Oberflächenkräften, der Viskosität des Fluids und dem Lösungsmittelanteil. Bei zu kleinen Aerosol-tropfen besteht die Gefahr, dass auf dem Weg von der Zerstäubungseinrichtung zur zu beschichtenden Oberfläche sich das Lösungsmittel weitestgehend verflüchtigt. In diesem Fall lagern sich dann nur noch feste Polymerpartikel an die Oberflä-

che an, die günstigstenfalls zu einer porösen Polymerschicht aufsintern. Der Gehalt an Lösungsmittel und die Zu- und Abfuhr von Frischluft bzw. Lösungsmitteldämpfen ist entsprechend abzustimmen.

Aufgrund der weitestgehend immobilen Flüssigkeitstropfen auf der beschichteten Oberfläche lassen sich bei entsprechender Führung des Fluidnebels über die Oberfläche sehr homogene Filme erzeugen.

Werden Zerstäubungstechniken verwendet, welche nicht Pressluft als Zerstäubungsmedium nutzen, zeigt das Aerosolverfahren eine sehr hohe Effizienz bzgl. des verarbeiteten Fluids. Speziell bei dünnen Filmen zeigt die Aerosolbeschichtung eine nur befriedigende Beschichtungsgeschwindigkeit gegenüber dem Spin-Coating oder dem Meniskusauftrag.

Meniskusauftrag

Der Meniskusauftrag ist bei entsprechend großen Stückzahlen ein sehr effizientes und im Bereich der Halbleiterfertigung weit verbreitetes Verfahren. Hier wird die zu beschichtende Oberfläche mit definiertem Abstand sehr nahe über eine poröse Röhre geführt (siehe Bild 2-4). Aufgrund der Flutung der Röhre mit dem Beschichtungsfluid bildet sich zwischen Beschichtungsfläche und der porösen Oberfläche der Röhre ein in Röhrenachse ausgerichteter, langgezogener Tropfen bzw. Meniskus aus [75].

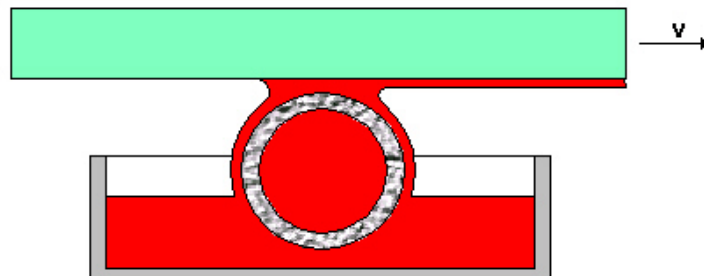


Bild 2-4: Schematische Darstellung einer Meniskusbeschichtung, bei der durch eine poröse Röhre die Schichtlösung gepumpt wird. Der sich einstellende Meniskus zwischen Röhre und Beschichtungsfläche erzeugt eine definierte Fluidschicht.

Britten und Thomas [87] stellen den Beschichtungsvorgang des Meniskusauftrags durch eine Näherungsgleichung (31) dar:

$$h = \frac{1,3375 \cdot \left(\frac{v\eta}{\rho g}\right)^{2/3} \cdot \left(\frac{\rho g}{\sigma}\right)^{1/6}}{\left(2(1 + \sin \alpha) - 1,14(\cos \alpha)^{4/3} \cdot \left(\frac{\rho g}{\sigma}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{3q\eta}{\rho g \cos \alpha}\right)^{2/9}\right)^{1/2}} \quad (31)$$

Diese doch recht komplexe Gleichung lässt auf einen nur sehr schwer steuerbaren Prozess rückschließen. Insgesamt gehen die folgenden Parameter in die Formel ein: Vorschubgeschwindigkeit v des Wafers, die Erdbeschleunigung g , der Benetzungswinkel α zwischen Fluid und Wafer, der Fluidmassenstrom q durch die Röhre sowie die dynamische Viskosität η , Oberflächenspannung σ und Dichte ρ des Fluids.

2.5.4 Anregungslichtquellen

Die in der Literatur beschriebenen, druckempfindlichen Lumineszenzfarbstoffe werden ausschließlich durch eingestrahktes Licht zur Lumineszenz angeregt. Die einzelnen Farbstoffe weisen entsprechende Absorptionsbänder im Bereich des nahen UV-, blauen oder grünen Spektralbereichs auf. Der Lumineszenzprozess der Farbstoffe weist z.T. eine sehr geringe Quanteneffizienz auf, wodurch ausreichend hohe Anregungslichtintensitäten benötigt werden. Zudem erfordert die niedrige Quanteneffizienz eine gute spektrale Trennbarkeit des Anregungslichts vom Lumineszenzlicht. Eine hohe spektrale Güte der Anregungslichtquellen ist hierbei von Vorteil. Für die Untersuchung von dynamischen Prozessen müssen die Lichtquellen kurze Pulszeiten ermöglichen und ggf. auch mit hohen Pulswiederholungsfrequenzen betrieben werden können.

Laserquelle

Für die Anregung der drucksensitiven Lumineszenzfarbstoffe verwenden viele Autoren Laserquellen. Durch Entladungsvorgänge bei Gaslasern (siehe Bild 2-5) oder durch eingestrahktes Licht bei Festkörperlaseren wird das Lasermedium angeregt. Zwischen den zwei Spiegeln des Resonators bildet sich ein hin- und herlaufender Lichtstrahl aus, der das angeregte Lasermedium zur Emission gleichfrequenter, phasengleicher und in dieselbe Richtung laufender Photonen anregt. Fortlaufend wird ein gewisser Teil des hin- und herlaufenden Laserstrahls über einen teilreflektierenden Spiegel des Resonators ausgekoppelt.

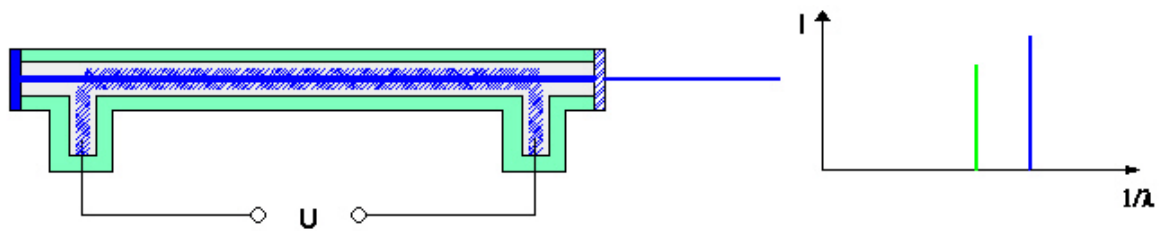


Bild 2-5: Schematischer Aufbau eines Gaslasers (li.) bestehend aus einer Gasentladungsröhre und dem optischen Resonator (linker Spiegel und rechter halbdurchlässiger Spiegel) sowie die Darstellung (re.) des aus ein oder mehreren monochromatischen Laserlinien bestehenden Spektrums.

Das von den Lasern emittiert Licht zeigt spezielle Eigenschaften, welche überaus vorteilhaft für die in dieser Arbeit beschriebene Messtechnik sind. Besonders hervorzuheben ist die Monochromie des emittierten Lichts. Für die Laserlinien der entsprechenden Lasertypen stehen kommerzielle Interferenzfilter zur Verfügung. Detektorseitig in die Optik integriert, schirmen sie das sehr engbandige Anregungslicht des Lasers nahezu vollständig ab, weisen aber gegenüber dem Lumineszenzlicht eine sehr gute Transmission auf.

Durch gütegeschaltete Resonatoren lassen sich Laser gepulst betreiben. Dabei werden sehr hohe Pulsfrequenzen und kurze Pulszeiten bei sehr hohen Leistungsdichten erzielen. Diese Eigenschaft wird speziell bei den Abklingmessungen genutzt.

In der Literatur genannt werden Nd-YAG-Laser, welche mit frequenzverdreifenden Kristallen kombiniert werden [44]. Der nachgeschaltete Kristall konvertiert drei Infrarotphotonen des Nd-YAG-Lasers mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1065 \text{ nm}$ in ein grünes Photon mit einer Wellenlänge von $\lambda = 355 \text{ nm}$.

Argon-Ion-Laser weisen bei $\lambda = 457 \text{ nm}$, 488 nm und 514 nm entsprechende Laserlinien auf, die sich für die Anregung vieler sauerstoffempfindlicher Lumineszenzfarbstoffe eignen [16].

Die 337 nm Linie des Stickstofflasers eignet sich ebenfalls als Anregungslichtquelle [6], [36], [48].

Für die Realisierung von diskreten, miniaturisierten Sauerstoffsensoren verwenden D. Wöhrle et. al. Zink-Selen-Halbleiterlaser, welche grünes Licht emittieren [18].

Gasentladungslampen

Eine kostengünstige und einfach handhabbare Alternative zu den Laserquellen stellen Gasentladungslampen (siehe Bild 2-6) dar. Deren emittiertes Linienspektrum ist teilweise von einem kontinuierlichen Spektrum überlagert. Verschiedene

Gasentladungslampen weisen einen hohen Anteil im blauen und ultravioletten Spektralbereich auf, welcher für die Anregung der Farbstoffe genutzt werden kann.



Bild 2-6: Schematische Darstellung (li.) von Metalldampfhochdruck- oder Gasentladungslampen, die charakteristische Emissionslinien(re.) emittieren, welche teilweise von einem kontinuierlichen Spektrum unterlegt sind.

Ein besonders günstiges Spektrum weisen die Niederdruckgasentladungslampen auf. Die Kaltkathodenlampe, welche J. Diekmann [44] verwendet, weist bei einer Mittenwellenlänge von $\lambda = 370 \text{ nm}$ eine spektrale Breite von ca. $\Delta\lambda = 30 \text{ nm}$ auf.

Höhere Leuchtdichten können mit Metalldampfhochdruck- und Gasentladungslampen realisiert werden. Der für die hohe Leuchtdichte verantwortliche hohe Druck des Entladungsmediums „verschmiert“ die Emissionslinien zum Teil zu kontinuierlichen Spektren. Die für die Messung schädlichen roten Spektralanteile können durch hochwertige Bandpassfilter aus dem Emissionsspektrum entfernt und die blauen Anteile für die Anregung der Lumineszenzfarbstoffe genutzt werden [13].

Xenonblitzlampen lassen sich analog zu den Laserquellen gepulst betreiben. Sie eignen sich besonders für Abklingmessungen und dynamische Untersuchungen. [5], [7], [35], [37]. Auch diese zeigen ein kontinuierliches Spektrum, welches sich analog zu den Hochdrucklampen filtern lässt.

LED

Light Emitting Diodes (LED) sind diskrete Halbleiterbausteine und analog zu den konventionellen Dioden aus p- und n-dotierten Halbleiterschichten aufgebaut. In Flussrichtung betrieben rekombinieren Elektron-Loch-Paare in der Sperrschicht und emittieren Photonen mit einer bestimmten Wellenlänge (siehe Bild 2-7). Sie lassen sich mit ausreichend hohen Leistungsdichten, mit kurzen Pulszeiten und hohen -frequenzen betreiben.

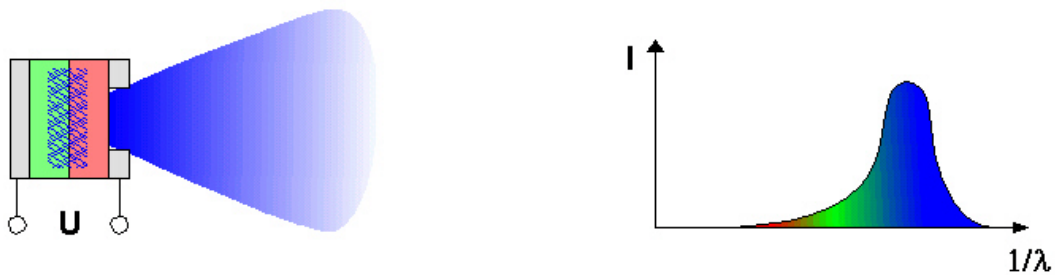


Bild 2-7: Schematischer Aufbau einer LED (li.) bei der an einem in Flussrichtung betriebenen p-n-Übergang positive Löcher und negative Elektronen rekombinieren und ein schmalbandiges jedoch nicht monochromatisches Licht (re.) emittieren

Mittlerweile sind kostengünstige, blau emittierende LEDs mit hohen Leuchtdichten kommerziell verfügbar. Die elektrische Ansteuerung ist überaus einfach und kostengünstig zu realisieren. Zudem zeigen sie eine spektrale Güte mit einer Halbwertsbreite von ca. $\Delta\lambda = 25 \text{ nm}$. Diese Eigenschaften führen zu einer zunehmenden Verdrängung der Laserquellen für die beschriebene optische Druckmessung [12], [32], [33], [37], [44], [45].

2.5.5 Detektorsysteme

In der Literatur werden verschiedenste Detektorsysteme für die optische Druckmessung beschrieben. Entscheidende Kriterien für die Auswahl der entsprechenden Detektoren sind hierbei Punktmessung oder flächige, orts aufgelöste Messung, statische oder dynamische Messung sowie die Größe des zu untersuchenden Messfelds.

Photomultiplier

Große Verbreitung speziell bei Messungen von dynamischen Vorgängen weisen Photomultiplier auf. [5], [6], [14], [35], [36], [44].

Diese Detektoren sind grundsätzlich als evakuierte Glasröhre aufgebaut, deren Innenseite eingangsseitig eine lichtempfindliche Beschichtung und im Innenraum mehrere speziell beschichtete Elektroden aufweist (siehe Bild 2-8). Zwischen der lichtempfindlichen Schicht und den Elektroden bestehen starke elektrische Felder.

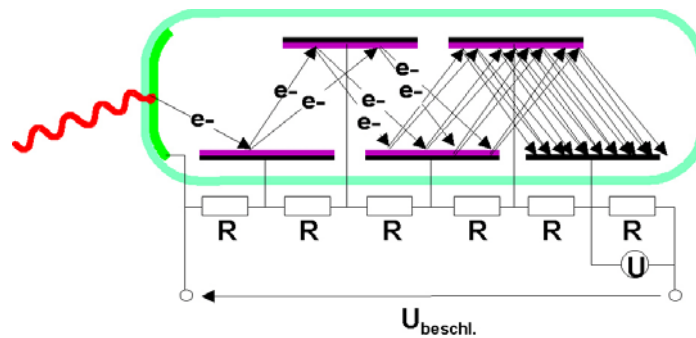


Bild 2-8: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers, bei dem ein eingangsseitig eintretendes Photon ein Elektron herausschlägt, das zwischen den Elektroden beschleunigt wird und weitere Elektronen erzeugt. Hierdurch kann ein gut messbares elektrisches Signal an der letzten Elektrode abgegriffen werden.

Ein eingangsseitig einfallendes Photon schlägt aus der lichtempfindlichen Schicht ein Elektron heraus. Durch das elektrische Feld zwischen der lichtempfindlichen Schicht und der ersten Elektrode wird das Elektron sehr stark beschleunigt. Trifft es auf die spezielle Beschichtung der ersten Elektrode, schlägt das einzelne Elektron mehrere Elektronen aus der Elektrodenoberfläche heraus. Die Elektronen werden zur nächsten Elektrode hin beschleunigt. Ein jedes dieser Elektronen schlägt wiederum mehrere Elektronen aus der Oberfläche der zweiten Elektrode heraus. Durch Wiederholung dieses Vorgangs von Elektrode zu Elektrode vervielfacht sich die Anzahl der Elektronen, welche ursprünglich von einem einfallenden Photon erzeugt worden sind und verursachen auf der letzten Elektrode ein gut messbares elektrisches Signal.

Photodioden

Aufgrund von Fortschritten in der Halbleitertechnologie stehen Photodioden zur Verfügung, welche ein zunehmend geringeres Dunkelrauschen aufweisen und sich für die Messung sehr geringer Lichtintensitäten eignen. In Verbindung mit fortschrittlich rauscharmen und diskreten Verstärkerbausteinen, lassen sich einfache und kostengünstige Detektorsysteme aufbauen [44].

Analog zu den Photomultipliern können mit den Photodioden nur punktförmige Messungen durchgeführt oder über einen Flächenbereich integriert werden.

CCD

Für die orts aufgelöste Bestimmung einer Druckverteilung mittels der optischen Druckmessung werden weitestgehend CCD-Kameras eingesetzt. [5], [7], [13], [22], [32], [37], [44].

Werden deren CCD-Detektoren aktiv gekühlt, so kann auch bei Belichtungszeiten über mehrere Sekunden ein niedriges Dunkelrauschen erzielt werden.

Einige Ausführungen weisen elektronische Verschlüsse auf, welche sehr kurze Verschlusszeiten im Bereich von Mikrosekunden erlauben. Diese erlauben die Anwendung der flächigen Abklingmessung, welche in Kapitel 2.4 beschrieben ist.

MCP verstärkte CCD

Eine weitere Verminderung des Dunkelrauschens gegenüber dem eigentlichen Nutzsignal kann durch die Kombination einer CCD-Kamera mit einer Multi-Channel-Plate (MCP) erreicht werden [12], [44].

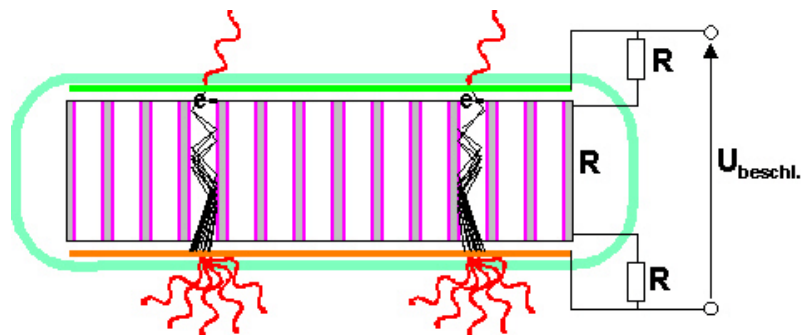


Bild 2-9: Schematischer Aufbau einer Multi Channel Plate (MCP) bei der ein Photon aus der eingangsseitigen Beschichtung ein Elektron herausschlägt. Dieses wird innerhalb der spezialbeschichteten Kanalstrukturen durch ein entsprechendes Feld beschleunigt und durch Wandkollisionen vervielfacht. Die dabei entstehende Elektronenlawine an der ausgangsseitigen Lumineszenzbeschichtung erzeugt entsprechend viele Photonen

MCPs sind ähnlich den Photomultipliern aufgebaut (siehe Bild 2-9). Eingangsseitig findet sich ebenfalls eine lichtempfindliche Beschichtung, aus der durch ein Photon ein Elektron herausgeschlagen werden kann. Unmittelbar an die Beschichtung grenzt eine von vielen feinen Kanälen durchzogene Elektrode. Die innen spezialbeschichteten Kanäle erlauben die Vervielfachung der eintretenden Elektronen ohne Verlust an Ortsinformation. Die Elektronenlawine tritt unmittelbar unter ihrem Entstehungsort aus den Kanalstrukturen aus und erzeugt in der ausgangsseitigen *Lumineszenz*beschichtung entsprechend viele Photonen.

Da bereits ein einzelnes Photon über das MCP eine Vielzahl an Photonen auf dem nachgeschalteten CCD-Detektor fallen lässt, kann die Verstärkung im Ladungsverstärker der CCD-Kamera entsprechend verringert werden. Das Dunkelrauschen verringert sich proportional zur Ladungsträgerverstärkung, wodurch ein sehr niedriges Dunkelrauschen erreicht werden kann.

Wird die Beschleunigungsspannung am MCP entsprechend geschaltet bzw. moduliert, können sehr kurze Belichtungszeiten erzielt werden.

3 Beschreibung des Messsystems

Das Messsystem und –verfahren zur Bestimmung der Druckverteilung aerostatischer Lager mittels der optischen Druckmessung wird im folgenden Abschnitt detailliert beschrieben.

Das Messsystem stellt zwei Messaufbauten für die Untersuchung von Druckverteilungen zur Verfügung. Der Lagerflächenmessaufbau dient zur Untersuchung der Druckverteilung der gesamten Lagerfläche eines bis zu 100 mm großen Luftlagers. Der Düsenmessaufbau ist konzipiert einen 3 mm x 5 mm großen Ausschnitt der Lagerfläche mit einer örtlichen Auflösung von bis zu 10 μm bzgl. der Druckverteilung zu untersuchen. Im Fokus des Interesses stehen hierbei die Düsennahbereiche.

Neben dem technischen Aufbau werden die Kernelemente der Aufbauten, Glasträger, Sensorschicht, CCD-Spiegelreflexkamera und Zusatzfilter des optischen Systems detailliert beschrieben und messtechnisch charakterisiert.

Die Strategien innerhalb der Datenauswertung bzgl. der Druckauflösung und Messgenauigkeit werden ebenso beschrieben wie deren Rückwirkung auf die örtliche Auflösung.

Der bereits im Stand der Technik beschriebene Einfluss der Temperatur wird in der Datenauswertung berücksichtigt. Die hierfür angewandten Algorithmen und Messstrategien werden beschrieben.

Eine entsprechende Fehlerrechnung zeigt die Möglichkeiten und Grenzen des Verfahrens bei der Messung der Druckverteilung im Lagerspalt.

3.1 Gesamtsystem

Bild 3-1 zeigt jeweils das Startkonzept der beiden Messaufbauten, des Lagerflächen- und des Düsenmessaufbaus. Hierin sind die zu Beginn der Entwicklung verfügbaren Komponenten, Mikro- und Makroobjektiv, die CCD-Kamera und die blauen LEDs bereits berücksichtigt. Ein geeigneter Krafterzeuger ist vor zu sehen, der das zu untersuchende Lager mit einer Last definiert vorspannt. Die Kraft muss querkräftfrei auf das Luftlager übertragen werden.

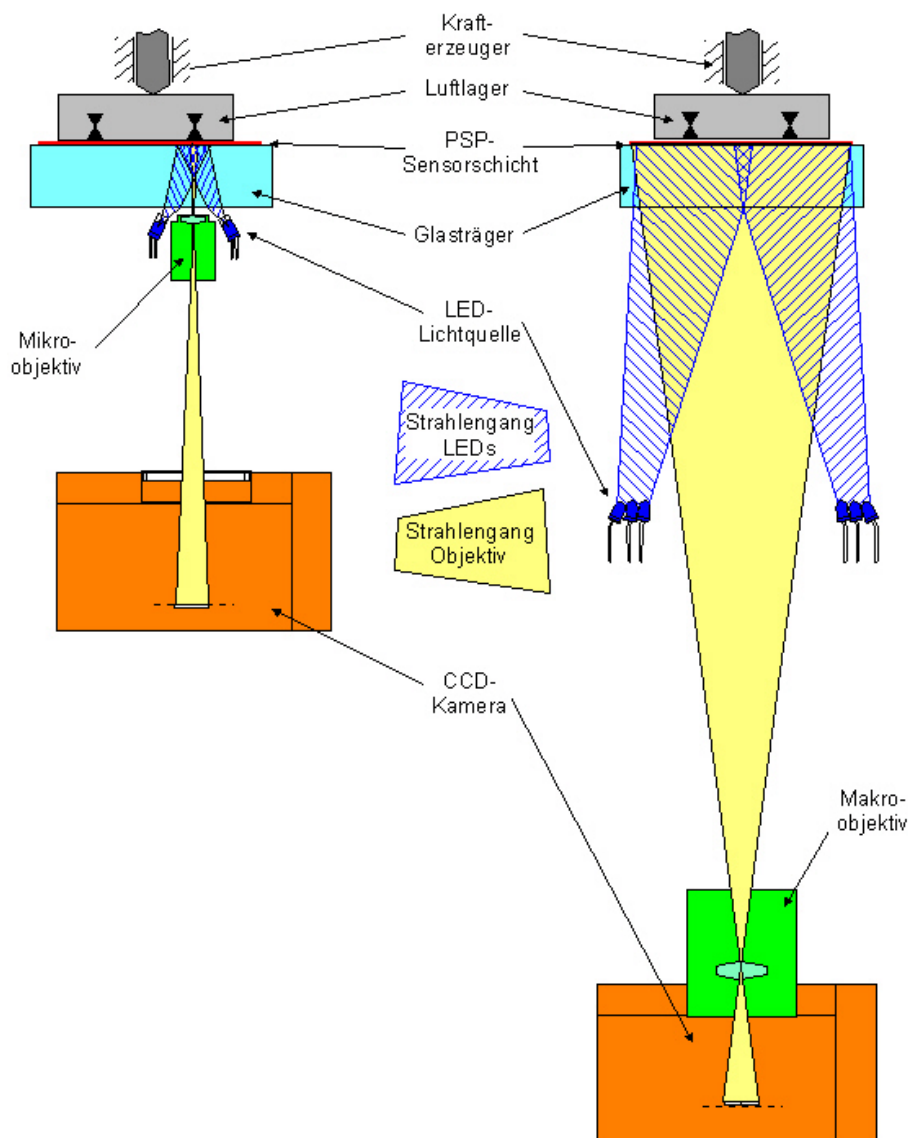


Bild 3-1: Schematische Anordnung der mechanischen und optischen Kernkomponenten der Aufbauten für die Bestimmung der Druckverteilung der gesamten Lagerfläche (li.) und für die Düsennahbereiche (re.)

Kernelement beider Messaufbauten ist eine bis zu 10 μm dicke Polystyrolschicht, in die Platin(II)meso-tetrakis(pentafluorophenyl) porphyrin (PtTFPP) als drucksensitiver Farbstoff eingelagert wird. Diese PSP-Schicht ist mittels Spin-Coating auf einem 19 mm dicken Glasträger aufgebracht.

Als Anregungslichtquelle dienen blaue LEDs deren emittiertes Licht in der spektralen Breite durch einen blauen Filter zusätzlich eingengt wird. Die LEDs sind bei beiden Aufbauten kreisförmig um die Optik angeordnet und bzgl. einer homogenen Ausleuchtung des Blickfelds der Abbildungsoptik justiert.

Zur Abbildung der von der PDP-Schicht emittierten Lumineszenzlichtverteilung wird ein Mikroskop- bzw. Makroobjektiv verwendet. Diese sind an eine Fujicolor FinePix Pro S1 CCD-Spiegelreflexkamera über dessen Bajonettanschluss angeschlossen. Um eine Beeinflussung der Lumineszenzlichtmessung durch das blaue LED-Licht zu unterdrücken, wird in den Strahlengang der Abbildungsoptik ein roter Farbfilter eingeschoben.

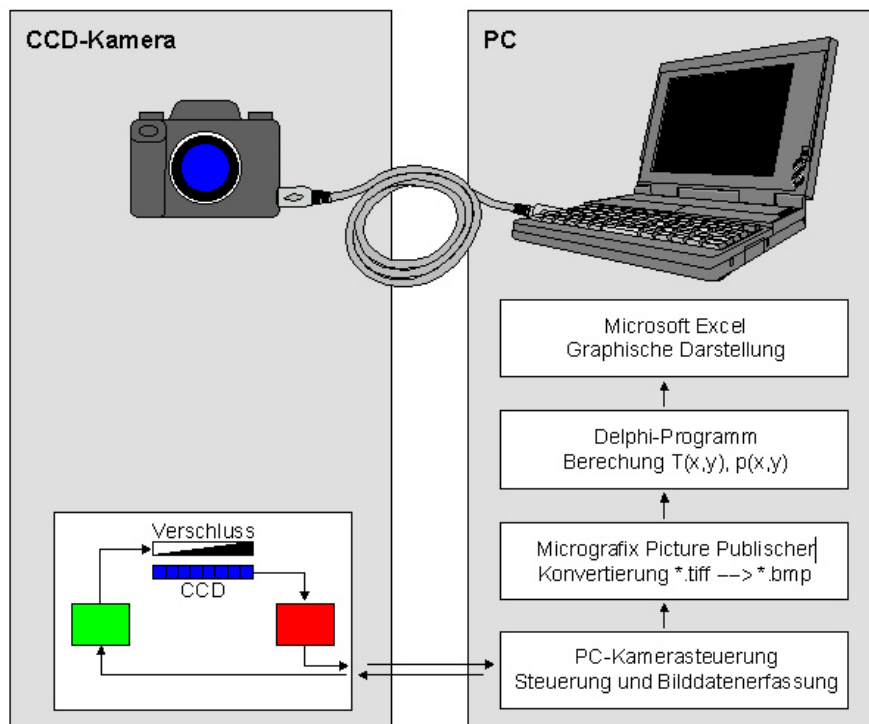


Bild 3-2: Schematische Darstellung der am Bilddatenfluss und der Berechnung der Temperatur- und Druckverteilung beteiligten Software-Komponenten sowie deren Verknüpfung.

Die Kamerasteuerung als auch die digitale Bilddatenerfassung erfolgen durch eine PC-basierte Kamera-Software (siehe Bild 3-2). Die CCD-Kamera ist hierzu über eine USB-Verbindung mit dem Mess-PC verbunden. Die vom CCD-Detektor der Fujicolor erfassten Bilder gelangen unmittelbar nach der Aufnahme in einen Zwi-

schenspeicher der Kamera. Über die USB-Verbindung werden die Bilddaten aus dem Zwischenspeicher in den PC als Tagged Integer File (TIFF) überspielt.

Nach Konvertierung der TIFF-Bilder in ein Bitmap-Datenformat können diese von einem in Delphi erstellten Programm eingelesen und den verschiedenen Algorithmen zur Berechnung der Druck- und Temperaturverteilungen zugeführt werden.

Die Darstellung der Verteilungsmuster wird durch 3D-Plots realisiert, welche mit dem Microsoftprodukt EXCEL erstellt werden.

3.2 Messaufbauten

3.2.1 Sensorschichten

Schichtaufbau

Die Kunststoffe Polystyrol und PMMA als auch die Metallkomplex-Porphyrine lassen sich gut in dem Lösungsmittel Tetrahydrofuran (THF) lösen. Für unpolymere Silikone dient Dichlormethan (Chloroform) als Lösungsmittel. Beide Lösungsmittel und Polymere haben eine gute Verfügbarkeit und sind in der Verarbeitung unproblematisch.

Die nachfolgende Tabelle, Bild 3-3, gibt eine Bewertung der drei Beschichtungstechnologien Meniskusauftrag, Farbsprühpistole und Spin-Coating wieder:

	Effizienz	Geräteaufwand	Aufwand für Herstellung	Arbeitsschutz	Schichtqualität
Farbsprühpistole	+	+	-	--	-
Spin-Coating	-	+	++	o	+
Meniskusauftrag	--	--	-	+	--

Bild 3-3: Bewertung der grundsätzlich in Frage kommenden Verfahren zur Erzeugung von PSP-Schichten

Beim Meniskusauftrag kann eine entsprechende Beschichtungsapparatur nur mit hohem Aufwand realisiert und die Reinheit des Fluids nur in einem Reinraum gewährleistet werden. Aus diesem Grund wird diese Technologie für diese Anwendung verworfen und nicht näher untersucht.

Der Schichtauftrag mittels einer Farbsprühpistole (3D-Objekte der Aeronautik) oder durch Spin-Coating kann mit geringem Geräteaufwand realisiert werden.

Bei beiden Verfahren muss ein nicht unerheblicher Teil des Schichtmaterials als Farbnebel, weggeschleuderte Tropfen oder bei der Gerätereinigung verworfen und entsorgt werden.

Beim Sprühen ist eine leistungsstarke Absaugung und Kapselung aufgrund der eingeblasenen Druckluft und der entstehenden feinen Aerosole erforderlich. Der starke Luftstrom der Absaugung beim Aerosolauftrag ist nur mit großem Aufwand staubfrei zu halten. Zudem neigt das Farbstoff-Matrix-Aerosol auf dem Weg zwischen Sprühpistole und Glasträger dazu Staubteilchen aufzunehmen und in die Schicht einzulagern. Aufgrund dieser Nachteile wird diese Beschichtungstechnologie für diese Anwendung verworfen.

Der beliebig kleine Raum innerhalb der Kapselung der Vorrichtung für das Spin-Coating erlaubt eine kostengünstige Realisierung staubfreier Schichten.

Soll dem Arbeitsschutz Rechnung getragen werden, so ist beim Spin-Coating ein mechanischer Schutz vor sich lösender, rotierender Glasträger und eine einfache Kapselung oder Absaugung zum Schutz vor Lösungsmitteldämpfen erforderlich.

Die Gegenüberstellung innerhalb der Tabelle im Bild 3-3 zeigt zusammengefasst die Vorteile des Spin-Coatings gegenüber dem Aerosol- und Meniskusauftrag.

Spin-Coating-Prozess

Herkömmliche Spin-Coating-Prozesse sind durch einen erheblichen Verlustanteil an abgeschleudeter Lösung charakterisiert. Zur Verringerung des Verlustes wird ein neues Verfahren eingesetzt. In die Mitte des Glasträgers wird die Kunststofflösung aufgeträufelt. Eine elastische Sphäre wird mittig auf den Flüssigkeitstropfen aufgesetzt und dieser durch verstärktes Aufdrücken der Sphäre bis an den Glasträgerrand verteilt. Der Anpressdruck der Sphäre wird zügig verringert und die Sphäre von der Glasträgeroberfläche abgenommen. Der an den Glasträgerrand gedrückte Flüssigkeitsfilm wird durch Kapillarkräfte von der sich zurück abhebenden Oberfläche der Sphäre wieder teilweise in die Glasträgermitte gezogen. Die bereits mit der Flüssigkeit in Kontakt gebrachten Oberflächen des Glasträgers bleiben benetzt. Unmittelbar nach vollständigem Abheben der Sphäre wird der Spin-Coater in Rotation versetzt und der eigentliche Spin-Coating-Prozess gestartet. Aufgrund der bereits erfolgten Benetzung großer Bereiche des Glasträgers kann bereits eine geringe Flüssigkeitsmenge den gesamten Glasträger benetzen und mit einer Schicht überziehen.

Zur Untersuchung der Schichtparameter Kunststoffkonzentration im Lösungsmittel und Spin-Coating-Drehzahl sind experimentell Kunststoffschichten ohne Beimengung des Lumineszenzfarbstoffs erzeugt worden.

In nachfolgenden Diagrammen sind die Schichtdicken (Bild 3-4) und die Rauigkeitswerte (Bild 3-5) als Funktion der Kunststoffkonzentration bzw. der Schichtdicke dargestellt. Die Schichtdicke und die Rauigkeit werden mit einem Oberflächenschnitttaster der Firma Rodenstock ermittelt. Die Schichtdicke wird durch Ankratzen der Kunststoffschicht bis auf den sehr glatten und harten Glasträger und durch Messen eines Tastschnittes quer zum Verlauf des Kratzers bestimmt.

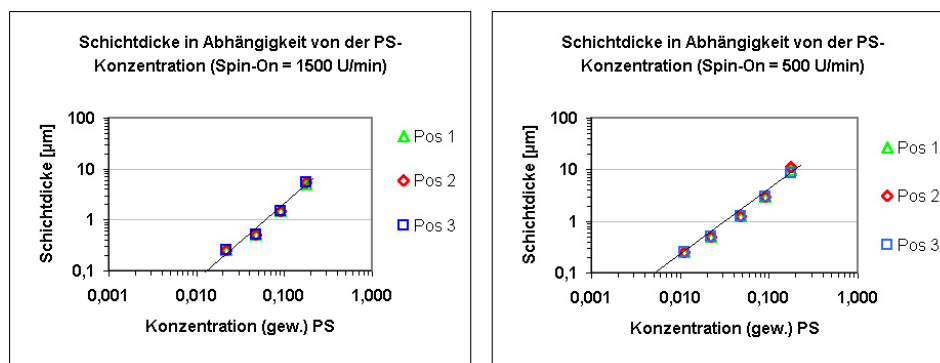


Bild 3-4: Darstellung der Dicke der Polystyrolschicht nach Spin-Coating-Auftrag in Abhängigkeit der Konzentration sowie des Parameters Drehzahl mit $n = 1500$ U/min (li.) und $n = 500$ U/min (re.)

Die Werte der Schichtdicken liegen sowohl bei 500 U/min als auch bei 1500 U/min auf jeweils einer Geraden in der doppellogarithmischen Darstellung.

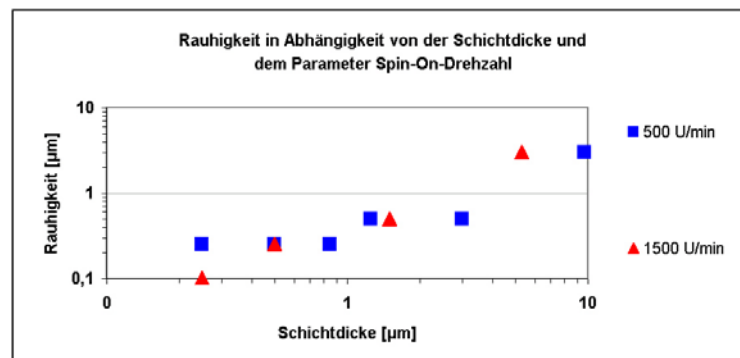


Bild 3-5: Darstellung der Rauigkeit der Polystyrolschicht nach Spin-Coating-Auftrag in Abhängigkeit der Schichtdicke sowie des Parameters Drehzahl mit $n = 1500$ U/min (li.) und $n = 500$ U/min (re.)

Die Rauigkeitswerte haben bei einer Spin-Coating-Drehzahl von $n = 500$ U/min bei einer Schichtdicke von 3 µm etwa einen Wert von 0,5 µm und entsprechen damit dem gesetzten zulässigen Rauigkeitsbereich bis 2 µm.

Bei einer Drehzahl von $n = 1500$ U/min zeigt sich eine Rauigkeit von $0,5 \mu\text{m}$ bereits bei einer Schichtdicke von $1,5 \mu\text{m}$.

Die Versuche zeigen eine maximale Rauigkeit von etwa $3 \mu\text{m}$ bei einer Schichtdicke von $5 \mu\text{m}$ ($n = 1500$ U/min) bzw. $10 \mu\text{m}$ ($n = 500$ U/min). Diese Werte liegen bereits außerhalb des gesetzten Rauigkeitsbereichs von maximal $2 \mu\text{m}$.

Im zulässigen Rauigkeitsbereich kann mittels Variation der PS-Konzentration und der Spin-Coating-Drehzahl die Schichtdicke zwischen $0,2$ und $8 \mu\text{m}$ reproduzierbar eingestellt werden.

Glasträger-Recycling

Der als Schichtmatrix gewählte Kunststoff Polystyrol zeigt eine nur geringe Resistenz gegenüber mechanischen Belastungen. Obwohl hierdurch die Lumineszenzschicht nach einer gewissen Zahl von Messungen Schaden nehmen kann, hat das Polystyrol einen großen Vorteil gegenüber mechanisch belastbareren Schichtmatrizen. Polystyrol lässt sich durch gut verfügbare sowie gesundheitlich und bzgl. der Umwelt weitestgehend unbedenkliche Lösungsmittel lösen.

Der aufgrund der hohen Oberflächengüte sehr kostenintensive Glasträger kann mit Hilfe dieser Lösungsmittel von der verkratzten Lumineszenzschicht rückstandsfrei befreit werden. Der gereinigte Glasträger kann mit dem Spin-Coating-Prozess erneut mit einer Lumineszenzschicht überzogen und für weitere Messungen eingesetzt werden.

Während ein entsprechender Glasträger Kosten in der Größenordnung von tausend Euro verursacht, können für die Erzeugung einer neuen Schicht etwa zehn Euro veranschlagt werden.

3.2.2 CCD-Kamera

Aufbau

Als Bilddetektor wird eine CCD-Spiegelreflexkamera vom Typ Fujicolor FinePix S1 Pro verwendet.

Der Photodetektor dieser Kamera ist als Full-Frame Charge Coupled Device (CCD) ausgeführt. Da prinzipbedingt hierbei während des Auslesens auf den Chip fallendes Licht neue Ladungen erzeugen kann, ist die Kamera mit einem mechanischen Schlitzverschluss ausgestattet. Der Verschluss erlaubt Belichtungszeiten zwischen 30 s und $1/2000$ s.

Der CCD-Detektor umfasst eine Fläche von 23,3 mm auf 15,6 mm. Die Detektorfläche enthält insgesamt 6,13 Millionen Pixel (3040 x 2016). Zur Unterscheidung der drei Grundfarben finden sich auf dem CCD-Chip drei verschiedene, mit roten, grünen oder blauen Filterschichten ausgestattete Pixeltypen.

Eine Besonderheit des CCD-Chips der Fujicolor FinePix S1 Pro stellt die wabenförmige Anordnung der Pixel dar (siehe Bild 3-6). Die für die Bildung eines Drei-Farben-Bitmap-Pixels beitragenden Pixel des CCD-Chips liegen hierdurch in geometrisch idealer Nachbarschaft.

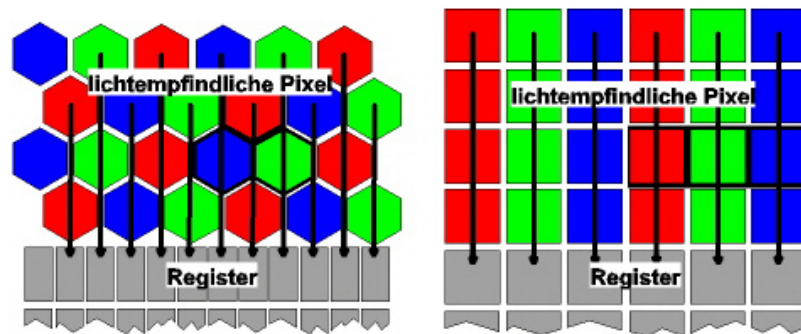


Bild 3-6: Darstellung der wabenförmigen Anordnung des CCD-Pixel der Fuji FinePix Pro im Vergleich zu herkömmlichen CCD-Detektoren

Durch dynamisches Zusammenfassen von jeweils einem benachbarten roten, grünen und blauen Pixel wird - kameraintern - ein RGB-Bitmap-Bild von bis zu 3040 x 2016 Pixeln gebildet. Für die einkanalige Auswertung der Bilder genügt eine einfache Zusammenfassung der roten, grünen und blauen Pixel zu einem 1440 x 960 Pixel umfassenden RGB-Bitmap-Bild.

Rauschen

CCD-Kameras erfassen die einfallende Lichtmenge anhand der im Silizium gebildeten Ladungsträgerpaare, welche durch die einfallenden Lichtquanten erzeugt werden. Aufgrund thermischer Stöße, aber auch durch natürliche Radioaktivität und kosmische Strahlung, können ebenfalls Ladungsträgerpaare spontan im Siliziumsubstat entstehen. Diese überlagern sich als statistisches Rauschen über das eigentliche Bildsignal. Diese Effekte können sowohl in den CCD-Pixeln an sich, im Bildspeicherregister oder im Ladungsverstärker und A/D-Wandler auftreten.

Zur Quantifizierung des Rauschens wird eine diffus weiße Referenzfläche von einer diffus abstrahlenden LED-Lichtquelle (von einer LED direkt beleuchtete, diffus reflektierend weiße Fläche gegenüber der Referenzfläche) nahezu homogen

ausgeleuchtet (siehe Bild 3-7). Die Abbildungsoptik der CCD-Kamera wird auf eine Ebene deutlich vor der weißen Referenzebene fokussiert. Mögliche Intensitätsinhomogenitäten kleiner Ortsfrequenz, welche in der Referenzfläche oder der Beleuchtung ihre Ursache haben, werden auf diese Weise eliminiert.

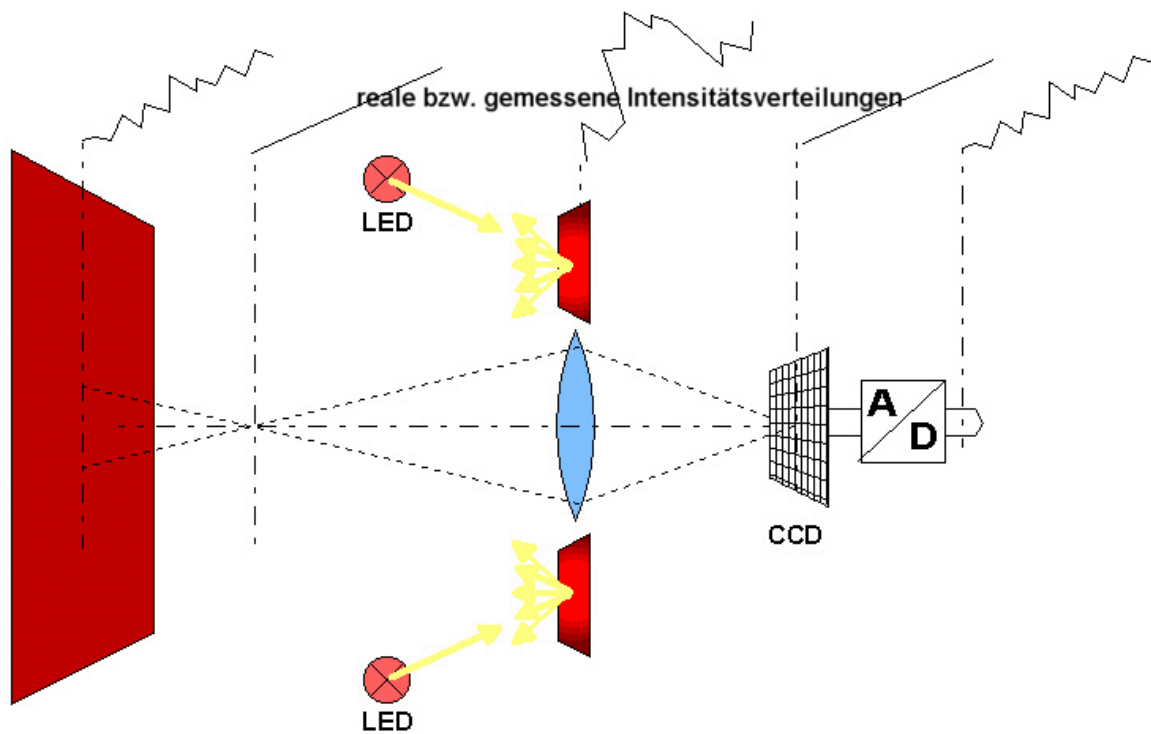


Bild 3-7: Versuchsaufbau zur Quantifizierung des Rauschens, wobei durch eine diffuse LED-Quelle und einer gezielten Defokussierung der Abbildungsoptik ein gezielt optisch glattes Bild der Referenzfläche auf dem CCD-Chip erzeugt und somit das messtechnische Rauschen isoliert wird

Die vom CCD-Detektor gemessene und als digitales Bild abgespeicherte Intensitätsverteilung sollte kein „optisches“ Rauschen aufweisen. Das dennoch vorhandene Rauschen ist vollständig auf das Rauschen der CCD-Messtechnik zurückzuführen und erlaubt hierdurch dessen Quantifizierung.

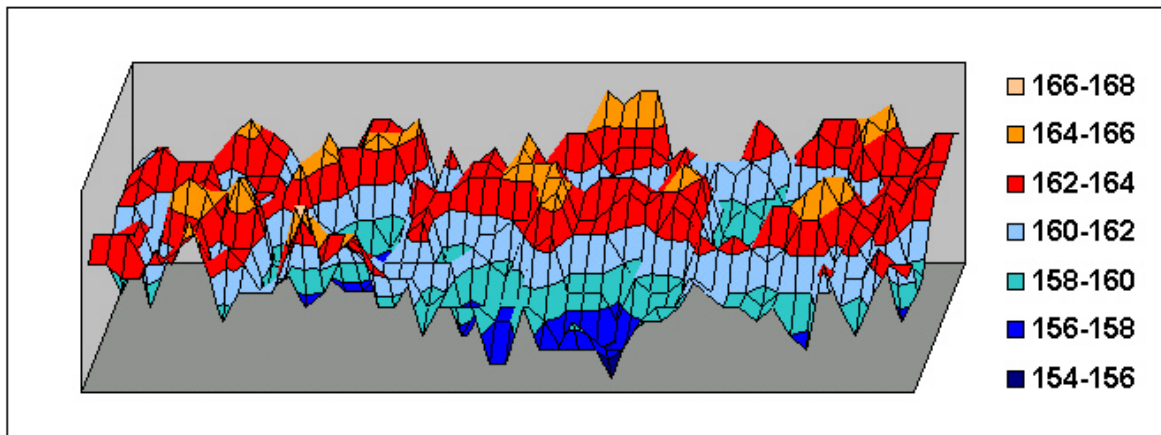


Bild 3-8: 3D-Darstellung eines optisch glatten aber messtechnisch verrauschten CCD-Bildes aufgenommen mit der Fuji FinePix Pro S1 mit einer Empfindlichkeitseinstellung von 1600 ASA

In Bild 3-8 ist ein 50 x 20 Pixel großer Ausschnitt des CCD aufgenommenen Bildes der homogenen Messfläche aus Bild 3-7 dargestellt. Zu erkennen ist ein als statistisches Rauschen interpretierbares Signal.

Im dargestellten Bildausschnitt, welcher mit einer Empfindlichkeit von 1600 ASA aufgenommen wurde, hat dieses statistische Rauschen einen Peak-to-Peak-Wert von 13 bzw. eine Standardabweichung von 2,2 CCD-Grauwertstufen.

Die Diagramme in Bild 3-9 zeigen die verschiedenen Werte für das Rauschen für verschiedene CCD-Empfindlichkeiten. Durch entsprechendes Anpassen der Belichtungszeit sind alle Aufnahmen bei einem CCD-Wert von 150 bis 160 angefertigt.

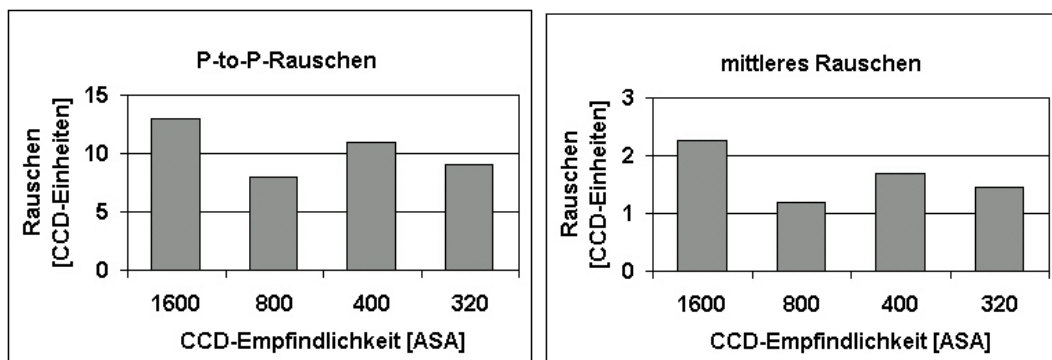


Bild 3-9: Darstellung des Rauschverhaltens (Peak-to-Peak und mittleres Rauschen) der CCD-Kamera in Abhängigkeit der eingestellten Empfindlichkeit

Das Rauschen verringert sich tendenziell mit abnehmender Empfindlichkeit gemäß der erwarteten Gesetzmäßigkeit. Jedoch findet sich bei einer Empfindlichkeit von 800 ASA - einer noch hohen Empfindlichkeit - das Minimum des Rauschens.

CCD-Graustufencharakteristik

Der Ladungsverstärker der Fujicolor FinePix S1 Pro umfasst vier wählbare Verstärkungsstufen. Die Empfindlichkeit des CCD-Detektors kann hierdurch entsprechend einem 320, 400, 800 und 1600 ASA Kleinbildfilm eingestellt werden.

Aus der sehr oberflächlichen Dokumentation der Fujicolor FinePix S1 Pro geht nicht hervor, welche Empfindlichkeitskurve – die Funktion CCD-Graustufe in Abhängigkeit der eingefallenen Lichtmenge – die Kamera aufweist. Die Kamera ist für fotografische Anwendungen bzw. als digitaler Ersatz photochemischer Filme konzipiert. Letztere weisen eine nichtlineare Kennlinie auf, welches sich auch in der Charakteristik der Fujicolor finden sollte.

Für die hier beschriebene messtechnische Anwendung wird die Kennlinie der Kamera aus einer versuchstechnisch angefertigten Belichtungsreihe abgeleitet.

Hierzu wird eine diffus weiße Referenzfläche von einer diffus abstrahlenden LED-Lichtquelle (von der LED direkt beleuchtete ebenfalls diffus weiße Fläche gegenüber der Referenzfläche) beleuchtet. Die LED-Quelle wird hierbei so moduliert, dass ein definierter Lichtimpuls mit hoher zeitlicher Reproduzierbarkeit und hoher Konstanz der Lichtintensität erzeugt wird. Die Belichtungszeit des CCD-Kameraverschlusses ist so gewählt, dass der Lichtimpuls über seine gesamte Dauer vom CCD-Detektor erfasst wird. Die einfallende Lichtmenge ist proportional zur Dauer des Lichtpulses.

Das Diagramm in Bild 3-10 zeigt eine relative Belichtungsreihe, welche durch Variation der Impulsdauer bei der Aufnahme der Referenzfläche erzeugt wird.

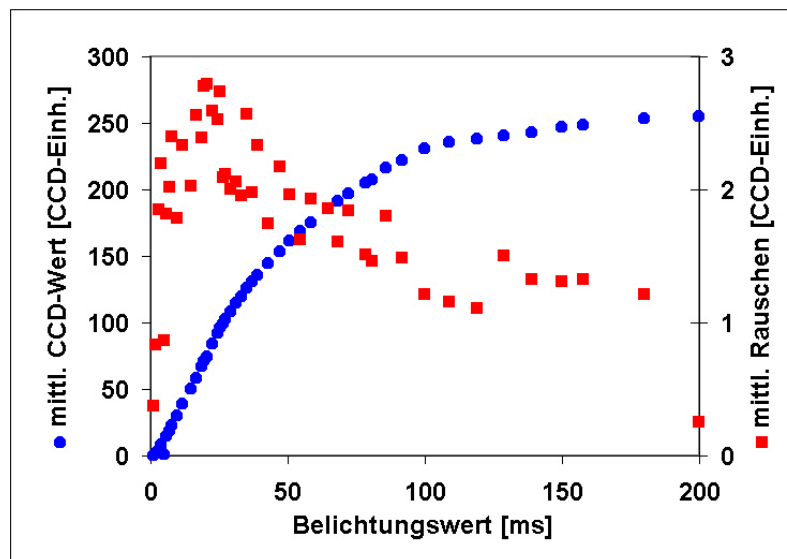


Bild 3-10: Darstellung der Empfindlichkeitskurve der Fuji FinePix Pro bei einer Empfindlichkeits-einstellung von 1600 ASA. Sie beschreibt die Umsetzung der einfallenden Lichtmenge in entsprechend digital abgespeicherte CCD-Graustufenwerte. Zudem sind die Messwerte des mittleren Rauschens in Abhängigkeit des Belichtungswerts dargestellt.

Die Belichtungsreihe zeigt eine lineare, mit konstanter Steigung verlaufende, Charakteristik zwischen 0 und 100 CCD-Graustufeneinheiten. Zwischen 100 und 233 CCD-Einheiten weist die Kennlinie eine degressive Charakteristik auf. Oberhalb von 233 CCD-Einheiten, bis zu den maximalen 255 CCD-Einheiten verläuft die Empfindlichkeitskurve wieder linear.

Das Rauschverhalten der CCD-Kamera zeigt bei sehr geringen Belichtungswerten von bis zu 100 CCD-Graustufeneinheiten einen mittleren Rauschwert (Standardabweichung) von 2 bis 3 CCD-Graustufeneinheiten. Bei einem Belichtungswert entsprechend 100 CCD-Graustufeneinheiten zeigt das mittlere Rauschen mit 3 CCD-Graustufeneinheiten ein Maximum. Aufgrund der zunehmend flacheren Kennlinie nimmt das Rauschen bis zum maximalen CCD-Wert von 255 stetig bis auf ein mittleres Rauschen von 1 CCD-Graustufeneinheit ab.

Spektrale Charakteristik

Das Messprinzip der optischen Bestimmung der Druckverteilung nutzt Licht im UV, blauen oder grünen Spektralbereich, um die beschriebenen Luminophore anzuregen und die druckabhängige Intensität dessen roten Lumineszenzlichts zu messen.

Für die korrekten Messungen ist es erforderlich ausschließlich das Lumineszenzlicht des Farbstoffs zu erfassen, ohne eine Beeinflussung durch das anregende Licht jenseits des grünen Wellenlängenbereichs zu erfahren.

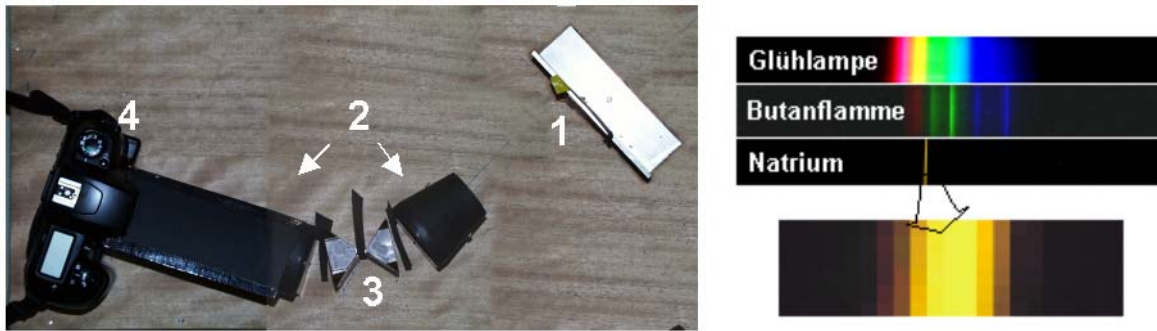


Bild 3-11: Spektrometeraufbau (li.) mit spaltförmiger Lichtquelle 1, telezentrischer Abbildungsoptik 2, zwei Prismen zur Farbdispersion 3 und der CCD-Kamera (ohne Objektiv) sowie verschiedenen Spektren (re.)

Mittels des Spektrometeraufbaus (siehe Bild 3-11) kann die relative spektrale Empfindlichkeit der einzelnen Pixel bzgl. der spektralen Gesamtempfindlichkeit des CCD-Detektors bestimmt werden. Die Messungen an der Fujicolor FinePix S1 Pro zeigen die in den nachfolgenden Diagrammen (siehe Bild 3-12) dargestellte Charakteristik.

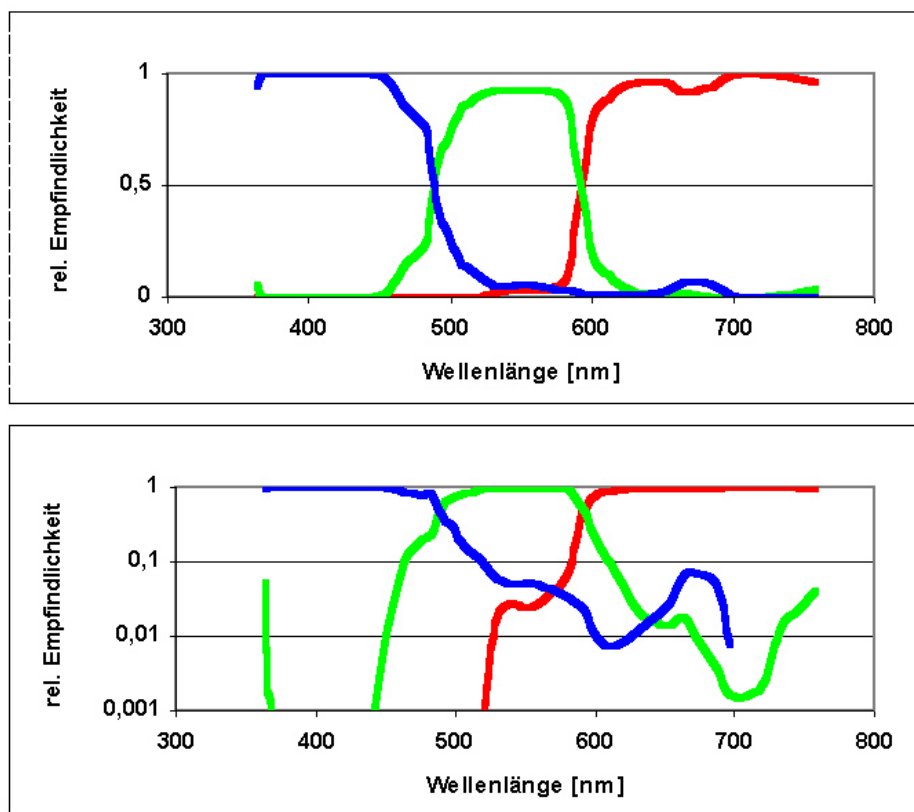


Bild 3-12: Lineare (o.) und logarithmische (u.) Darstellung der spektralen Empfindlichkeit der einzelnen RGB-Kanäle der CCD-Kamera normiert auf die Gesamtempfindlichkeit

Die Filterschichten auf den Pixel des CCD-Detektors weisen plateauartige spektrale Kennlinien auf, die flache Übergänge an den jeweiligen Grenzwellenlängen aufweisen. Die Grenzwellenlänge zwischen blauem und grünem Kanal – d.h. die Wellenlänge, bei der die Filterwirkung beider Filterschichten sich die Waage hält – liegt bei etwa 490 nm. Die Grenzwellenlänge zwischen dem roten und grünen Bereich beträgt etwa 590 nm.

Die Qualität der spektralen Selektivität der Filterschichten des CCD-Detektors genügt den photographischen Belangen, zeigt jedoch bzgl. der gewünschten messtechnischen Anwendungen Schwächen.

Der für das Lumineszenzlicht interessante rote Kanal fällt unterhalb von ca. 580 nm mit einem Gradienten von 2,7 %/nm zum grünen Kanal hin ab. Bis zu einer Wellenlänge von $\lambda \geq 530$ nm beträgt die Empfindlichkeit des roten Kanals noch mehr als 1% der Gesamtempfindlichkeit des CCD-Detektors. Unterhalb von 520 nm fällt sie auf unter 0,1% ab.

Wiederholgenauigkeit

Das hier beschriebene optische Druckmesssystem beruht auf dem Vergleich eines Lumineszenzbildes mit einem vorher aufgenommenen Referenzbild, welche beide durch die CCD-Kamera aufgenommenen werden. Eine messtechnische Drift oder ein statistisches Schwanken der CCD-Gesamtempfindlichkeit kann zu Fehlinterpretationen bzw. Messfehlern führen.

Zur Quantifizierung der Wiederholgenauigkeit wird eine Belichtungsreihe mit dem Aufbau - dargestellt in Bild 3-7 - aufgenommen. Hierbei werden alle beeinflussbaren Parameter konstant gehalten.

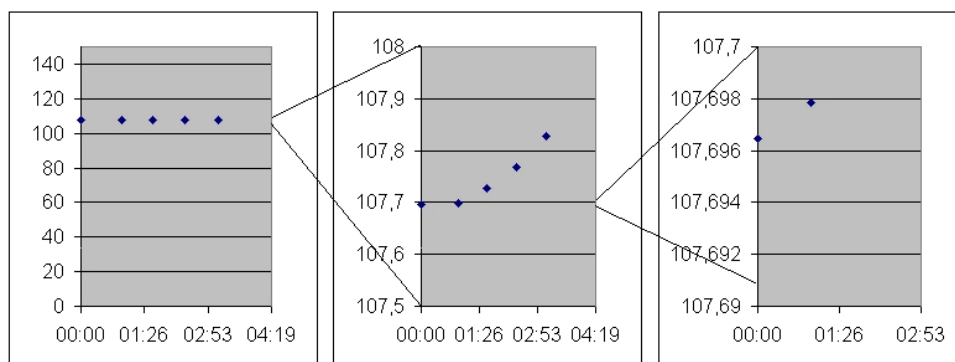


Bild 3-13: Quantitative Untersuchung der Wiederholgenauigkeit der CCD-Kamera, bei der eine definierte Lichtmenge hoher Konstanz mit einem Fehler von maximal 0,12% erfasst wird

Das Bild 3-13 zeigt 5 Messwerte, welche über die Zeit aufgetragen sind. Die beiden ersten Messwerte liegen mit einer relativen Abweichung von 0,0013% sehr

eng zusammen. Die Werte der nachfolgenden drei Messpunkte steigen hingegen stetig an. Der Wert des fünften Messpunkts, weicht bereits um 0,12% vom ersten Messwert ab. Insgesamt lässt sich hierbei ableiten, dass in Zeitdimensionen im Sekundenmaßstab eine sehr hohe Wiederholgenauigkeit vorherrscht. Im Minutenmaßstab zeigt sich eine systematische Drift, die hier nicht näher untersucht werden kann.

3.2.3 Optisches System

Anregungslichtquelle

Als Anregungslichtquelle wird eine blaue LED mit einer Mittenwellenlänge von 465 nm verwendet. Die LED weist gemäß den Herstellerangaben eine Halbwertsbreite von 25 nm auf. In Bild 3-14 ist die spektrale Verteilung des Emissionslichtes der blauen LED dargestellt. Im Bereich des roten Kanals ($\lambda_L = 550$ bis 700 nm) der CCD-Kamera beträgt die Intensität des Emissionslichtes der blauen LED noch zwischen 0,1% bis 1% der maximalen Intensität bei 465 nm.

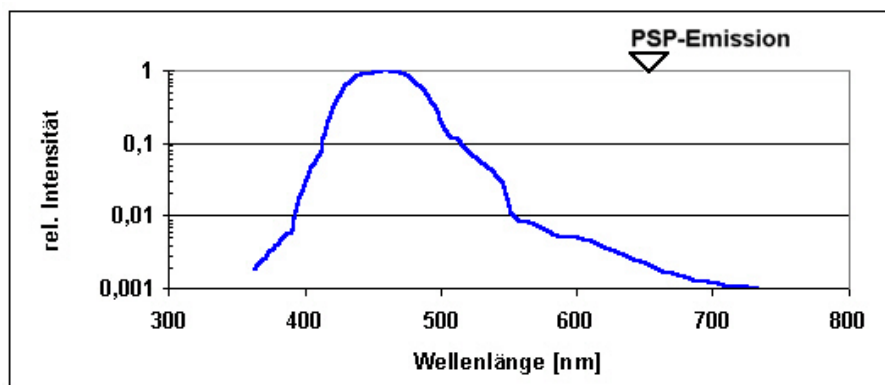


Bild 3-14: Emissionsspektrum einer blauen LED mit einer Mittenwellenlänge von 465 nm

Der bzgl. der Messaufgabe hohe Anteil an rotem Licht im Spektrum der blauen LED überlagert sich dem eigentlichen Messsignal (dem Lumineszenzlicht der drucksensitiven Farbstoffschicht) als unerwünschtes Untergrundsignal.

Filter

Zur Verbesserung des Signal-Untergrund-Abstands sind im optischen System des Messaufbaus Filterelemente vorgesehen (siehe Bild 3-15). Auf Seite der LED-Quelle wird das zu breitbandige Spektrum der LED durch einen tiefblauen Farbfilter zwischen LED und Farbstoffschicht eingengt (siehe Diagramm im Bild 3-16).

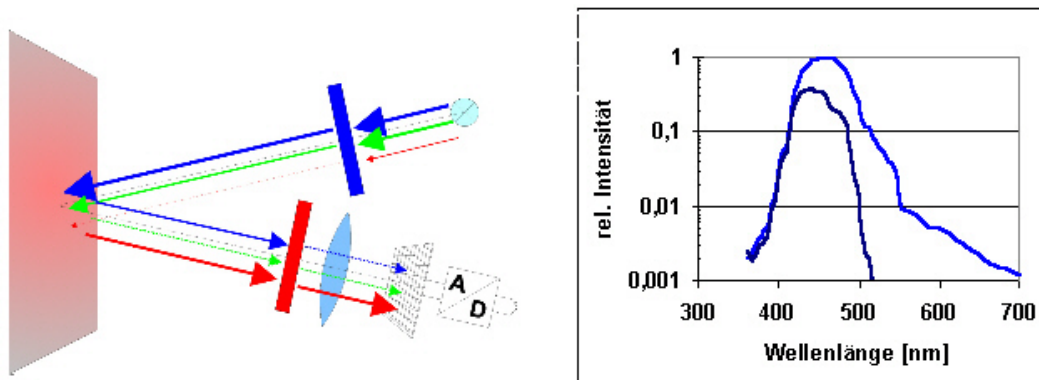


Bild 3-15: Prinzipdarstellung der Optik der Messaufbauten (li.) mit LED/Filter-Optik zur Erzeugung des Anregungslichts und Filter/Objektiv/CCD-Optik zur Erfassung des druckabhängigen Lumineszenzlichts. Darstellung (re.) der relativen Intensität des ungefilterten und gefilterten Anregungslichts der LED in Abhängigkeit der Wellenlänge.

Der tiefblaue Filter beginnt bereits oberhalb von 400 nm seine Transparenz einzuschränken und fällt zwischen 490 nm und 550 nm von einer Transparenz von 10% auf unter 0,1% ab. Die Transparenz des tiefblauen Filters steigt nur noch bei 560 nm und 700 nm teilweise über 0,1%.

Zwischen Farbstoffschicht und CCD-Detektor wird ein tiefroter Farbfilter in den Strahlengang integriert. Dieser unterdrückt weitestgehend die Beeinflussung des roten Kanals der Kamera durch reflektiertes blaues Licht der Anregungslichtquelle (siehe Diagramm im Bild 3-16).

Der tiefroter Filter begrenzt den roten Farbbereich des Spektrums unterhalb einer Wellenlänge von 630 nm. Dieses Verhalten ist dahingehend günstig, da die druckabhängige Lumineszenzlichtemission bei etwa 650 nm lokalisiert ist. Die Transparenz des tiefroten Filters fällt zum grünen Spektralbereich hin stetig ab und hat bei der Wellenlänge von 590 nm nur noch einen Wert von 1%.

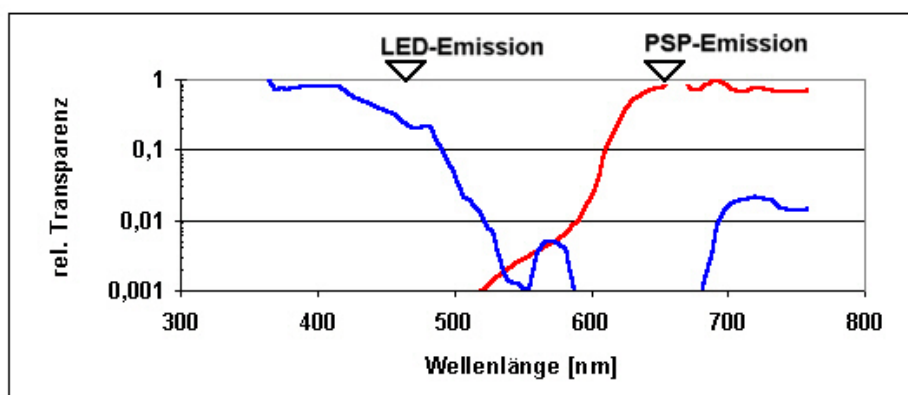


Bild 3-16: Transparenz des tiefblauen und tiefroten Farbfilters in Abhängigkeit der Wellenlänge

Durch diese Charakteristik kann der CCD-Detektor vor den unerwünschten grünen und den erwünschten blauen Lichtanteilen des Anregungslichtes weitestgehend entkoppelt werden.

Abbildungsoptik

Insgesamt ergibt die Kombination der spektral engbandigen LED mit dem tiefblauen Filter eine deutliche Einengung der spektralen Breite. Der Spektralanteil im roten und grünen Bereich wird durch den Filter oberhalb von 500 nm um den Faktor >10 reduziert (siehe Bild 3-16). Die Intensität der blauen Anteile genügt für eine ausreichende Anregung der PSP-Schicht.

Das neben der roten Lumineszenzlichtemission von der PSP-Schicht gestreute bzw. reflektierte blaue Anregungslicht wird durch den tiefroten Farbfilter weitestgehend unterdrückt.

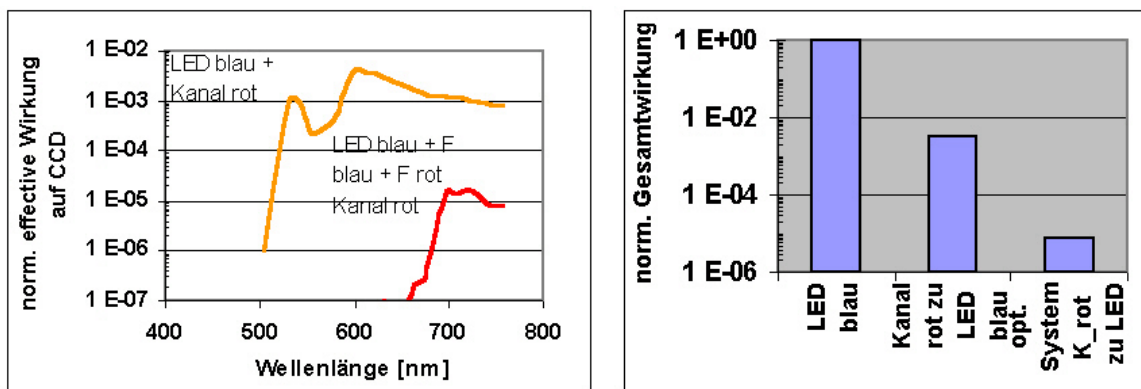


Bild 3-17: Darstellung der effektiven Wirkung des Anregungslichts auf den CCD-Detektor bzgl. des ungefilterten spektralen Intensitätsmaximums als Funktion der Wellenlänge (li.) sowie der effektiven Gesamtwirkung im System

In Bild 3-17 (li.) ist der Einfluss des LED-Lichtes auf den roten Kanal des CCD-Detektors in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichts dargestellt. Ohne zusätzliche Filter wirken die Lichtanteile der blauen LED zwischen 500 nm und 700 nm mit über 0,1% der Wirkung der maximalen Intensität bei 465 nm.

Wird der tiefrote und tiefblaue Filter in das optische System integriert, fällt die Wirkung auf maximal 0,002% der maximalen Intensität bei 465 nm. Zwischen 500 nm und 650 nm fällt die Wirkung auf den roten Kanal des CCD-Detektor auf unter 0,00001%.

In Bild 3-17 (re.) sind die spektralen Wirkungen auf den CCD-Detektor über den gesamten Spektralbereich aufintegriert. Diese sind normiert bzgl. der Wirkung der

blauen LED auf alle Kanäle des CCDs dargestellt. Die ungefilterte Wirkung des LED-Lichtes auf den gesamten CCD ist als 100% Säule dargestellt

Unter der Voraussetzung eines ungefilterten Strahlengangs zwischen LED und CCD setzen im roten Kanal des CCD-Detektors noch 0,5% des einfallenden LED-Lichts ein entsprechendes Signal um. Werden der tiefrote und der tiefblaue Filter in den Strahlengang integriert, reduziert sich der Anteil des wirksamen Lichts der blauen LED auf weniger als 0,001% der ursprünglich ungefiltert einfallenden Lichtmenge.

3.2.4 Lagerflächenmessaufbau

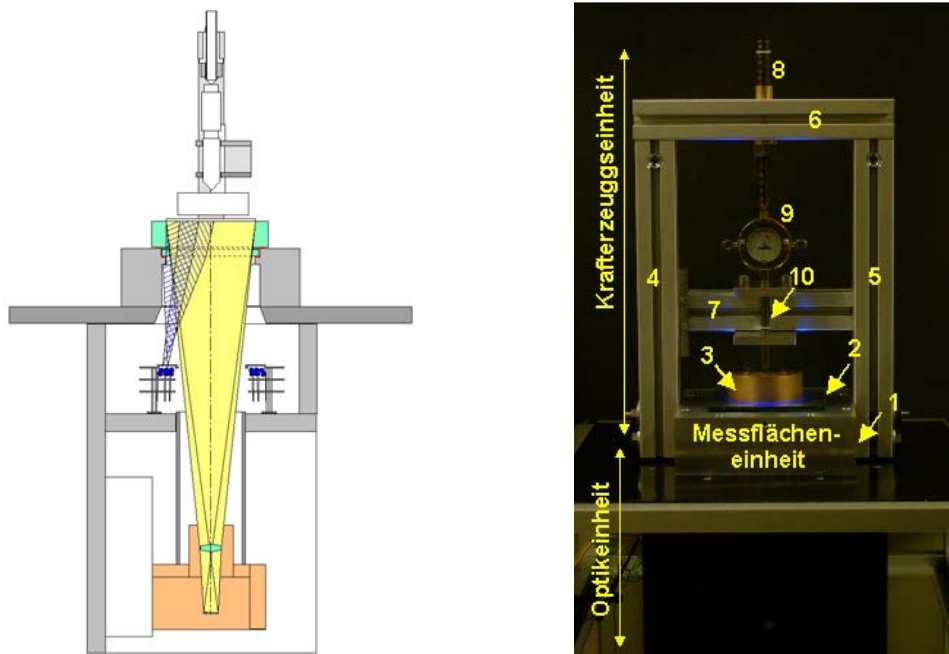


Bild 3-18: Schematische Schnittdarstellung (li.) und Abbildung (re.) des Lagerflächenmessaufbaus

Der Messaufbau zur Untersuchung der gesamten Lagerfläche, dargestellt in Bild 3-18, besteht aus den drei grundsätzlichen Funktionseinheiten Krafterzeugung, Messfläche und Optik.

Messfläche

Die zentrale Funktionseinheit Messfläche besteht aus dem Auflagerblock (1), auf welchem der Glasträger (2) ruht.

Der Auflagerblock beinhaltet Schraubverbindungen zu den Säulen (4), (5) der Krafterzeugungseinheit und zur mechanischen Fixierung an die Optikeinheit.

Die Oberseite des Glasträgers (2) ist mit einer wenigen Mikrometer dicken Lumineszenzschicht beschichtet und dient als Gegenlager- und Sensorfläche für das zu untersuchende Luftlager (3).

Der Messaufbau ist für ein Luftlager von bis zu 100 mm Durchmesser und einem maximalen Lagerdruck von 8 bar konzipiert. Es wird hierbei von einer homogenen Druckverteilung von 8 bar unter der gesamten Lagerfläche ausgegangen. Das Diagramm in Bild 3-19 zeigt die Biegespannungen und Durchbiegungen unter verschiedenen Lastbedingungen. Bei einer noch kostengünstigen Glasträgerstärke von 19 mm wirken hierbei maximale Biegekräfte von 8 N/mm^2 . Dieser Wert liegt deutlich unter den technischen maximalen Biegespannungen für Glas von 20 N/mm^2 .

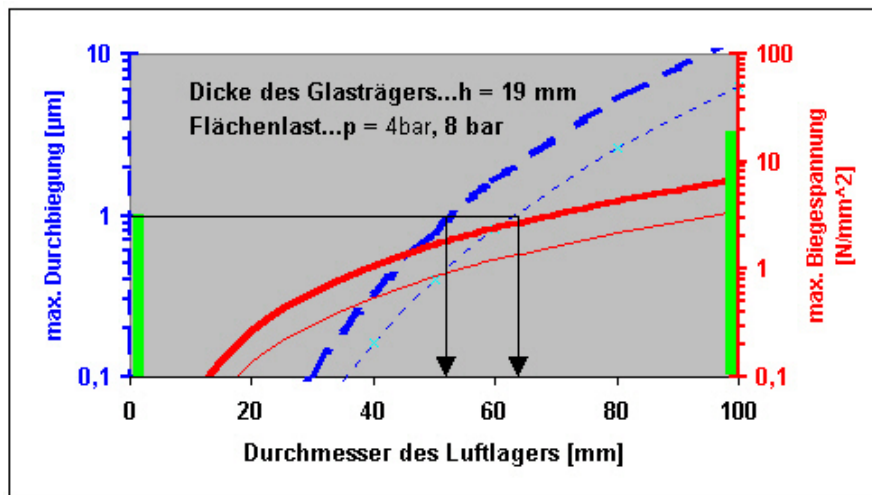


Bild 3-19: Untersuchung der zu erwartenden Durchbiegung des Glasträgers und der maximalen Spannungen unter den spezifizierten Lasten und Darstellung der Kompromissfindung

Die Verformung der Lagerfläche, welche sich störend auf die Messung auswirkt, beträgt am Auslegungspunkt wie oben beschrieben über $10 \mu\text{m}$, was deutlich über dem geforderten Wert von unter $1 \mu\text{m}$ liegt. Diese Durchbiegung kann durch Erzeugen eines Gegendruckes auf der luftlagerabgewandten Seite der Glasplatte vermindert, aber nicht vollständig beseitigt werden. Hierzu ist in der Öffnung des Auflagerblocks unmittelbar unterhalb des Glasträgers ein Absatz eingedreht, in welchen eine runde Glasplatte druckdicht eingelegt werden kann. Die so gebildete Druckkammer kann durch eine entsprechende Bohrung mit Druckluft beaufschlagt werden.

Die geforderte maximale Verformung des Glasträgers von unter $1 \mu\text{m}$ kann jedoch für Lagerdurchmesser von bis zu 50 mm bis zum geforderten Lagerspaltdruck gewährleistet werden. Werden Lager nur bis zu einem Lagerspaltdruck bis zu

4 bar betrieben, können sogar Lagerdurchmesser von knapp 70 mm vermessen werden.

Sollen auch Lager mit einem maximalen Durchmesser von 100 mm und Lager-spaltdrücken bis 8 bar untersucht werden, können zwei der beschriebenen Glas-träger miteinander zu einem 38 mm dicken Glasträger verklebt werden (siehe Diagramm, Bild 3-20). Die auftretenden Biegespannungen von weniger als 2 N/mm^2 sind deutlich unter den maximal zulässigen 20 N/mm^2 . Bis zu einem Durchmesser von 90 mm liegt die Verformung im gewünschten Druckbereich unter akzeptablen $1 \mu\text{m}$.

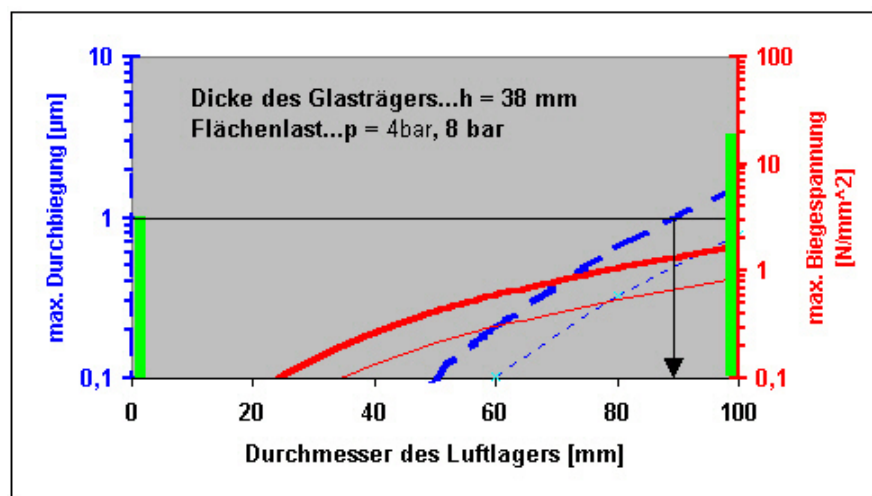


Bild 3-20: Untersuchung eines doppelten, verklebten Glasträgers bzgl. der zu erwartende Durchbiegung und maximalen Spannungen unter den spezifizierten Lasten

Krafterzeugung

Der Krafterzeuger besteht aus zwei vertikal, am Auflagerblock festgelegten Säulen (4), (5) mit einem Querträger (7) und einer verschiebbaren Führung (8). Über eine Gewindespindel (9) wird eine Kraftmessdose (10) vorgespannt. Die so erzeugte Kraft wird über den Bolzen (11) und der Führung (8) auf das Luftlager (3) übertragen.

Bild 3-21 zeigt einen Teil der Krafterzeugungseinheit und ein auf der Messfläche ruhendes Luftlager, welches von unten durch die LED-Module mit blauem Licht beleuchtet wird.

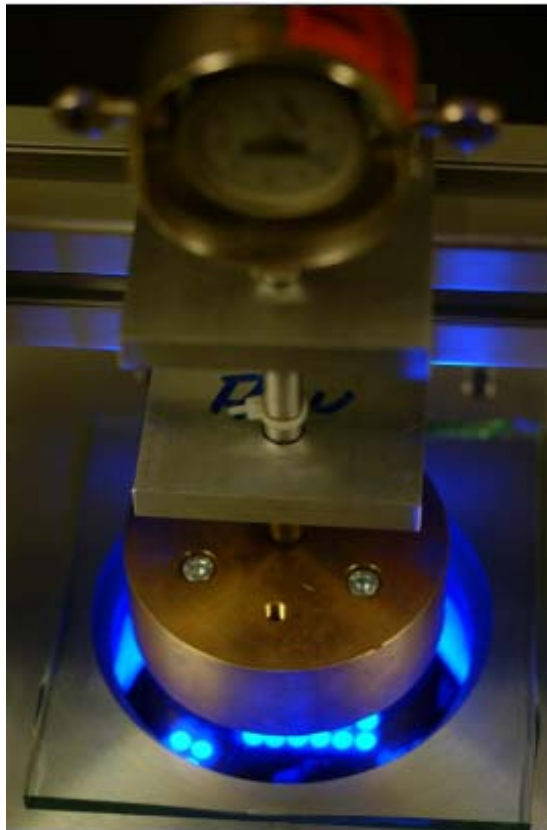


Bild 3-21: Die Abbildung zeigt ein auf der PSP-Messfläche (Dummy) ruhendes Luftlager, welches von unten durch die LED-Module blau beleuchtet und von oben über die Kraftmessdose und dem Bolzen mit einer definierten Kraft beaufschlagt wird

Im oberen Teil des Bildes sind die Kraftmessdose, die Führung und der zur Kraftübertragung dienende Bolzen erkennbar. Der Bolzen überträgt die Kraft über seine Spitze und die sphärische Eindrehung der Luftlageroberseite nahezu momentfrei auf das Luftlager. Der Kabelbinder im mittleren Bereich des Bolzens verhindert ein Herausgleiten des Bolzens und die Beschädigung des Glasträgers bzw. der Messfläche (zu Testzwecken wird im Bild ein dünner Glasträger verwendet).

Optikeinheit

In Bild 3-18 ist der Auflagerblock (1) erkennbar. Dieser weist eine Öffnung auf, die den Strahlengang der Optik auf die Lumineszenzschicht des Glasträgers (2) freigibt.

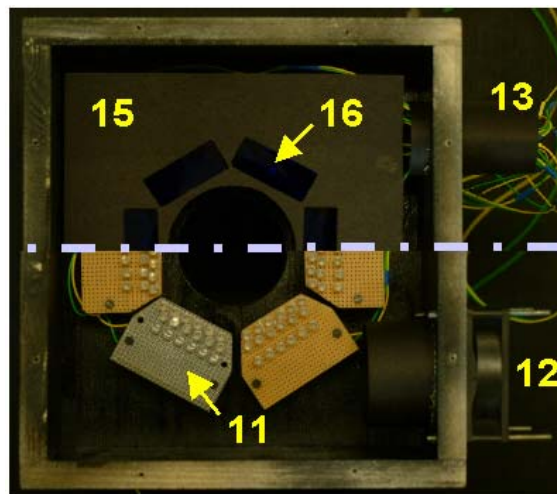


Bild 3-22: Fototechnisch aufgeschnittene Optikeinheit mit LED-Modulen 11, Filtereinheit 15 mit blauen Farbfiltern 16, der Kabelzuführung 13 und dem Kühllüfter 12

Unterhalb des Glasträgers und des Auflagerblocks sind auf sechs LED-Modulen (11) insgesamt 108 blaue LEDs in die Optikeinheit integriert (siehe Bild 3-22). Die Module sind unmittelbar um die Öffnung für den CCD-Kamerastrahlengang angeordnet. Sie sind so ausgerichtet, dass an der Lumineszenzschicht eine weitestgehend homogene Intensitätsverteilung des Anregungslichts vorherrscht.

Auf die sechs LED-Module ist ein Filtermodul (15) mit blauen Farbfiltern (16) aufgesetzt. Die Filtereinheit verhindert, dass rote Anteile des LED-Spektrums in das optische Aufnahmesystem gelangen und als unerwünschtes Hintergrundsignal in den Messungen in Erscheinung treten.

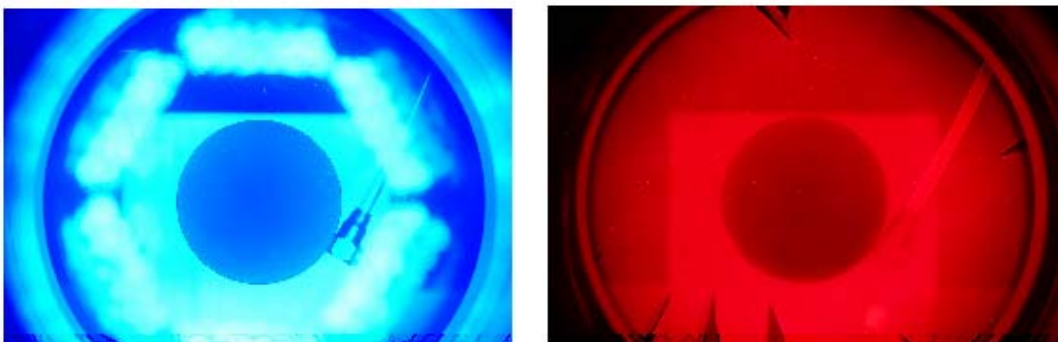


Bild 3-23: Sicht der CCD-Kamera auf die Lagerfläche ohne Filter (li.) mit sich im Glasträger spiegelnden LEDs und mit rotem Filter (re.), bei der die Lumineszenzlichtemission der PSP-Schicht sichtbar wird

In Bild 3-23 (li.) ist das Blickfeld der ungefilterten CCD-Optik, in Bild 3-23 (re.) dasselbe Blickfeld jedoch mit rot gefilterter CCD-Optik dargestellt.

Die Öffnung des Auflagerblocks begrenzt das Blickfeld der CCD-Kamera auf die Messfläche. Mittig ist ein Luftlager mit dessen Luftzufuhr (auf 4 Uhr) zu erkennen. Im Glasträger (Bild 3-23, links) spiegeln sich die blau leuchtenden LEDs hinter dem Filtermodul.

Im Bild 3-23 rechts ist aufgrund der hohen Filtergüte des blauen Filtermoduls und des roten Objektivfilters der CCD-Kamera nur das emittierte Licht der Lumineszenzschicht zu erkennen. Der intensive Reflex der blau leuchtenden LEDs auf dem Glasträger, welcher in der linken Abbildung zu sehen ist, wird vollständig herausgefiltert. Nur eine blau-grüne LED ($\lambda_L = 505 \text{ nm}$), die sich aufgrund einer Falschbestückung auf einem Modul befindet, bildet sich geringfügig als Reflex auf 5 Uhr im Blickfeld ab.

Die dunklen Strukturen sind Schlieren, die beim Spin-Coating-Prozess der PSP-Schichtherstellung entstehen. Der Pneumatikschlauch der Luftzuführung ist ebenfalls als rötlich leuchtende Struktur zu erkennen, welches auf das fluoreszierende Schlauchmaterial zurückzuführen ist.

Zur Kühlung der LEDs und der zugehörigen Vorwiderstände der LED-Module besitzt die Optikeinheit (siehe Bild 3-22) einen Lüfter (12). Ein externes Netzteil versorgt die LED-Module und den Lüfter über elektrische Zuleitungen (13) mit Energie.

Im unteren Teil der Optikeinheit ist die CCD-Kamera angeordnet. Die optische Achse der CCD-Kamera (12) liegt auf der Achse der Öffnung des Auflagerblocks (1). Die CCD-Kamera lässt sich entlang der optischen Achse verschieben, wodurch ein unterschiedlich großes Blickfeld auf der Messfläche erfasst werden kann. Die Bildfläche lässt sich hierdurch an verschieden große Luftlager anpassen und damit eine höchstmögliche örtliche Auflösung erzielen.

Der rote Filter wird ohne eine spezielle Befestigung unmittelbar auf die Objektivöffnung gelegt. Dies ermöglicht hintereinander die Anfertigung sowohl einer Aufnahme ohne Filter als auch mit Filter (Druckmessung), wie dies in Bild 3-23 dargestellt ist. Der Filterwechsel verändert nicht die Kamerajustierung, wodurch die Lage von Lagerflächenstrukturen (Düsen) im blauen Kanal dokumentiert und der Druckverteilung exakt zugeordnet werden kann.

3.2.5 Düsenmessaufbau

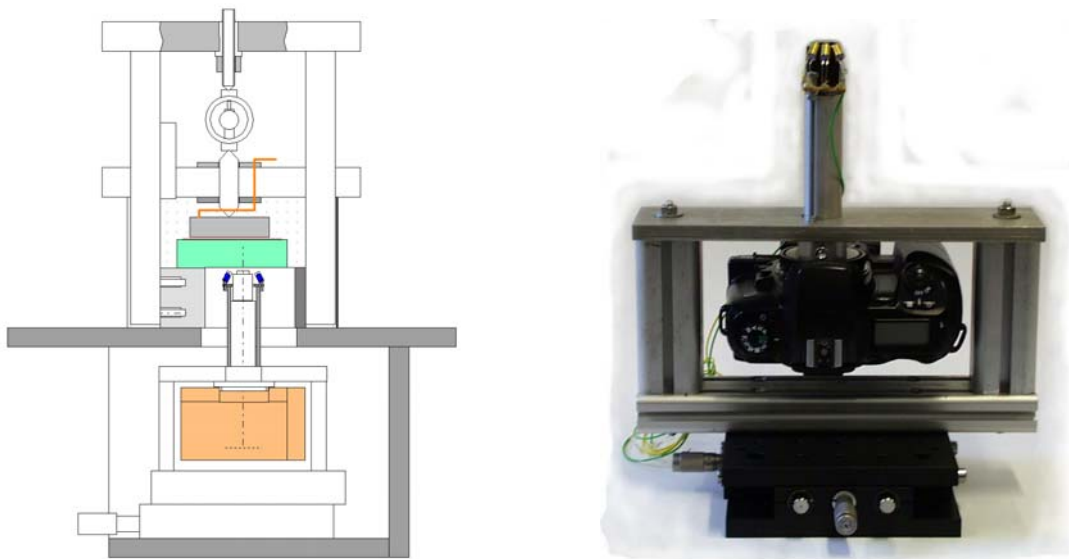


Bild 3-24: Schnittdarstellung des Düsenmessaufbaus mit Kraftmessdose, Luftlager, Glasträger sowie der Optikeinheit (Schnittbild unten und Abbildung rechts) bestehend aus LEDs, Mikroskopobjektiv, CCD-Kamera, Trägerrahmen und x-y-Tisch

Der Düsenmessaufbau unterscheidet sich gegenüber dem Lagerflächenmessaufbau insbesondere durch die Optikeinheit. Bei nahezu unveränderter Krafterzeugungseinheit ist die Messflächeneinheit an die Geometrien der Optikeinheit angepasst.

Optikeinheit

Die Optikeinheit des Düsenmessaufbaus ist für die Untersuchung eines begrenzten Bereichs, im Speziellen dem Düsennahbereich, konzipiert (siehe Bild 3-24). Ein entsprechendes Mikroskopobjektiv ist hierfür über einen Tubus mit der CCD-Kamera verbunden.

Auf das Mikroskopobjektiv konzentrisch aufgesetzt, jedoch mit diesem nicht mechanisch verbunden, ist ein LED-Modul (siehe Bild 3-25). Dieses besteht aus zwei Leiterplatten, in welche die LEDs und die LED-Vorwiderstände eingelötet sind.

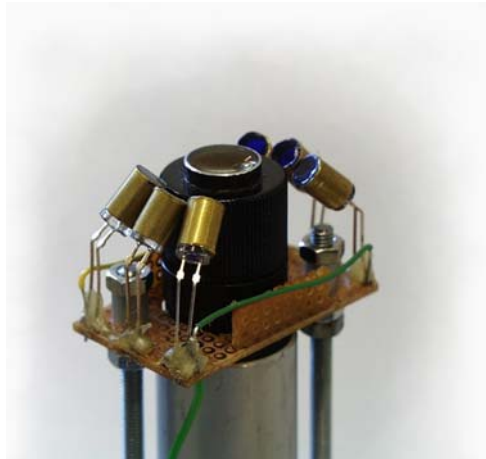


Bild 3-25: Optikkopf des Düsenmessaufbaus mit dem mittig angeordneten Mikroskopobjektiv und den sechs blauen LEDs, die mit blauen Filteraufsätzen versehen sind

Die LEDs sind zusätzlich mit den Leiterplatten verklebt um eine höhere Steifigkeit der LED-Justierung zu erhalten. Die beiden Leiterplatten sind untereinander und mit der CCD-Kamera über zwei Gewindestäbe verbunden. Hierdurch wird die mechanische Entkoppelung zum Objektiv realisiert.

Die sechs ringförmig angeordneten, blauen LEDs sind zur optischen Achse hin ausgerichtet.. Diese Justierung gewährleistet eine maximal helle Ausleuchtung des Blickfeldes des Mikroskopobjektivs.

Auf die LEDs sind Hülsen aufgesetzt, die am LED-abgewandten Ende mit tiefblauen Farbfiltern abgeschlossen sind. Analog zum Lagerflächenmessaufbau verengen die blauen Filter die spektrale Breite der LED-Spektren; insbesondere im grünen und roten Bereich.

Der Tubus ist kameraseitig über ein Feingewinde mit einem modifizierten T2-Adapter mit der CCD-Kamera verbunden. Das Feingewinde ermöglicht die Feinfokussierung des Mikroskopobjektivs.

In den T2-Adapter ist ein tiefroter Farbfilter zwischen CCD-Detektor und Mikroskopobjektiv integriert. Dieser blockt blaue und grüne LED-Lichtanteile und lässt das rote Lumineszenzlicht passieren. Der Filter kann nicht ohne Dejustierung aus dem Strahlengang der Abbildungsoptik entfernt werden. Zur Anfertigung von Aufnahmen der Lagerflächenstrukturen sind diese durch externe, rote LEDs entsprechend zu beleuchten.

Das optische System bestehend aus Mikroskopobjektiv, Tubus, T2-Adapter und CCD-Kamera ist über den T2-Adapter und einem Rahmen mit einem x-y-Tisch verbunden. Der x-y-Tisch ermöglicht die Einjustierung des Blickwinkels auf den zu untersuchenden Düsenbereich.

Die Abbildungsoptik erfasst einen Messflächenbereich von 4,3 mm x 3,1 mm.

Der optisch dichtere Glasträger zwischen der Objektebene – der Lumineszenzschicht - und dem Mikroskopobjektiv streckt die Gegenstandsweite des Mikroskopobjektiv. Dennoch beträgt der Abstand der Objektebene zur Frontlinse nur etwa 20 mm.

Messfläche

Die Dicke des Glasträgers ist analog zum Lagerflächenmessaufbau in einer Stärke von 19 mm ausgeführt. Die hierdurch verbleibenden 1 mm zwischen Objektiv und Glasträger genügen für eine sensible Justage der Fokussierung des Mikroskopobjektivs. Aufgrund des nur 40 mm weiten Durchbruchs des Auflagerblocks unterhalb des Glasträgers hat der Lagerdurchmesser auf die Durchbiegung nur einen begrenzten Einfluss. Die Stärke des Glasträgers reduziert die druckkraftbedingte Durchbiegung des Glasträgers auf unter 1 μm bis zu einem Lagerspaltdruck von 7 bar (siehe Diagramm, Bild 3-26). Selbst bei dem theoretischen maximalen Druck von 10 bar im Lagerspalt ist mit einer Durchbiegung von nicht mehr als 1,5 μm zu rechnen.

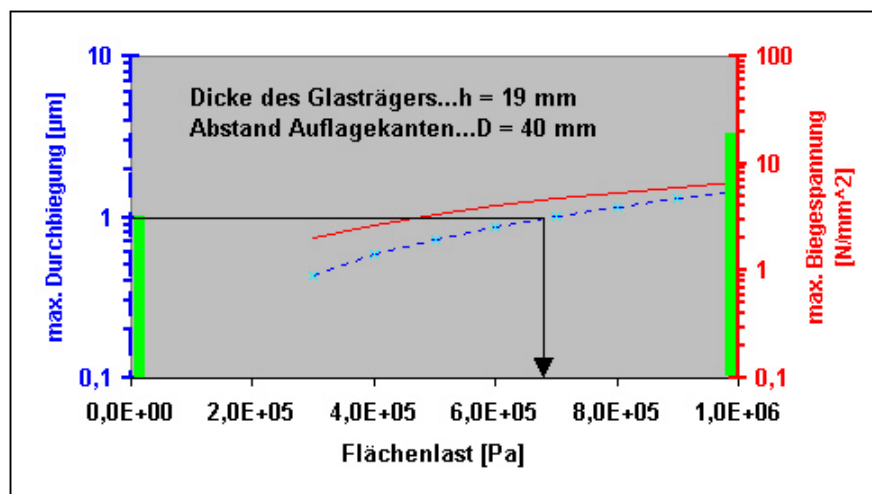


Bild 3-26: Untersuchung der zu erwartenden Durchbiegung und der maximalen Spannungen des Glasträgers

Die maximalen Biegespannungen unter der Auslegungsflächenlast betragen 7 N/mm^2 und liegen damit etwa um den Faktor 3 unter der technisch zulässigen Biegespannung von 20 N/mm^2 .

Krafterzeugung

Die Mechanik der Krafterzeugung entspricht dem Lagerflächenmessaufbau und kann wechselweise eingesetzt werden. Aufgrund der etwas komplizierten Justage der Säulen sind diese bei beiden Aufbauten fest einjustiert. Lediglich die Spindelmechanik und die mit einem Anschlag einfach justierbare Bolzenführung werden zwischen den Aufbauten wechselweise eingesetzt.

3.3 Datenverarbeitung

3.3.1 Struktur der Auswertungsprogramme

Das von der CCD-Kamera aufgenommene und digital als Tagged Image File Format (TIFF) abgespeicherte Bild wird von einem kommerziellen Bildverarbeitungsprogramm in ein Bitmap-Bild umgewandelt. Die so als bmp-Bilder vorliegenden Rohdaten werden von einem in Delphi programmierten Programm eingelesen.

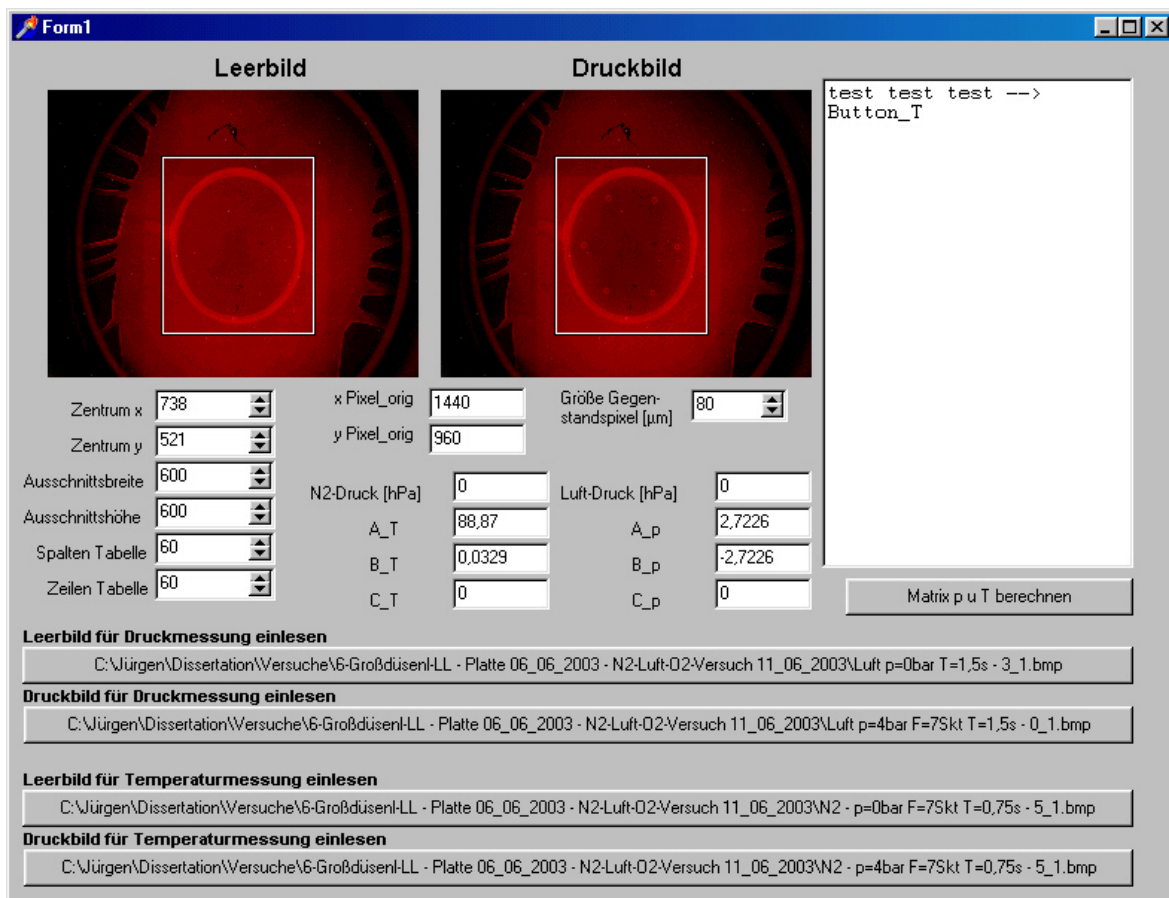


Bild 3-27: Grafische Oberfläche des Delphi-Auswerteprogramms mit Ein- und Ausgabemasken

Der Bediener kann über die Eingabemaske des Delphi-Programms (siehe Bild 3-27) den auszuwertenden Ausschnitt in Lage und Größe eingrenzen. Der jeweils vorgewählte Ausschnitt wird in das angezeigte Bild eingeblendet. Vor der eigentlichen durch einen Softkey zu startenden Datenbearbeitung gibt der Bediener die Anzahl an Spalten und Zeilen an, mit denen die Druck- und Temperaturverteilung berechnet werden soll. Hierdurch wird indirekt die örtliche Auflösung der Auswertung festgelegt.

Die eigentliche Datenbearbeitung führt die nachfolgend beschriebenen Datenkorrekturen aus (Korrektur der Belichtungscharakteristik und Mittelwertbildung).

Das Programm bildet sowohl bei den N₂- als auch bei den Luft-Aufnahmen die relative Intensitätsänderung zwischen Leer- und Druckbild. Gemäß einer parametrisierten, linearen Kennlinie bei der Druckbestimmung und einer logarithmischen Kennlinie bei der Temperaturbestimmung errechnet das Programm die Temperatur- und Druckverteilung im Lagerspalt. Der Bediener muss hierzu vor der Berechnung schichtspezifische Parameter für die beiden Kennlinien in die Eingabemaske eingeben.

Das Delphiprogramm gibt die Temperatur- und Druckfelder als Textdateien in Tabellenform aus. Mit Hilfe von Excel oder FlexPro können die als Textdateien vorliegenden Daten eingelesen und als entsprechende Schnitte oder 3D-Grafiken anschaulich visualisiert werden.

3.3.2 Linearisierung der CCD-Intensitätsmessung

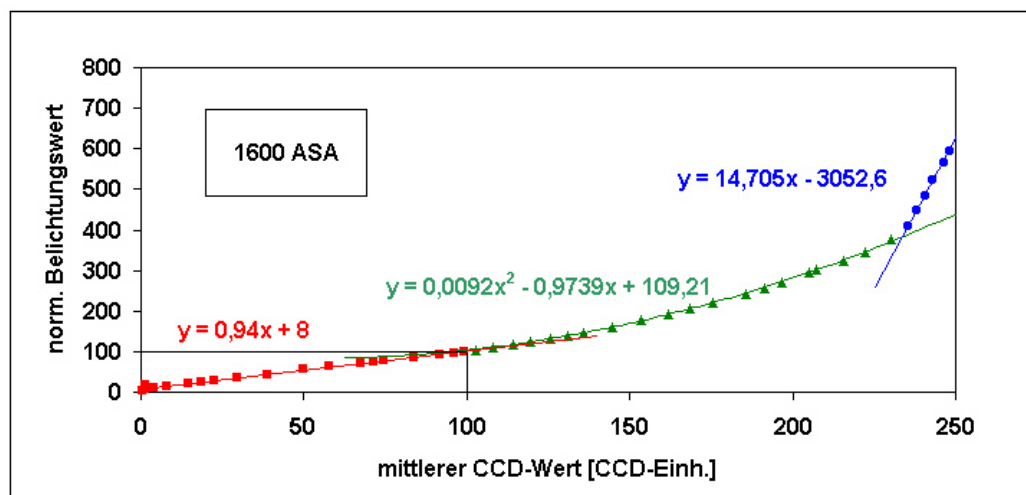


Bild 3-28: Kennlinie zur Umrechnung der von der CCD-Kamera ausgegebenen RGB-Werte des Bitmap-Bildes in relative Belichtungswerte

Die Charakterisierung der CCD-Kamera in Kapitel 3.2.2 zeigt eine nichtlineare Kennlinie bzgl. der Umrechnung der gemessenen Lichtmenge in einen entsprechenden bmp-Datenwert. Die gewonnenen Messdaten aus der Charakterisierung werden in Bild 3-28 als normierter Belichtungswert gegenüber dem gemessenen CCD-Wert grafisch dargestellt. In den Messpunkten lassen sich drei verschiedene Kennlinienbereiche identifizieren.

Im ersten Bereich zwischen 0 bis 100 CCD-Einheiten und im dritten Bereich zwischen 233 und 255 CCD-Einheiten lässt sich eine Gesamtlinearisierung durch eine Gleichung ersten Grades vornehmen. Der Bereich zwischen 100 und 233 CCD-Einheiten zeigt eine quadratische Charakteristik. Eine Gleichung zweiten Grades erzielt hierbei die notwendige Linearisierung der Kennlinie in diesem Bereich.

3.3.3 Erhöhung der Messwertauflösung

Aufgrund der digitalen Diskretisierung der gemessenen Lichtmengen als RGB-Grauwerte können primär nur diskrete Intensitätsänderungen und damit auch nur diskrete Druckstufen gemessen werden.

Wird von einer homogen beleuchteten Fläche ein Bild erfasst, so zeigt sich bedingt durch das Rauschen der Messtechnik auch in den digital gespeicherten Grauwerten der aufgenommenen Bilder ein überlagertes diskretes Rauschen.

Bereits ab einem mittleren Rauschen von ± 1 Grauwertstufen lässt sich die Graustufenauflösung, d.h. der kleinste noch unterscheidbare Graustufenwert, proportional zur Anzahl der gemittelten Pixel verbessern.

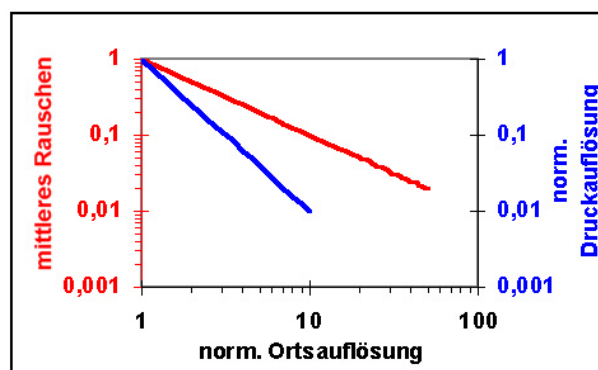


Bild 3-29: Verbesserung der Druckauflösung sowie Verringerung des mittleren Rauschens durch Reduzierung der Ortsauflösung durch Mittelung über mehrere Pixel

Durch die Mittelung verschlechtert sich die örtliche Auflösung entsprechend der Wurzel der Anzahl der Pixel. In Bild 3-29 ist die Funktion normierte Druckauflösung über der normierten Ortsauflösung aufgetragen.

Durch Mittelung über 100 Pixel kann die Druckauflösung um den Faktor 10 verbessert werden. Die örtliche Auflösung verschlechtert sich von der theoretischen Auflösung des Lagerflächenmessaufbaus von 0,1 mm auf 1 mm. In Hinblick auf die Möglichkeit feinere Strukturen mit Hilfe des Düsenmessaufbaus mit deutlich höherer örtlicher Auflösung zu untersuchen kann dies in Kauf genommen werden.

Beim Düsenmessaufbau findet sich eine optische Auflösung, bedingt durch die Qualität des Mikroskopobjektivs, von etwa 10 μm . Bis zu einer Mittelung über 3x3 Pixel wird hierdurch die örtliche Auflösung nicht signifikant verschlechtert. In der Regel ist im Bereich der Düsen eine Druckverteilung mit steilen Gradienten zu erwarten. Da Muster in der Druckverteilung bei steilen Gradienten durch eine gröbere Druckauflösung weniger verfälscht werden, sollte diese Mittelung den meisten Anforderungen genügen. Selbst bei einer Mittelung über 10x10 Pixel weist der Düsenmessaufbau noch eine örtliche Auflösung von 35 μm auf.

3.3.4 Reduktion des Messrauschens

Wird das Rauschen mit dem quadratischen Mittelwert betrachtet, so sinkt der Rauschwert mit der Wurzel der Anzahl der gemittelten Pixel. Durch die angesprochene Mittelung über 100 Pixel reduziert sich somit das Rauschen um den Faktor 10 im Vergleich zu den Rohdaten. Die gewählte Mittelung beim Düsenmessaufbau über 9 Pixel erreicht eine Reduzierung des Rauschens um den Faktor 3.

4 Messungen

In den folgenden Unterkapiteln wird eingehend auf die Vorgehensweise bei der Bestimmung der Druck- und Temperaturverteilung mittels der PSP-Messtechnik eingegangen. Vorangehend werden die verschiedenen Kalibrierungstechniken für beide Bestimmungsarten Druck und Temperatur erklärt. Die Ableitung der Kennlinien und Gesetzmäßigkeiten der PSP-basierten Druck- und Temperaturmessung aus den Kalibrierungsdaten wird dargestellt. Im Unterkapitel Verifikation werden die PSP-Messungen in Hinblick auf ihre Eigenschaften (Messbereich, -auflösung und -fehler) untersucht.

4.1 Kalibrierung

Die Sensorschichten weisen bzgl. der Lumineszenzeigenschaften und insbesondere des Sauerstoffquenchens keine physikalisch als konstant anzusehenden Parameter auf. Diese variieren vielmehr mit den Schichtherstellungsparametern. Durch entsprechende Kalibrierungsstrategien sind die Lumineszenzparameter für jede Konstellation der Messaufbauten zu bestimmen.

4.1.1 Temperaturkalibrierungstechnik

Indirekte Kalibrierung mit Kalibrierkörper

Bei der indirekten Kalibrierung wird nicht die eigentliche Messfläche selbst, sondern ein PSP-beschichteter Kalibrierkörper kalibriert. Eine Probe der Farbstoff/Kunststoff/Lösungsmittelrezeptur wird auf einem als Aluminiumplatte ausgeprägten Kalibrierkörper unter Beibehaltung der Spin-Coating-Parameter aufgebracht.

Der Kalibrierkörper besteht aus einer 10 mm dicken Aluminiumplatte, die an beiden Enden jeweils eine Bohrung parallel zur Plattenbreite aufweist. Die Bohrungen werden über Schläuche an die Heiß- und Kaltwasserinstallation angeschlossen.

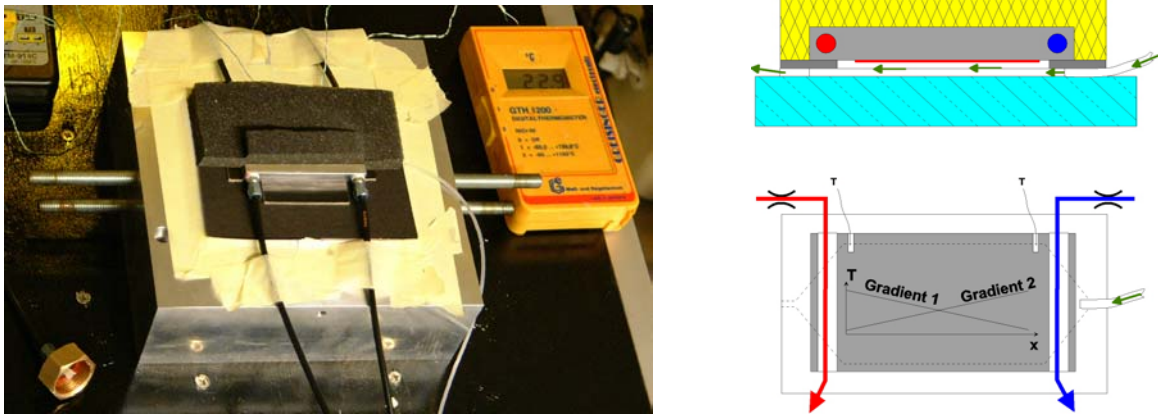


Bild 4-1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Temperaturcharakteristik (Abbildung (li.) mit fototechnisch aufgeschnittener Isolierung) mit Aluminiumplatte als Kalibrierkörper und Bohrungen für Kalt- und Warmwasserspülung sowie der Spülgaskammer

Durch Düsen (Injektionskanülen, li. Bild 4-1, l.u.), welche in die Wasserleitungsanschlüssen integriert sind, wird die Durchflussmenge auf einen reproduzierbaren und zeitlich konstanten Wert begrenzt. Die hohen Durchflussmengen prägen dem jeweiligen Ende annähernd die Temperatur des durchströmenden Wassers auf. Durch die Ausführung des Kalibrierkörpers aus Aluminium und der Schaumstoffisolierung prägt sich dem Kalibrierkörper ein idealer Temperaturgradient auf.

In der Nähe der Wasserbohrungen sind kleine Bohrungen wenige Millimeter tief in den Kalibrierkörper eingebracht. In diese werden mit Wärmeleitpaste versehene Thermolemente eingesetzt, welche die jeweilige Ist-Temperatur bzw. den Temperaturgradienten bestimmen.

Zwischen Kalibrierkörper und Glasträger bildet der Versuchsaufbau eine spaltförmige, 1 mm hohe Kammer. Diese dient zum einen der Isolierung des Kalibrierkörpers zum Glasträger hin, zum anderen weist die luftdicht abgeschlossene Kammer zwei kleine, definierte Öffnungen an den Stirnflächen des Kalibrierkörpers auf. Durch diese kann die PSP-Schicht - unter atmosphärischem Druck - verschiedenen Kalibriergasen (N_2 , Luft und O_2) ausgesetzt werden.

Direkte Messflächenkalibrierung

Bei der direkten Messflächenkalibrierung wird der PSP-beschichtete Glasträger erwärmt und mit einem Elastomerring als thermische Isolierung auf den Auflagerblock aufgelegt (siehe Bild 4-2).

Über den Glasträger wird eine isolierende Kammer gestülpt, welche Wärmeverluste aufgrund von Konvektion unterbindet und die Exposition der PSP-Schicht mit Kalibriergasen ermöglicht. Befindet sich die Kammer über dem Glasträger, kann dessen Temperatur ausreichend lange für Messungen konstant gehalten werden.

Wird die Kammer entfernt, so kann die Temperatur rasch um einen bestimmten Betrag gesenkt werden, um weitere Messpunkte zu erhalten.

Zur Bestimmung der PSP-Temperatur wird ein Thermoelement an der Oberseite des Glasträgers randnah angebracht. Ein weiteres Thermoelement wird zur Bestimmung der Temperatur der Kammerluft frei im Kammerraum positioniert. Sobald die Differenz zwischen Kammerluft und Glasträger ausreichend klein ist, kann davon ausgegangen werden, dass die PSP-Temperatur dem Temperaturmesspunkt am Glasträgerrand entspricht.

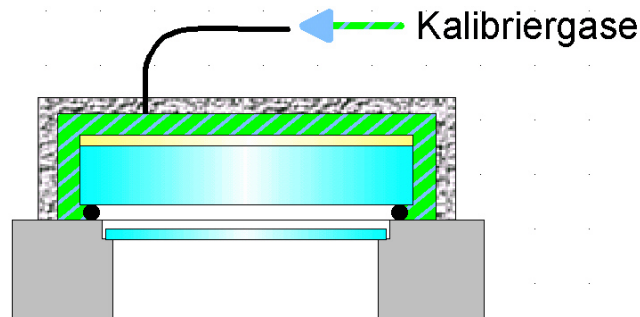


Bild 4-2: Temperaturkalibrierung der gesamten Lumineszenzschicht mittels einer thermisch isolierten Kammer

Die direkte Messflächenkalibrierung ermöglicht nicht nur eine allgemeine Untersuchung des PSP-Schichtmaterials bzgl. dessen Lumineszenzeigenschaften, sondern die Bewertung eines einzelnen Messpixels.

4.1.2 Temperaturkennlinienbestimmung

Mit dem Versuchsaubau der indirekten Kalibrierung aus dem vorhergehenden Kapitel wird die Kennlinie der Temperaturmessung abgeleitet.

Der Kalibrierkörper wird dem Gradienten warm-kalt, kalt-warm (Bild 4-3, li. Diagramm) sowie einer homogenen kalten bzw. warmen Temperatur (Bild 4-3, re. Diagramm) ausgesetzt. Die jeweilige Intensitätsverteilung des Lumineszenzlichts des PSP-beschichteten Kalibrierkörpers wird jeweils von der CCD-Kamera erfasst.

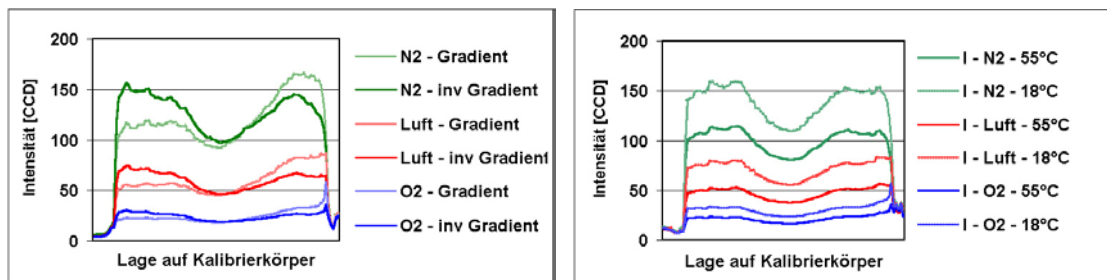


Bild 4-3: Intensitätsverteilung der Lumineszenzemission auf dem Kalibrierkörper unter verschiedenen Temperaturgradienten (li.) bzw. homogenen Temperaturniveaus

Das Spülen mit O_2 und Luft erfolgt über ein Druckminderventil mit einem sehr kleinen Regeldruck von $p = 0,5$ bar. Das Kalibriergas strömt über einen Schlauch mit sehr kleinem Innendurchmesser zu und über einen deutlich größeren Querschnitt aus der Kammer in die Umgebung ab. Hierdurch ist gewährleistet, dass die Schlauchanfangsseitig vorhandenen 0,5 bar nahezu komplett im Schlauch selbst abfallen und in der Kammer nahezu Umgebungsdruck vorherrscht.

Bei der Spülung mit N_2 steht nur ein fest eingestelltes Druckminderventil $p = 10$ bar mit nachgeschalteter, einstellbarer Nadeldüsendrossel zur Verfügung. Mit dieser Anordnung tritt eine höhere Strömungsgeschwindigkeiten als bei der O_2 -oder Luftspülung auf. Da die Spülung mit einer Gastemperatur von ca. $25^\circ C$ erfolgt, wird die Temperatur der angeströmten PSP-Schicht möglicherweise beeinflusst. So zeigt sich bei den Gradientenversuchen an der Stelle ohne eigentliche Änderung der Temperatur eine Änderung der Intensität, was physikalisch nicht stimmig ist.

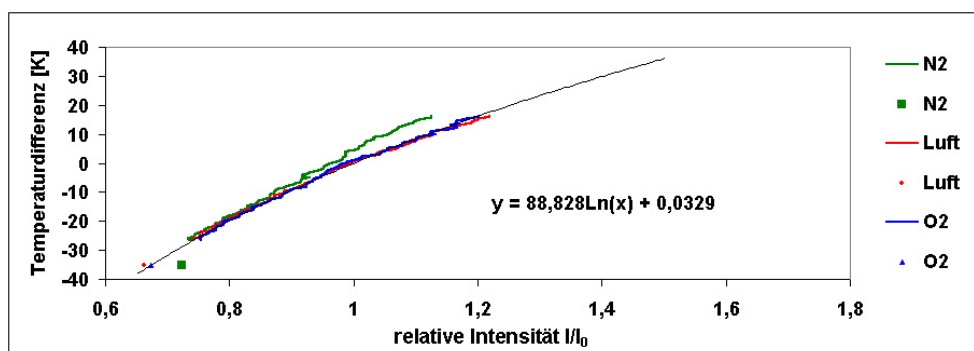


Bild 4-4: Darstellung der in Bild 3-25 gezeigten Messwerte in einem Temperatur-Intensitätsquotienten-Diagramm zur Ermittlung der Kennlinien - Umrechnung der relativen Intensitätsänderung in entsprechende Temperaturdifferenzen

Aus den erfassten Intensitätsverteilungen wird zwischen dem warm-kalt-Gradienten und dem kalt-warm-Gradienten (Linienplots) sowie zwischen dem homogen warmen und homogen kalten Kalibrierkörper (Messpunkte) die relative Intensität (I_0/I) gebildet. Durch Zuordnung der jeweiligen Temperaturänderung

zum jeweiligen I_0/I -Wert der korrespondierenden Position auf dem Kalibrierkörper kann der entsprechende Graph (Bild 4-4) dargestellt werden.

Wird der Stickstoffversuch ausgeklammert, so zeigt die PSP-Schicht unabhängig vom herrschenden O_2 -Partialdruck eine einheitliche, logarithmische Kennlinie zwischen der relativen Intensität und der Temperaturänderung. Dies gilt sowohl für die Versuche mit Gradient / inverser Gradient (Linienplots) als auch für die Versuche mit dem homogen gewärmt /gekühlten Kalibrierkörper (Messpunkte). Die entsprechende Näherungsgleichung mit den Faktoren der zugrunde liegenden PSP-Schicht ist im Diagramm dargestellt.

4.1.3 Eliminierung des Temperatureinflusses

In Kapitel 4.1.2 ist die sowohl im gequenchten als auch im ungequenchten Zustand einheitliche Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz beschrieben. Es wird angenommen, dass unabhängig vom Versorgungsgas (N_2 oder Luft) gleiche Temperaturverhältnisse im Lagerspalt herrschen. Die Temperaturverhältnisse beeinflussen somit die Lumineszenz unter beiden Versorgungsgasen um den gleichen Faktor. Mit dieser Erkenntnis kann auf einfachem Wege der Einfluss der Temperatur auf die Lumineszenzschicht aus der druck-/temperaturgekoppelten Druckbestimmung eliminiert werden.

Die Temperaturverteilung bedingt während der Stickstoffspülung der Temperaturmessung eine entsprechende Verteilung der Intensitätsänderung des Lumineszenzlichtes der Farbstoffschicht. Diese Verteilung der Intensitätsänderung kann direkt für die Eliminierung des Temperatureinflusses bei der Druckmessung verwendet werden.

Die bei der Druckmessung – also unter Luftspülung - erfasste Verteilung der relativen Intensitätsänderung wird in einem ersten Schritt mit den Kehrwerten der Verteilung der relativen Intensitätsänderung der Temperaturmessung multipliziert (32).

$$\frac{I_{0,L}}{I_L}(p) = \frac{I_{0,L}}{I_L}(p, T) \cdot \left[\frac{I_{0,N_2}}{I_{N_2}}(T) \right]^{-1} \quad \text{an der Stelle } (x,y) \quad (32)$$

Hierdurch ist der gesamte Einfluss der Temperatur auf die Druckmessung aus der Verteilung der relativen Intensitätsänderung herausgerechnet. Sie stellt nur noch eine Funktion des Druckes dar.

4.1.4 Druckkalibrierungstechnik

Das Prinzip der PSP-Messung erfasst den Partialdruck des Sauerstoffs. Zur Durchführung einer Druckkalibrierung kann der Partialdruck prinzipiell auf zwei Arten verändert werden.

Druckkammerkalibrierung

Bei der Druckkammerkalibrierung wird analog zur eigentlichen Luftlagermessung der Gesamtdruck der atmosphärischen Luft erhöht. Aufgrund des konstanten Volumenanteils Sauerstoff steigt der Sauerstoffpartialdruck proportional zum Gesamtdruck an. Um dieses Prinzip anzuwenden, muss die gesamte Messfläche den entsprechenden Drücken ausgesetzt werden. Hierzu wird eine Druckkammer auf die Messfläche aufgesetzt (siehe Bild 4-5).

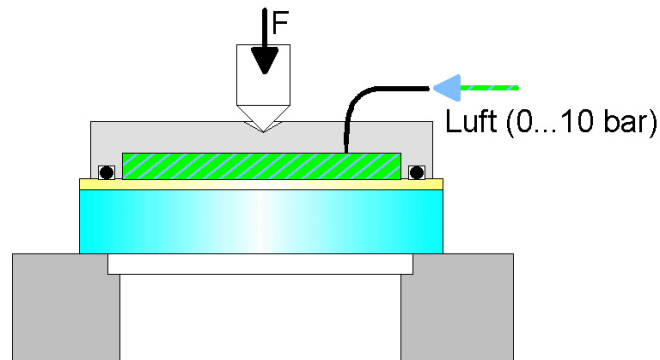


Bild 4-5: Kalibrierung der gesamten PSP-Schicht mittels Beaufschlagung mit Luft unterschiedlicher Drücke unter einer entsprechenden Druckkammer

Analog zur direkten Temperaturkalibrierung können durch dieses Verfahren die einzelnen Messpixel beurteilt werden. Inhomogenitäten innerhalb einer PSP-Schicht, die durch ungünstige Spin-Coating Parameter verursacht sind, können so erkannt werden. Hierdurch lässt sich vermeiden, dass von einer homogenen PSP-Schicht ausgegangen wird und ein vorhandenes inhomogenes Temperaturverhalten als Luftlagereigenschaft aus den Messungen interpretiert wird.

In Bild 4-6 wird mittels einer kleinen Druckkammer ein Ausschnitt einer sehr inhomogenen Schicht gemäß diesem Verfahren untersucht. Zu erkennen ist ein sehr inhomogener PSP-Druckmesswert, der aufgrund der homogenen Luftdruckbeaufschlagung nur durch die Inhomogenitäten in der PSP-Schicht bzw. Messtechnik herrührt. Die als Inhomogenitäten wirkenden Schlieren der PSP-Schicht sind in diesem Fall auch mit bloßem Auge erkennbar (Bild 4-6, Diagrammhälfte re.).

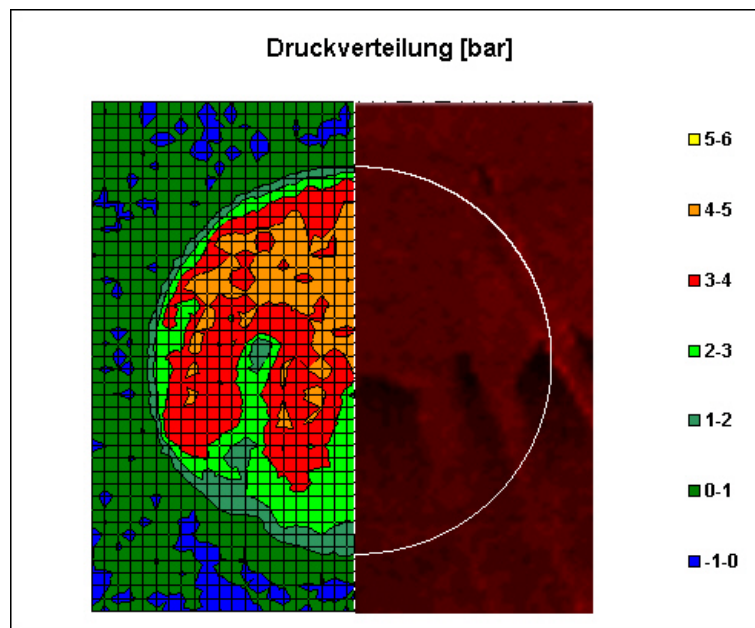


Bild 4-6: Kalibrierung der gesamten PSP-Schicht mittels flächig homogener Beaufschlagung mit Druckluft unter einer entsprechenden Druckkammer wobei PSP-Schichtinhomogenitäten (rechts auch optisch als Schlieren erkennbar) sich in der PSP-Kalibrierung offenbaren

Zur Kalibrierung des gesamten Druckbereichs von $p = 0$ bar bis 10 bar wirken hohe Druckkräfte auf die Kammer, welche entsprechend von der Trägerstruktur abgeleitet werden müssen. Prinzipiell können mit diesem Aufbau beliebig viele Stützstellen zwischen 0 und 10 bar erfasst werden.

N₂-/Luft/O₂-Kalibrierung

Die eigentliche Messung an den Luftlagern wird mit atmosphärischer Luft mit dessen 21% Sauerstoffgehalt als Versorgungsgas durchgeführt. Zur Kalibrierung kann ein großer Kalibrierbereich durch Variation der Sauerstoffkonzentration bei Beibehalten des atmosphärischen, absoluten Druckes von $p_{\text{abs}} = 1$ bar abgedeckt werden.

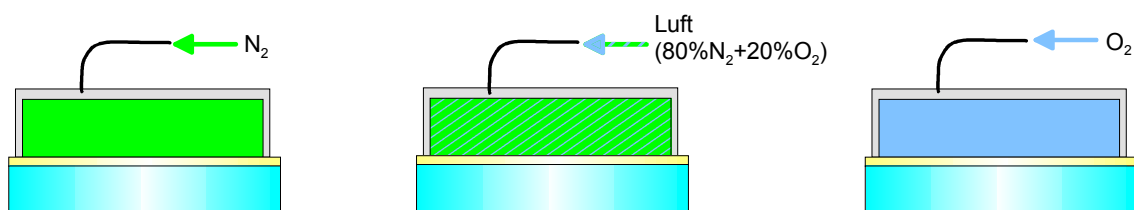


Bild 4-7: Kalibrierung der gesamten PSP-Schicht mittels Beaufschlagung mit reinem N₂ und O₂ sowie mit Luft unter atmosphärischen Druckverhältnissen zur Simulation verschiedener Luftdrücke mit einer nicht druckdichten Kammer

Eine hinreichende Kalibrierung kann mit drei unterschiedlichen Sauerstoffkonzentrationen entsprechend drei Sauerstoffpartialdrücken durchgeführt werden (siehe Bild 4-7). Hierzu eignen sich reiner Stickstoff, atmosphärische Luft und reiner Sauerstoff. Die so unter atmosphärischen Druckverhältnissen realisierbaren Sauerstoffpartialdrücke von $p_{O_2} = 0$ hPa, 210 hPa und 1000 hPa entsprechen bei einem atmosphärischen Luftgemisch relativen Drücken von $p = -1$ bar, 0 bar und 3,8 bar.

Die notwendigen Kalibriergase sind mit geringem Aufwand als Druckflaschen bzw. aus der Atmosphäre leicht verfügbar und handhabbar. Zur Kalibrierung wird über die Messfläche eine Kammer gesetzt, welche mit den unterschiedlichen Gasen beaufschlagt wird. Die Kammer muss für diese Kalibrierung nicht druckdicht ausgeführt werden. Sie verhindert lediglich das Eindiffundieren bzw. Einströmen von Fremdgas über Konvektion in die Kalibrierkammer. Mittels einer stetigen Zufuhr des Kalibriergases werden eingedrungene Fremdgase aus der Kammer gespült.

Grundsätzlich genügen die drei Kalibrierpunkte, welche mit der reinen N_2 -/ O_2 -Kalibrierung generiert werden, auch für den Druckbereich bis $p = 10$ bar. Die drei Messpunkte dienen als Stützpunkte für die Extrapolationsfunktion.

Soll über den mit reinem Sauerstoff simulierten relativen Druck $p = 3,8$ bar hinausgehend kalibriert bzw. weitere Stützstellen erzeugt werden, so können beide Kalibriermethoden – Druckkammer- und N_2 -/ O_2 -Kalibrierung – kombiniert werden. Zur Kalibrierung bis zu einem Druck von $p = 10$ bar wird die Kalibrierkammer mit reinem Sauerstoff unter einem Druck von $p = 1,1$ bar beaufschlagt. Stützstellen um den Druckwert $p = 0$ bar sind durch beaufschlagen der Kalibrierkammer mit Luft und entsprechend geringen Druckvariationen erzielbar. Die Kalibrierkammer ist bei dieser kombinierten Methode nur bis zu einem Druck von $p = 1,1$ bar auszuliegen; die Niederhaltekräfte sind hierdurch entsprechend geringer.

4.1.5 Druckkennlinienbestimmung

Herleitung

Ausgangspunkt für die Herleitung der Kennlinie für die Umrechnung der relativen Intensität in den entsprechenden Druckwert ist die Stern-Volmer-Gleichung der Form (23) aus Kapitel 2.2.

$$\frac{I_0}{I} = A + B \cdot p \quad \dots(23)$$

Die Gleichung wird gemäß der zu berechnenden Größe nach p aufgelöst. Die erhaltene Gleichung und die enthaltenen Konstanten haben eine mathematisch ungünstige Form. Durch Zusammenfassung von Gleichungsteilen mit den ursprünglichen Stern-Vomer-Konstanten A , B zu den Faktoren A^* , B^* kann eine Gleichungsform (34) erzeugt werden, welche einer Gradengleichung entspricht.

$$p = \frac{1}{B} \left(\frac{I_0}{I} - A \right) = \frac{1}{B} \cdot \frac{I_0}{I} - \frac{A}{B} = B^* \cdot \frac{I_0}{I} + A^* \quad \dots(33)$$

$$p = A^* \cdot \frac{I_0}{I} + B^* \quad \dots(34)$$

Die Form erlaubt es sowohl eine physikalische Interpretation als auch die Ermittlung der Faktoren einfacher durchzuführen.

Ableitung der Gleichungsfaktoren

Die Werte der neuen Faktoren A^* und B^* werden mittels eines experimentellen Ansatz für die jeweilige PSP-Schicht bzw. der Messkonstellation erstellt. Mit dem Versuchsaufbau bzw. Kalibrierkörper aus Kapitel 4.1.1 wird die beschriebene N_2 /Luft/ O_2 -Kalibrierung durchgeführt. Der Kalibrierkörper wird hierzu auf eine Temperatur von konstant 18°C temperiert und dessen PSP-Schicht innerhalb der Kalibrierkammer den verschiedenen Kalibriergasen ausgesetzt.

Die Reaktion der PSP-Schicht auf den entsprechenden O_2 -Partialdruck wird von der CCD-Kamera erfasst und die physikalische Intensität über die CCD-Kennlinie aus den Rohdaten errechnet. Zur Erhöhung der Genauigkeit werden die jeweiligen Intensitätsverteilungen über die gesamte Kalibrierfläche aufintegriert und die relative Intensität I_0/I bzgl. des O_2 -Referenzpartialdrucks der Luft gebildet.

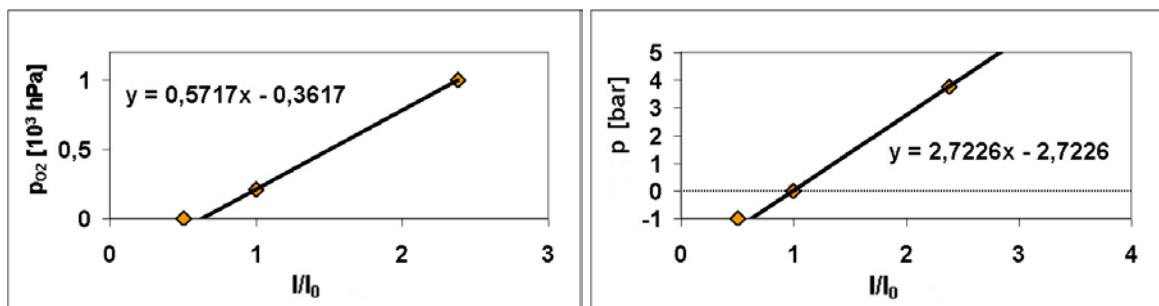


Bild 4-8: Darstellung der experimentell ermittelten Werte aus der Druckkalibrierung als O_2 -Partialdruck (li.) bzw. relativer Luftdruck (re.) bzgl. der relativen Intensität. Durch Überlagern von Geraden werden die entsprechenden Konstanten abgeleitet.

Zur Ermittlung der beiden Faktoren A^* und B^* der Funktion $p = f(I_0/I)$ der optischen Druckmessung wird der Wert der jeweiligen Quotienten gegenüber dem O_2 -Partialdruck p_{O_2} bzw. dem entsprechenden relativen Druck p aufgetragen (siehe Bild 4-7).

Die Messwerte lassen grundsätzlich eine Übereinstimmung mit der theoretisch hergeleiteten Gesetzmäßigkeit erkennen. Bei absoluten Luftdrücken zwischen $p_{abs.} = 0$ hPa und 1000 hPa zeigen jedoch die Messwerte ein Abweichen von der vermuteten Kennlinie.

Dieses Verhalten lässt sich physikalisch aus dem Absorptions- und Adsorptionsverhalten von PSP-Schichten begründen. W. R. Vieth et. al. [79] und C. E. Rogers [80] zeigen für Polymere sowie J. P. Hubner [29] für PSP-Systeme, dass bei geringen Partialdrücken Adsorptionsvorgänge zu deutlich vermehrter Einlagerung von Gasen in Feststoffen führen können. Insbesondere das Einlagern mikroporöser Pulver oder Aggregationsbildung bei hohen Farbstoffkonzentrationen in Polymeren bietet entsprechend aktive, interne Oberflächen für Adsorptionsvorgänge. Durch Sättigungseffekte nimmt die Wirkung der Adsorption bei höheren Drücken gegenüber der Absorption ab. Die Steigung der p -Kennlinie nimmt als Folge bis zu absoluten Luftdrücken von ca. $p_{abs.} = 1000$ hPa zu und geht zunehmend in die erwartete lineare Form über.

4.2 Luftlagermessungen

Wie bereits in Kapitel 1.2 beschrieben, werden die für Luftlager charakteristischen Kenngrößen in der Regel immer auf die Spalthöhe referenziert. Sowohl der Lagerflächen- als auch der Düsenmessaufbau haben keine Messeinrichtung für die Spalthöhe integriert. Eine direkte Zuordnung der mit beiden Aufbauten gewonnenen Messergebnisse ist somit nicht möglich. Mit Hilfe des Luftlagermesssystems der Firma Aerolas GmbH kann das Testlager, welches mit dem PSP-Druckmessverfahren untersucht wird, statisch umfassend charakterisiert werden. Hierzu zählt insbesondere die Ermittlung der Tragkraft über der Spalthöhe wie in Abbildung 4-9 dargestellt.

Aufgrund der Möglichkeit bei beiden PSP-Messaufbauten die Tragkraft über die Kraftmessdose gezielt einstellen zu können, ist es in Verbindung mit der statischen Tragkraftkurve möglich, die Druckverteilungen den entsprechenden Spalthöhen zuzuordnen.

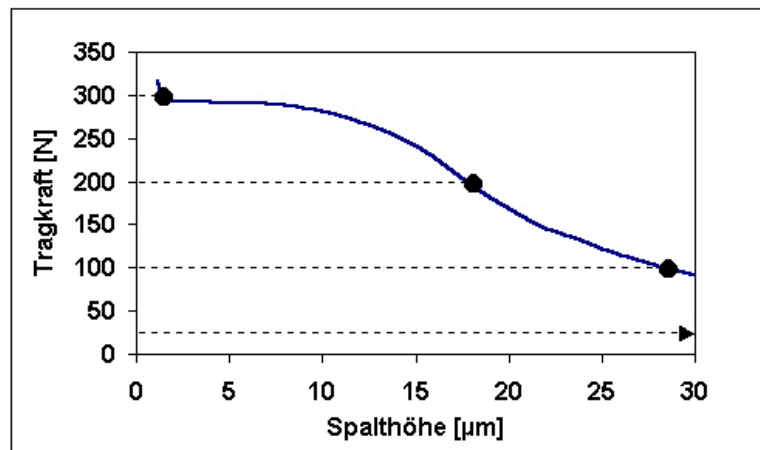


Bild 4-9: Darstellung der Tragkraft-Spalthöhen-Kurve des Testlagers sowie der gewählten Tragkraft-Spalthöhen-Arbeitspunkte der nachfolgenden PSP-Messungen

Mittels des PSP-Lagerflächenmessaufbaus kann die gesamte 40 mm Durchmesser umfassende Lagerfläche des Testlagers erfasst und dessen Temperatur- und Druckverteilung bestimmt werden. Mit dem Mikroskopobjektiv des Düsenmessaufbaus wird ein ca. 4 mm x 3 mm großer Bereich der unmittelbaren Düsenumgebung selektiv untersucht. In Bild 4-10 sind sowohl die Gesamtlagerfläche mit dem markierten Düsennahbereich als auch der mit dem Düsenmessaufbau heraus vergrößerte Düsennahbereich dargestellt.

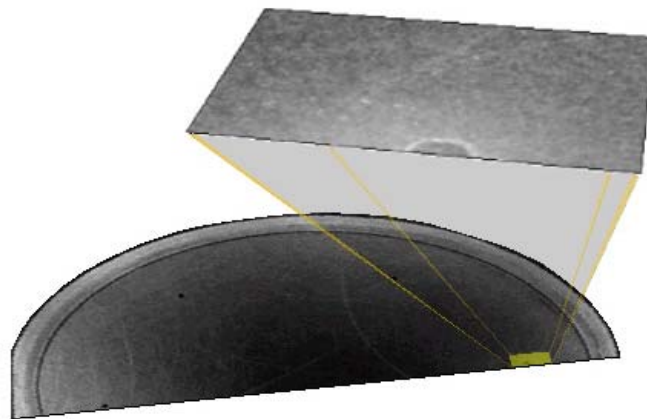


Bild 4-10: Abbildung der in den nachfolgenden Druck- und Temperaturverteilungen untersuchten Bereiche der gesamten Lagerfläche (unten) und des unmittelbaren, heraus vergrößerten Düsenumfelds mit der angeschnittenen Düsenöffnung (oben)

Beide Abbildungen der Untersuchungsfelder sind in den Bodenflächen der jeweiligen 3D-Diagramme der Druck- und Temperaturverteilungen wieder zu finden. Eine räumliche Zuordnung der Verteilungsmuster ist hierdurch gegeben.

4.2.1 Druckmessung

Bei einer Tragkraft von $F_T = 20 \text{ N}$ nimmt das verwendete Testluftlager eine sehr große Spalthöhe von $h \gg 30 \mu\text{m}$ ein, die bei der statischen Charakterisierung in Bild 4-9 außerhalb des Messbereichs liegt. Wie die eingebrachte, niedrige Tragkraft erwarten lässt, bildet sich im gesamten Luftlagerspalt (Bild 4-11, unten) ein nur niedriges Druckpotential aus.

In einem Radius von etwa 1 mm um die Düsenöffnung (Bild 4-11, oben) bildet sich ein Unterdruckbereich aus, in dem der Druck unter den Umgebungsdruck fällt. Der Unterdruckbereich nimmt über einen großen Radiusabschnitt nahezu eine plattenartige Form ein. Als strömungsmechanische Ursache für dieses Phänomen kommen prinzipiell Unterschallströmungen in einer konvergenten Düse oder Überschallströmungen in einer divergenten Düse in Betracht. Aus Sicht einer Luftlagerdüse hat der Lagerspalt einen ringförmigen Strömungsquerschnitt. Mit zunehmender Entfernung von der Düsenöffnung vergrößert sich der Strömungsquerschnitt linear und stellt primär eine konvergente Düsenform dar. Durch Einlaufeffekte, welche auch zwischen Düsenkanal und Luftlagerspalt zu erwarten sind, kann der Lagerspalt merklich eingeengt werden und konvergente Strömungen erzeugen. Die nahezu plattenartige Form des Unterdruckbereichs passt jedoch nicht zu dieser Theorie.

In einer divergenten Düse wird eine Überschallströmung grundsätzlich beschleunigt. Durch Reibungsverluste kann dieser Beschleunigung entgegengewirkt und die Strömung gebremst werden. Dies vollzieht sich in der Regel sprunghaft in einer so genannten Stoßfront. Der im Düsennahbereich zu sehende, kontinuierliche Druckanstieg am äußeren Rand des Unterdruckbereichs spricht dem entgegen. Ein Fluktuieren des Orts der Stoßfront während der relativ langen Belichtungszeit der PSP-Druckmessung kann jedoch zu einem solchen messtechnisch bedingten, kontinuierlichen Druckanstieg führen. Interessant ist die Symmetrie des Unterdruckbereichs in Lagerradialrichtung. In einer Überschallströmung kann keine Information über stromabwärts vorherrschende Strömungsverhältnisse stromaufwärts fließen. Eine Überschallströmung sollte (bis auf deren Ausdehnung) bei den vorliegenden, rotationssymmetrischen Bedingungen ebenfalls rotationssymmetrisch sein.

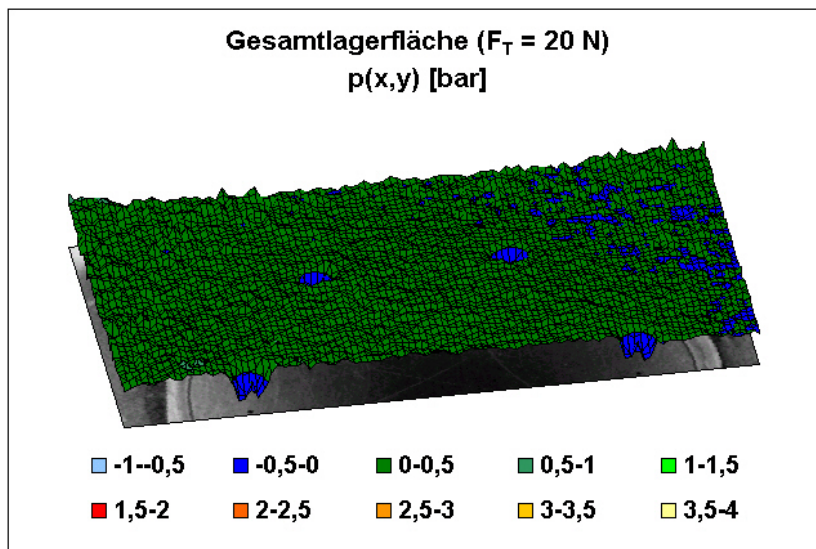
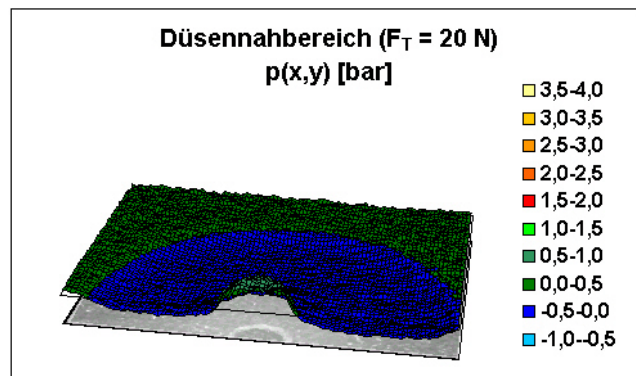


Bild 4-11: Druckverteilung unter der gesamten Luftlagerfläche (unten) und des unmittelbaren, heraus vergrößerten Düsenumfelds (oben) analog Bild 4-10 bei einer Tragkraft von $F_T = 20\text{ N}$. Deutlich ist ein Unterdruckbereich im nahen Umfeld der Düsen zu erkennen.

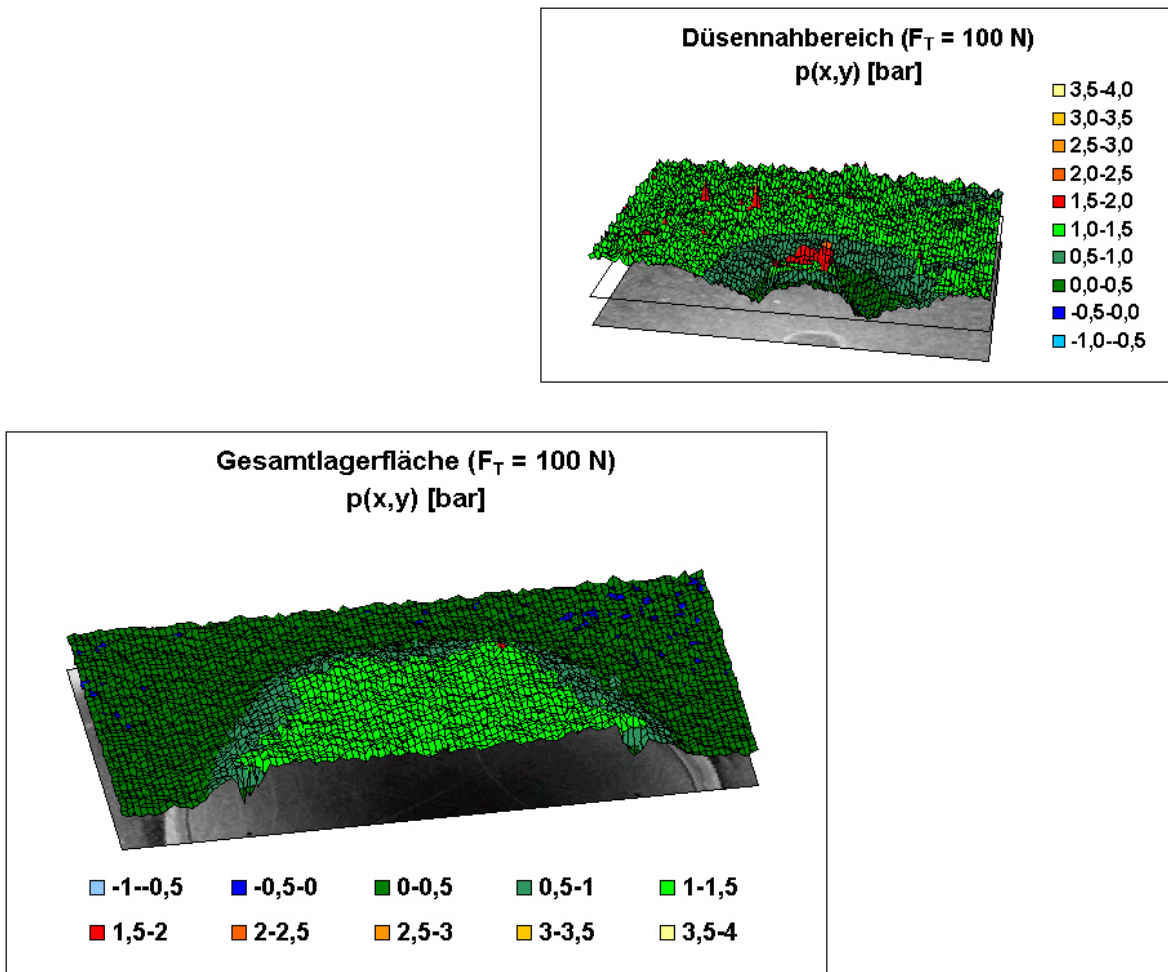


Bild 4-12: Druckverteilung unter der gesamten Luftlagerfläche (unten) und des unmittelbaren, heraus vergrößerten Düsenumfelds (oben) analog Bild 4-10 bei einer Tragkraft $F_T = 100 \text{ N}$, entsprechend einer Spalthöhe $h = 30 \mu\text{m}$. Im Düsennahbereich ist eine Druckverringerng zu erkennen.

Analog der Druckverteilung bei $F_T = 20 \text{ N}$ findet sich auch bei einer Tragkraft von $F_T = 100 \text{ N}$ und der hierbei vorherrschenden Spalthöhe $h = 30 \mu\text{m}$ noch eine deutliche, partielle Druckverringerng im Düsennahbereich (Bild 4-12, oben). Gegenüber der „20 N“-Druckverteilung fällt der Druck in diesem Fall jedoch nicht in den Unterdruckbereich ab.

Die Druckverteilung im Düsennahbereich weist eine deutliche Unsymmetrie bzgl. der radialen Lagerrichtung auf. Zur Lagermitte hin fällt der Druck auf etwa $p = 0,5 \text{ bar}$ ab, während er in Richtung des Lagerspaltrands bis knapp auf den Umgebungsdruck abfällt. Zu erkennen sind zudem die unterschiedlichen Gradienten des Druckanstiegs des partiellen Druckabfallbereichs zur Lagermitte bzw. Lagerrand hin. Die Unsymmetrie verstärkt den Verdacht, dass es sich in diesem Fall um eine Unterschallströmung und damit um Einlaufeffekte handelt.

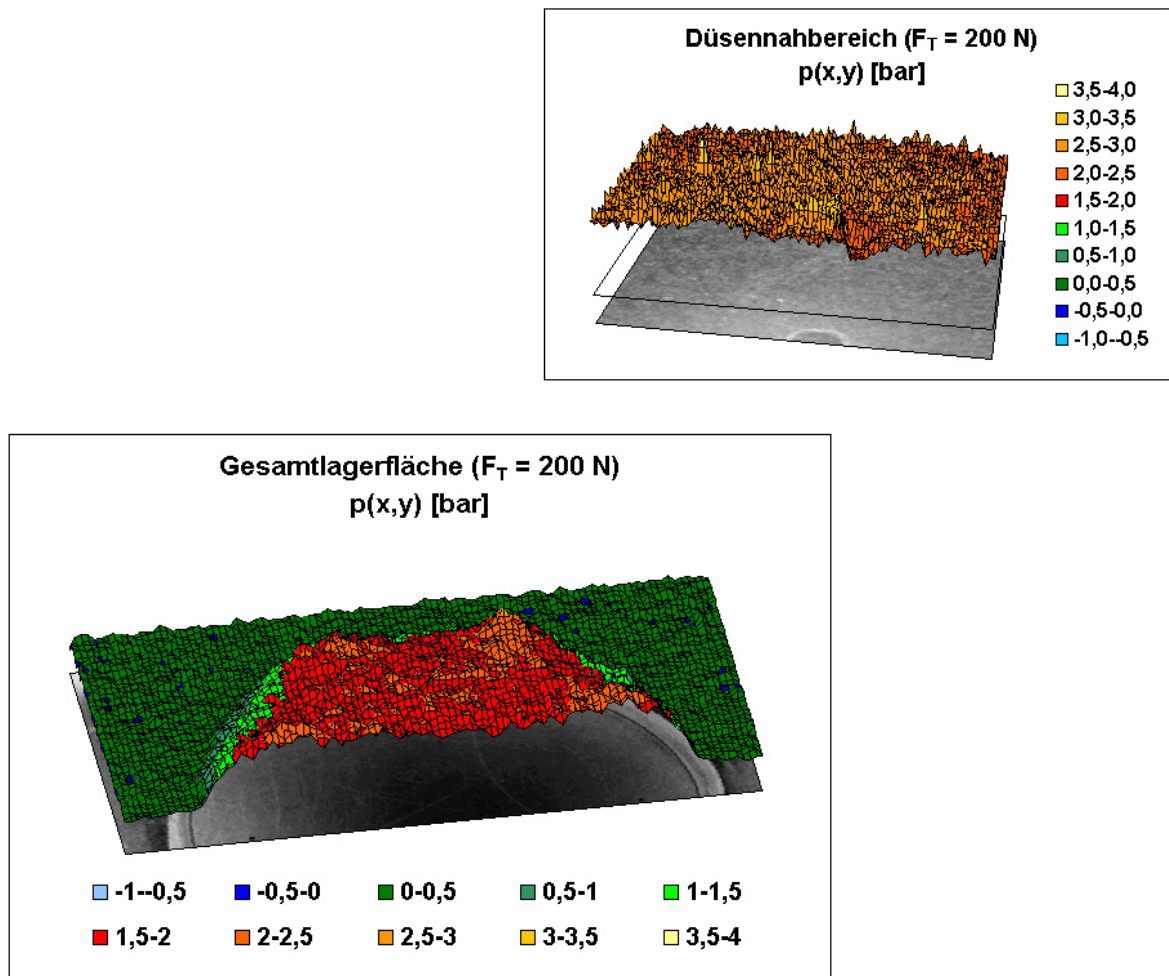


Bild 4-13: Druckverteilung unter der gesamten Luftlagerfläche (unten) und des unmittelbaren, heraus vergrößerten Düsenumfelds (oben) analog Bild 4-10 bei einer Tragkraft $F_T = 200 \text{ N}$, entsprechend einer Spalthöhe $h = 18 \mu\text{m}$

Wird das Lager mit einer Tragkraft $F_T = 200 \text{ N}$ belastet, stellt sich eine Spalthöhe $h = 18 \mu\text{m}$ ein.

Der Druck fällt bei dieser Spalthöhe im Düsennahbereich partiell nur noch unmerklich in Richtung des Düsenrands ab. Während zur Lagermitte hin keine signifikante Druckabsenkung im Düsennahbereich beobachtbar ist, fällt der Druck in Richtung des Lagerspaltrands um weniger als 0,5 bar partiell ab.

Makroskopisch fällt der Druck bei Spalthöhen $h \geq 30 \mu\text{m}$ zum Lagerrand hin linear ab (siehe Bild 4-12). Bei der Spalthöhe $h = 18 \mu\text{m}$ entsprechend einer Tragkraft $F_T = 200 \text{ N}$ (Bild 4-13) kann jedoch ein degressiver Verlauf des Druckes zum Lagerrand beobachtet werden.

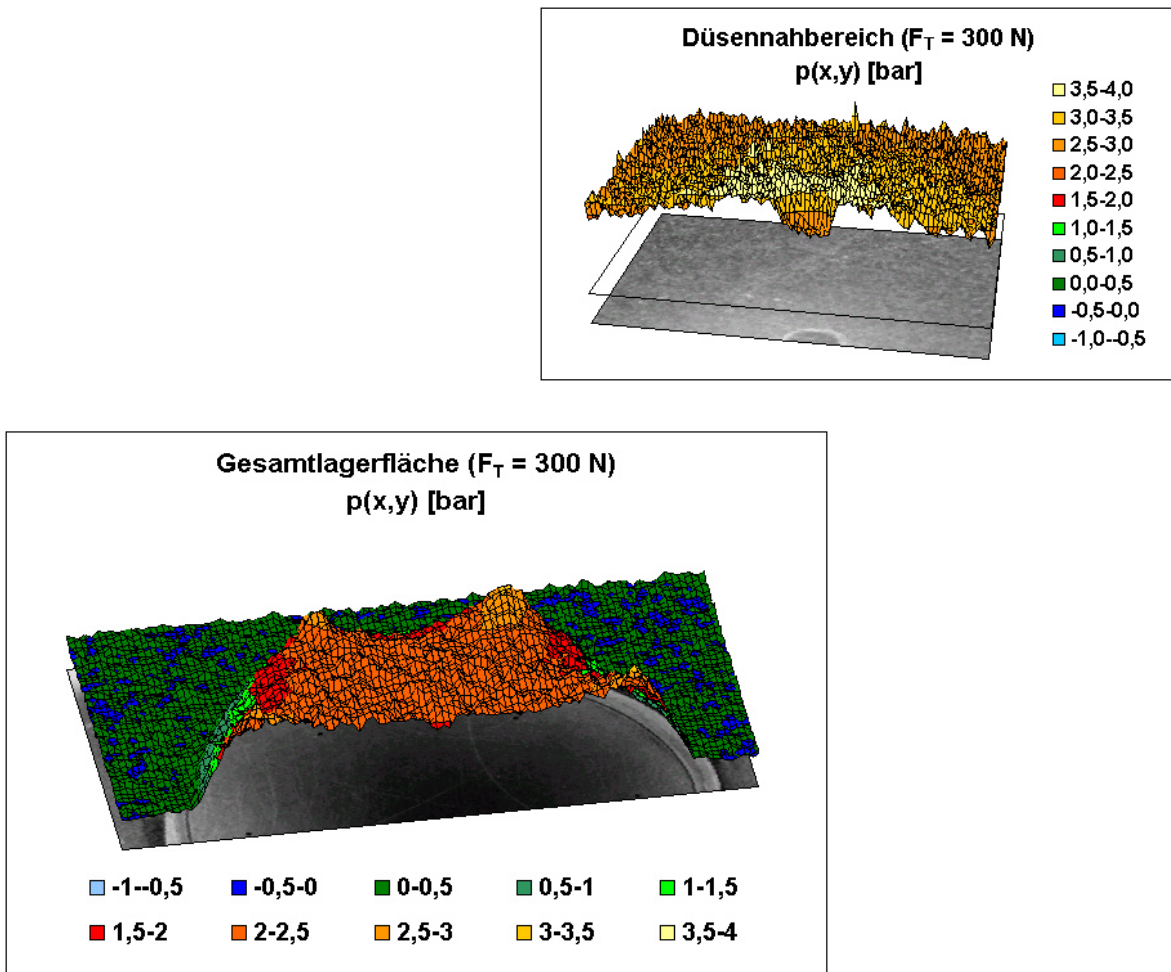


Bild 4-14: Druckverteilung unter der gesamten Luftlagerfläche (unten) und des unmittelbaren, heraus vergrößerten Düsenumfelds (oben) analog Bild 4-10 bei einer Tragkraft $F_T = 300\text{ N}$ und damit mit Aufsitzen der Lagerflächen (das geringe Druckniveau unterhalb der Düsenöffnung ist als messtechnischer Artefakt zu werten)

Das Testlager sitzt bei einer Tragkraft $F_T = 300\text{ N}$ gemäß der statischen Kennlinie (Bild 4-9) auf der Lagerfläche auf. Der sehr steile, nahezu senkrechte Anstieg der Tragkraft in der statischen Kennlinie lässt auf eine hohe geometrische Qualität der Lagerfläche des Testlagers schließen. Die sehr symmetrische Ausprägung der makroskopischen Druckverteilung deutet in diesem Zusammenhang auf eine hohe geometrische Qualität der PSP-Messfläche hin. Kleinste Formabweichungen würden sich bei einer Spalthöhe nahe $h = 0\text{ }\mu\text{m}$ deutlich in der Druckverteilung widerspiegeln.

Das niedrige Druckniveau unmittelbar unterhalb der Düsenöffnung ist als Artefakt der Messung, insbesondere der CCD-Kennlinienkorrektur zu werten. Eine entsprechende qualitative Betrachtung dieses Fehlers findet sich im Anhang Kapitel 6.1

4.2.2 Temperaturmessung

Zur Untersuchung der Temperaturverteilung der PSP-Schicht im Lagerspalt wird das Lager auf die PSP-Schicht gesetzt. Das Lager ist hierbei unter Versorgungsdruck auf der PSP-Schicht zu positionieren um ein Aufsetzen auf die PSP-Schicht und eine hierdurch verursachte Beschädigung zu vermeiden. Wie in Bild 4-8 dargestellt, wird die Lumineszenzschicht außerhalb des Lagerspalts mit einer Abdeckung versehen, die zusätzlich von außen mit Stickstoff spülbare Kanalstrukturen aufweist. Die Abdeckung dient primär als Barriere gegen eindiffundierenden Sauerstoff, aber auch als Lichtabdeckung.

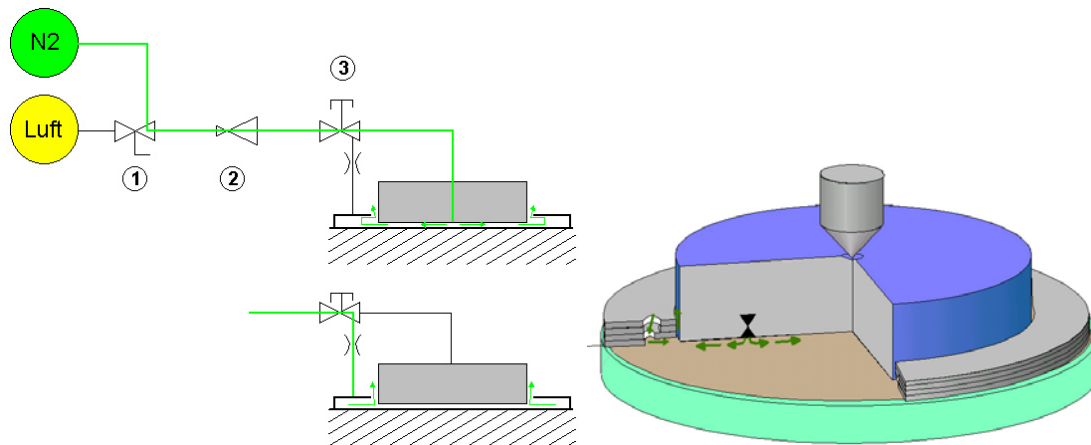


Bild 4-15: Vorrichtung zur ganzflächigen Spülung der Lumineszenzschicht mit Stickstoff zur Ermittlung der Temperaturverteilung

Eine Messung beginnt mit dem Spülen des Luftlagers und der Kanalstrukturen der Abdeckung mit Stickstoff. Zur Anfertigung des Referenzbildes wird die N₂-Spülung des Luftlagers gestoppt und nur noch die Kanalstrukturen der Abdeckung mit einem leichten N₂-Strom gespült. Ein Eindiffundieren von Luftsauerstoff in die Abdeckung und dem Luftlagerspalt kann hierdurch weitgehend verhindert werden.

Zur Bestimmung der Temperaturverteilung wird die N₂-Versorgung auf den gewünschten Druckwert eingestellt. Unmittelbar nach dem Erhöhen des Drucks wird eine erste Aufnahme der Lumineszenzlichtverteilung angefertigt.

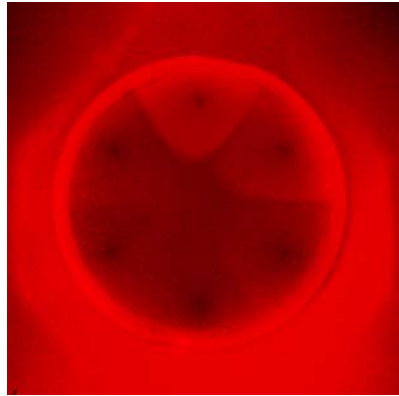


Bild 4-16: Wird zwischen verschiedenen Versorgungsgasarten (O₂, N₂ und Luft) gewechselt, so zeichnet sich der Ausspülvorgang auch in den Strömungsmustern ab, weshalb durch Bildserien das erfolgreiche Ausspülen kontrolliert werden muss

Weitere Aufnahmen erfolgen in regelmäßigen Zeitabständen so lange bis sich die PSP-Schicht und der Glasträger bzgl. der Gastemperaturverteilung im Lagerspalt angeglichen haben bzw. Fremdgase aus den Luftlagerkanalstrukturen ausgespült sind. Aus den Bildfolgen kann ein ggf. vorhandenes thermisches Angleichen des Glasträgers bzw. Fremdgases erkannt werden (siehe Bild 4-16).

Durch die optische Temperaturmessung wird nicht die Gastemperatur selbst, sondern die Temperatur der PSP-Schicht erfasst. Zum Einen stellt die statische Temperatur der PSP-Schicht eine Funktion der Wärmeleitfähigkeit und Temperatur des Glasträgers und der Wärmeleitfähigkeit der PSP-Schicht dar. Zum Anderen beeinflusst die Temperatur des Gases und der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Gas und PSP-Schicht die PSP-Schichttemperatur. Die Strömungsgeschwindigkeit sowie der laminare oder turbulente Charakter der vorherrschenden Strömung haben somit ebenso einen entscheidenden Einfluss.

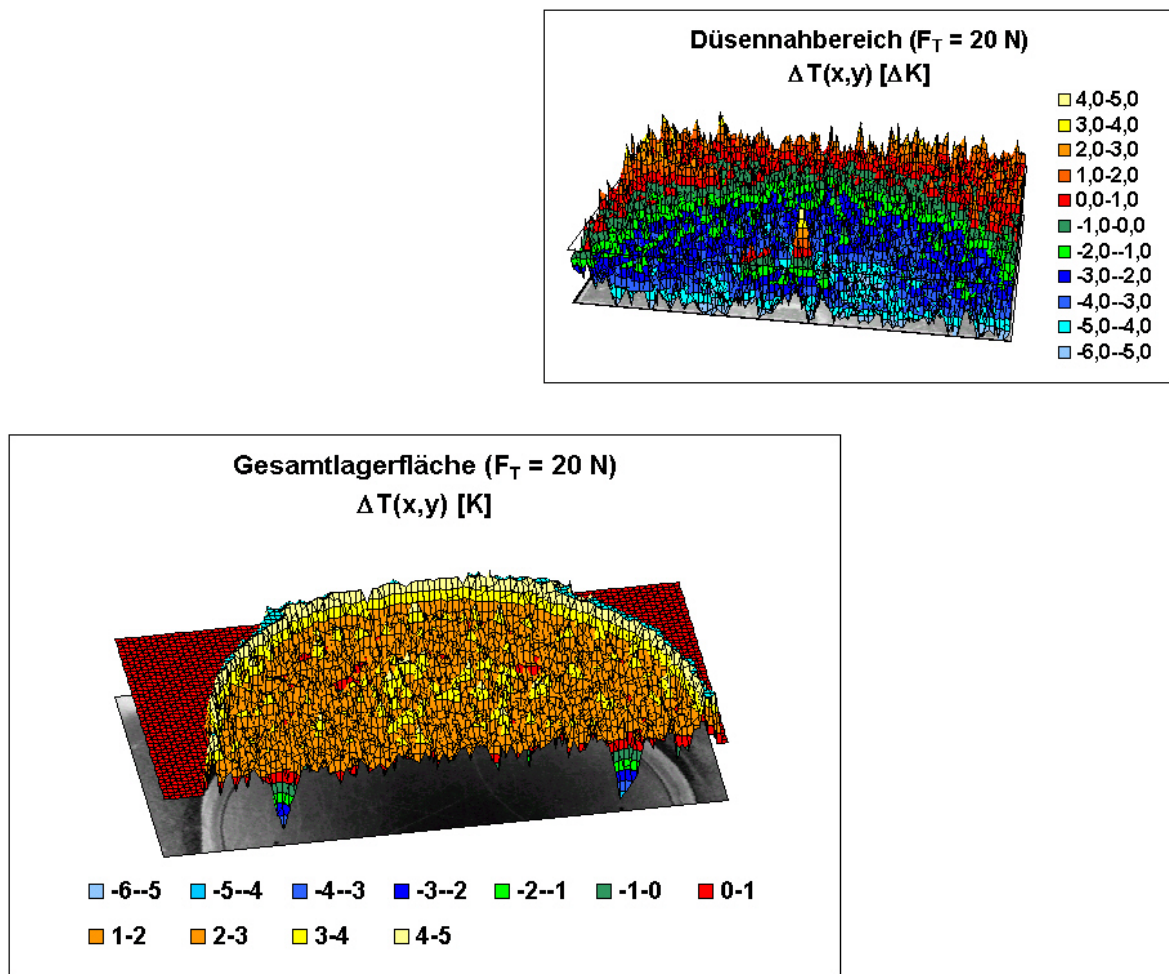


Bild 4-17: Temperaturverteilung unter der gesamten Luftlagerfläche (unten) und des unmittelbaren, heraus vergrößerten Düsenumfelds (oben) analog Bild 4-10 bei einer Tragkraft $F_T = 20 \text{ N}$ bzw einer Spalthöhe $h \gg 30 \mu\text{m}$, wobei eine deutliche Temperaturverringern im Düsennahbereich analog dem Unterdruckbereich der Druckverteilung Bild 4-11 zu erkennen ist

Wie bereits im Kapitel 4.2.1 angesprochen, nimmt bei einer Tragkraft von $F_T = 20 \text{ N}$ das verwendete Testluftlager eine sehr große Spalthöhe $h \gg 30 \mu\text{m}$ ein. Analog zum Unterdruckbereich (Bild 4-11) und der dort zu erwartenden thermodynamischen Prozesse, zeigt sich in einem Radius von ca. 1 mm eine deutliche Temperaturenniedrigung in der PSP-Schicht. In übrigen, düsenfernen Bereichen der Lagerfläche zeigen sich keine signifikanten Strukturen in der messtechnisch relativ stark verrauschten Temperaturverteilung.

Der abrupte Anstieg des Temperaturniveaus am Lagerspaltrand zur Umgebung hin ist als Artefakt der Messung zu werten (aus Darstellungsgründen sind im Diagramm Werte von $\Delta T > 10 \text{ K}$ auf den Wert $\Delta T = 0 \text{ K}$ reduziert). Eindiffundierender Sauerstoff beeinflusst hier die Messung.

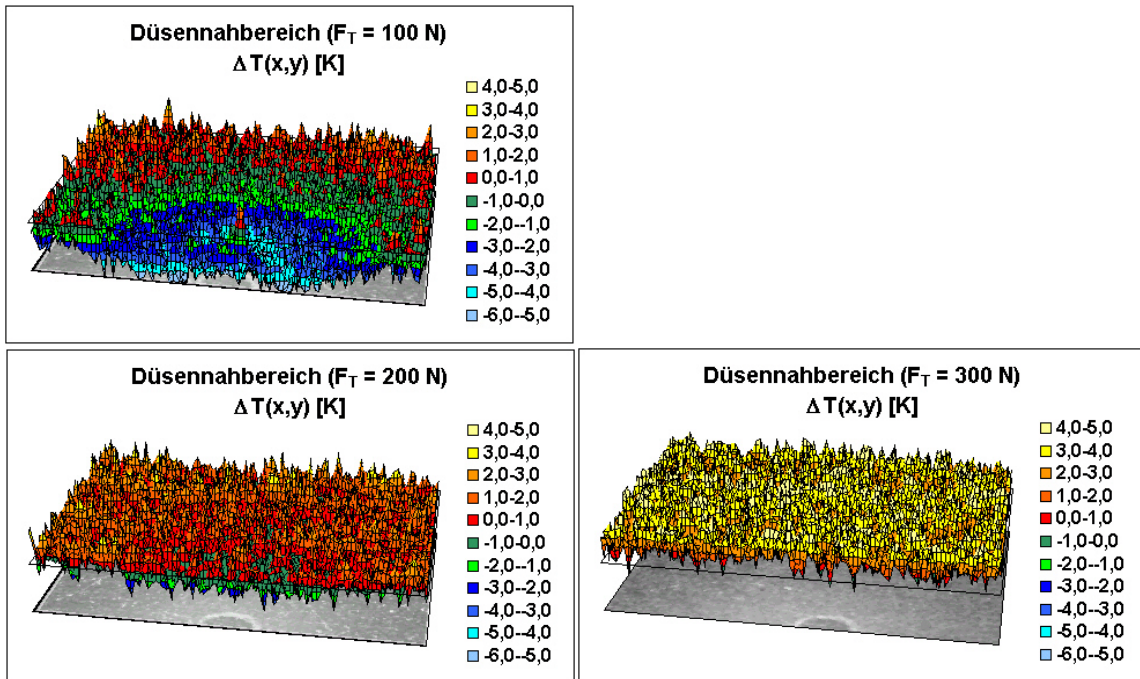


Bild 4-18: Temperaturverteilung des unmittelbaren, heraus vergrößerten Düsenumfelds analog Bild 4-10 bei einer Tragkraft $F_T = 100 \text{ N}$, 200 N und 300 N , entsprechend einer Spalthöhe von $h = 30 \mu\text{m}$, $18 \mu\text{m}$ und $0 \mu\text{m}$, wobei die Strömung bei Tragkräften $F_T > 200 \text{ N}$ keine signifikante Änderung der PSP-Temperatur verursacht

Bei einer Tragkraft $F_T = 100 \text{ N}$ bzw. einer Spalthöhe $h = 30 \mu\text{m}$ findet sich im düsennahen Bereich im Temperaturverlauf ein ähnliches Muster wie bei der Druckverteilung (Bild 4-12). Auch hier fällt unmittelbar vom Düsenöffnungsrand weg die Temperatur um ca. 6 K gegenüber der Umgebung ab, um analog zum Druckanstieg ähnlich linear wieder auf Normalniveau anzusteigen.

Die Strömungsverhältnisse bei kleineren Spalthöhen scheinen nur einen geringen Wärmestrom in die PSP-Schicht zu verursachen, wodurch sich die PSP-Schichttemperatur nur wenig verändert.

4.3 Verifikation

Die messtechnische Bestimmung der Druckverteilung im Lagerspalt aerostatischer Lager sowie die Temperatur der Messfläche beinhalten vielerlei Fehlerquellen und Einflussgrößen. Diese gilt es zu berücksichtigen bzw. abzuschätzen.

Der Umfang der Verifikation muss unter Berücksichtigung der Fragestellung festgelegt werden, zu deren Beantwortung das Messverfahren bzw. dessen Messergebnisse herangezogen werden.

Die Überprüfung von theoretischen Modellen und numerischen Simulationen aerostatischer Lager bedingt die Berücksichtigung von Randbedingungen, welche in der Theorie zumeist nicht berücksichtigt werden, im Experiment aber nur schwer eliminiert werden können.

Insbesondere geometrische Größen wie Ebenheit, Rauigkeit und Verformungen werden in Simulationen und theoretischen Modellen zumeist vereinfacht bzw. nicht berücksichtigt. Aerostatischen Luftlagern typisch sind Lagerspaltdimensionen, welche in der Größenordnung von Fertigungsfehlern konventioneller Fertigungsverfahren und –maschinen liegen. Selbst deren messtechnischer Quantifizierung stehen oftmals ökonomische Hürden im Weg. Die technische Realisierung aerostatischer Lager bedingt zumeist betriebliche Verformungen der Lagerflächen, welche in den Druckkräften der internen Kanalstrukturen oder extern aufgetragenen Tragkräften ihre Ursache haben.

Wird das Verfahren zur funktionalen Qualitätskontrolle innerhalb der Fertigung aerostatischer Lager eingesetzt, sind diese Randbedingungen Teil der Soll-Eigenschaften, die messtechnisch reproduzierbar zu verifizieren sind.

Beiden Fragestellungen, den theoretischen und praxisnahen, ist gemein, dass jene Randbedingungen zu quantifizieren bzw. abzuschätzen sind, welche im realisierten Messaufbau bzw. dessen Konstellation verankert sind.

Die statischen geometrischen Größen des Glasträgers und dessen PSP-Schicht sind für jede Konstellation individuell zu bestimmen. Mögliche Verschleißerscheinungen der PSP-Schicht sind nicht auszu schließen und müssen berücksichtigt werden.

Die Verformung des Glasträgers unter den entsprechenden Lasten sind für idealisierte Lastfälle in den Kapiteln 3.2.4 und 3.2.5 dargestellt und genügen für eine Abschätzung auch bei anderen Lastfällen. Zudem wurde bei der Dimensionierung auf einen möglichst kleinen Wert der Verformung Rechnung getragen.

In den folgenden beiden Kapiteln sind die Fehlerquellen beschrieben, welche in der eigentlichen optischen Druckmesstechnik lokalisiert sind. Durch entsprechende theoretische und experimentelle Herleitungen bzw. Ableitungen werden die Eigenschaften und Grenzen des realisierten Messverfahrens dargestellt.

Gegenstand der Verifikation der Druck- und Temperaturmessung sind der Messbereich, der Messfehler, die Messauflösung und die örtliche Auflösung.

4.3.1 Messbereich

Die Belichtungscharakteristik der CCD-Kamera (siehe Kapitel 3.2.2) limitiert den Messbereich des optischen Messsystems sowohl bzgl. der Druck- als auch der Temperaturmessung.

Das Dunkelrauschen der CCD-Kamera limitiert die Messbarkeit von geringen Intensitäten. Die Approximationsfunktion für die CCD-Charakteristik für den unteren Intensitätsbereich wurde so gewählt, dass in dessen oberen Bereich eine hohe Genauigkeit erzielt werden kann. Die Approximationsfunktion verläuft deshalb nicht durch den Nullpunkt.

Die Charakteristik der CCD-Kamera weist einer bestimmten, endlichen Intensität den maximalen CCD-Wert von 255 zu. Hierdurch existiert auch nach oben eine Grenze für die Messbarkeit der Intensität des Lumineszenzlichts.

Wird auf die Intensität bzw. Lichtmenge, welche einem Belichtungswert von 100 CCD-Einheiten zugeordnet werden kann, referenziert, kann ein Intensitätsbereich von $0,06 I_{100}$ bis $6,7 * I_{100}$ mit der CCD-Kamera quantifiziert werden.

Der Messbereich der Intensitätsmessung kann auf die Kennlinie der Temperatur- und Druckmessung angewandt werden, um deren Messbereiche abzuleiten. Aufgrund der in der Stern-Volmer-Gleichung begründeten relativen Intensitätsmessung muss ein Bezugswert für die Leeraufnahme angegeben werden. Dieser ist so zu wählen, dass der gewünschte Messbereich abgedeckt und eine hohe Messauflösung gegeben ist.

Temperaturmessung

Bzgl. der Temperaturmessung wird im Messaufbau durch das PSP-Verfahren nicht die Temperatur des Gasstroms im Lagerspalt, sondern die der PSP-Schicht bestimmt. Thermische Energie, welche vom Gasstrom in die PSP-Schicht eingeleitet wird, wird weitestgehend in den Glasträger abgeleitet und verursachen nur sehr kleine Temperaturänderungen von wenigen Kelvin in der PSP-Schicht. Der Bezugswert für die Belichtung der Leeraufnahme der Temperaturmessung wird mit einem Wert von 150 so gewählt, dass im erwarteten Wertebereich eine

mit einem Wert von 150 so gewählt, dass im erwarteten Wertebereich eine hohe Messauflösung erzielt wird (siehe Kapitel 4.3.2).

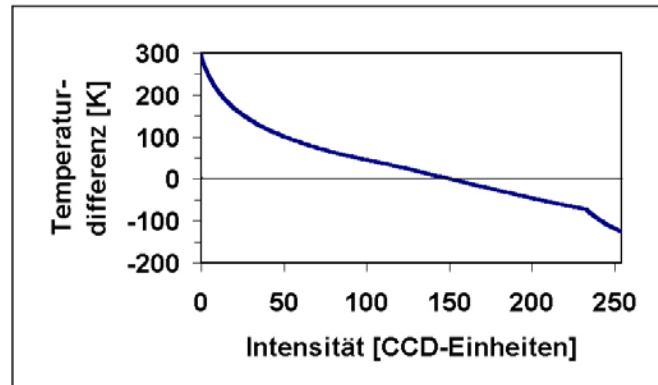


Bild 4-19: Darstellung der mit dem Messsystem ermittelbaren Temperaturdifferenz als Funktion der CCD-Einheiten bzgl. eines Leerbilds mit 150 CCD-Einheiten als Referenz.

Bzgl. dieses gewählten Bezugswertes von 150 CCD-Einheiten ergibt sich ein theoretischer Messbereich (Bild 4-19) für die Temperaturmessung von:

$$\Delta T = -125 \dots 280 \text{ K}$$

Dieser theoretische Messbereich wird wie oben beschrieben in der Praxis nicht genutzt. Zudem existieren weitere praktische Einschränkungen. Beispielsweise ist die Polystyrolmatrix der PSP-Schicht im oberen Messbereich nur bis 100°C stabil.

Druckmessung

Analog zur Temperaturmessung muss eine Bezugsbelichtung für die Leeraufnahme der Druckmessung gesetzt werden. Eine Bezugsbelichtung von 150 CCD-Einheiten ist für die Druckmessung mit dem abzudeckenden Messbereich vorteilhaft.

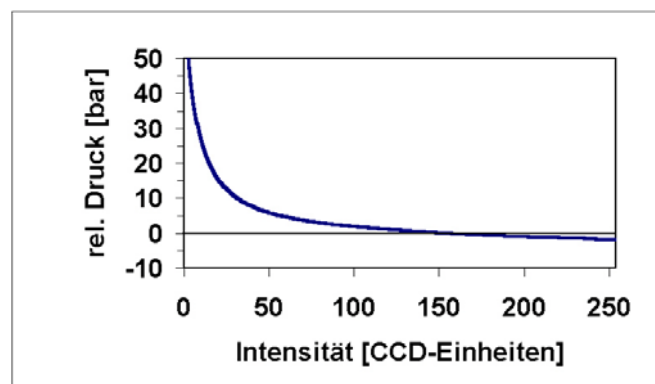


Bild 4-20: Darstellung des mit dem Messsystem ermittelbaren relativen Drucks als Funktion der CCD-Einheiten bzgl. eines Leerbilds mit 150 CCD-Einheiten als Referenz.

So ist der Messaufbau mechanisch für einen Druckbereich von $p = -1 \dots 10$ bar bzgl. einer Bezugsatmosphäre mit $p_{\text{abs}} = 1013$ hPa ausgelegt. Dieser kann bei der gewählten Bezugsbelichtung mit hoher Messauflösung gemessen werden (siehe Kapitel 4.3.2).

Bzgl. dieses gewählten Bezugswertes von 150 CCD-Einheiten kann von Seiten der PSP-Schicht/CCD-Kamera folgender theoretischer Druckmessbereich (Bild 4-20) erfasst werden:

$$p = -1 \dots 72 \text{ bar}$$

Der Messaufbau ist jedoch nur für Lagerspaltdrücke bis 10 bar ausgelegt, weshalb nicht der gesamte theoretische Messbereich ausgenutzt werden kann.

4.3.2 Messauflösung

Aufgrund der diskreten, digitalen Datenverarbeitung im Signalfuss der Messaufbauten limitiert diese die Auflösung der Temperatur- und Druckmessung. Explizit stellt die CCD-Kamera mit dem Abspeichern der vom CCD-Detektor erfassten Bilder als 8-bit RGB-Bitmap mit 255 Grauwertstufen das „Nadelöhr“ der Messung dar.

Zur Ermittlung der Messauflösung wird der Datenfluss zwischen CCD-Kamera und Datenweiterverarbeitung auf dem PC aufgetrennt (siehe Bild 4-21). Der PC-gestützten Datenweiterverarbeitung werden statt realen CCD-Bildern standardisierte, synthetische 8 bit RGB-Bitmap Bilder eingespielt.

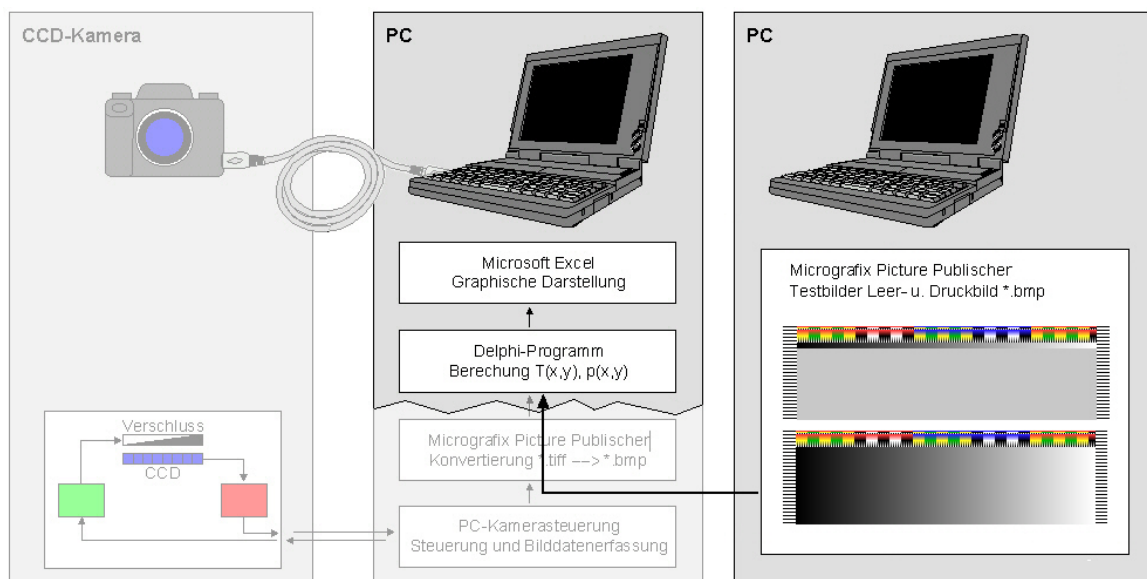


Bild 4-21: Darstellung der prinzipiellen Vorgehensweise zur Bestimmung der Funktion der Messauflösung mittels Einspielen von synthetischen Bildern in die Auswertesoftware

Als synthetischen Bilder werden ein RGB-Bitmap mit einem homogenen Bezugsgrauwert von 150 CCD-Einheiten (als „Leerbild“) und eine lineare Graustufenverteilung von 0 bis 255 CCD-Einheiten (als „Druckbild“) verwendet. Zudem sind in den Bildern Markierungsmuster am Bildrand angeordnet um die Zuordnung der Ergebnisse der Datenauswertung zu kontrollieren.

Die Grauwerte dieser Bitmap-Bilder werden durch die PC-gestützte Datenverarbeitung mit der jeweilig hinterlegten Kennlinie in Druck- bzw. Temperaturwerte umgerechnet.

Die diskreten Stufen der Grauwerte finden sich in den berechneten Temperatur- und Druckwerten wieder und erlauben die Bestimmung der jeweiligen Auflösung je Pixelmessung.

Die Belichtungscharakteristik der CCD-Kamera mit dessen drei Bereichen findet sich auch in der Messauflösung. Die Messauflösung ist hierdurch nicht konstant, sondern eine Funktion des CCD-Werts bzw. der gemessenen Temperaturdifferenz bzw. des relativen Drucks.

Temperaturmessung

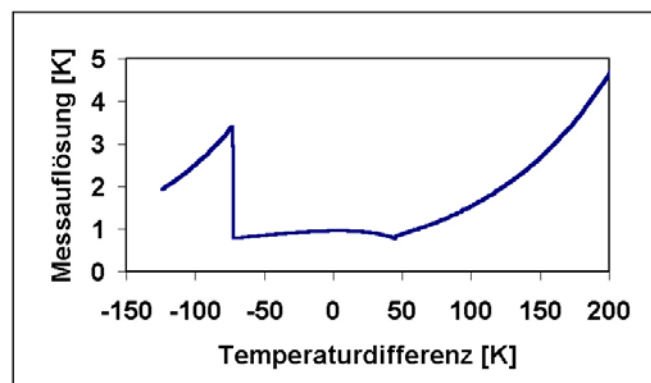


Bild 4-22: Darstellung Temporauflösung des Messsystems als Funktion der Temperaturdifferenz bzgl. einem Leerbild mit einer Intensität von 150 CD-Einheiten.

Im genutzten, kleinen Messbereich von $-10...+10$ K gewährt die beschriebene CCD-Messtechnik eine Temporauflösung von ca.:

$$\Delta T = 1 \text{ K}$$

bei einem einzelnen Pixel. Dies kann aus dem Diagramm im Bild 4-22 entnommen werden. Wie im Kapitel 3.3.3 bereits beschrieben, wird durch die Aufintegration mehrerer Pixel, verbunden mit dem stets vorhandenen Messrauschen im digitalen Signal, die Messauflösung verbessert.

Mit einer Aufintegration von $10 \times 10 = 100$ Pixel kann eine Messauflösung von $\Delta T = 0,01$ K erreicht werden.

Druckmessung

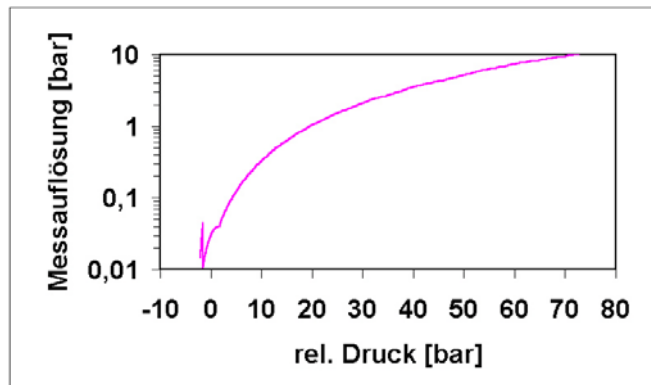


Bild 4-23: Darstellung der Druckauflösung des Messsystems als Funktion des relativen Drucks bzgl. einem Leerbild mit einer Intensität von 150 CD-Einheiten.

Im Messbereich von $p = -1$ bar bis 10 bar kann mit den Messaufbauten für ein einzelnes Pixel eine Druckauflösung von:

$$\Delta p < 300 \text{ mbar}$$

erzielt werden (siehe Bild 4-19). Im Messbereich von $p = 0$ bar bis 4 bar wird sogar eine Auflösung von $\Delta p < 100$ mbar erzielt.

Durch Aufintegration von $10 \times 10 = 100$ Pixel kann die Druckauflösung auf $\Delta p < 3$ mbar bzw. $\Delta p < 1$ mbar verbessert werden.

4.3.3 Messfehler

Fehlerquellen

Das optische Druck- und Temperaturmessverfahren, welches im beschriebenen Messaufbau realisiert ist, enthält vielerlei Elemente, welche auf die Messung Einfluss nehmen können. Die entsprechenden Unsicherheiten der Einflussgrößen sind entsprechend als Fehlerquellen zu werten. Einige Fehlerquellen lassen sich sehr gut quantitativ bestimmen bzw. abschätzen und sind in der Fehlerrechnung explizit enthalten. Andere Größen sind mit der verfügbaren Messtechnik nicht quantifizierbar bzw. aufgrund mangelnder Erfahrung nicht abschätzbar oder schlichtweg unbekannt.

Um den Aufwand der Fehlerrechnung und die dazugehörigen messtechnischen Quantifizierungen zu minimieren ohne Fehler zu unterschlagen, wird die Fehlerbetrachtung mit einer zangenartigen Methodik angegangen:

- Primär werden die bekannten und quantifizierbaren Fehler analytisch innerhalb einer Fehlerrechnung explizit bestimmt.
- In einem zweiten Schritt werden aus Daten, welche unter definierten Versuchsbedingungen gewonnen wurden, deren Gesamtfehler ermittelt.
- Durch Vergleich der beiden Werte lässt sich die Summe aller Fehler, welche nicht innerhalb der Fehlerrechnung berücksichtigt sind, quantitativ ermitteln

Gesetzmäßigkeit der optischen Druckmessung

Ausgangspunkt für eine Top-Down-Fehlerbetrachtung bzw. der Erstellung einer analytischen Fehlerrechnung ist die Gleichung der optischen Druckmessung. In diese müssen alle Fehlergrößen Einfluss nehmen und sich als Messfehler manifestieren.

$$p = A^* \cdot \frac{I_0}{I} + B^* \quad (35)$$

$$B^* = p - A^* \cdot \frac{I_0}{I_1} \quad (36)$$

$$\frac{I_0}{I} = \frac{I_{0,L}}{I_L} \cdot \frac{I_{N2}}{I_{0,N2}} \quad (37)$$

$$A^* = \frac{p_2 - p_1}{\left(\frac{I_0}{I_2} - \frac{I_0}{I_1} \right)} \quad (38)$$

Das eigentliche Messsignal stellt die Intensität des Lumineszenzlichts der PSP-Schicht dar, welche von der CCD-Kamera messtechnisch erfasst wird und als relative Intensität in die Gleichung der optischen Druckmessung einfließt. Insgesamt werden vier Intensitätsmessungen bzw. Intensitätsverteilungen des Lumineszenzlichts zur Berechnung der relativen Intensität herangezogen.

Die beiden Faktoren A^* und B^* werden nicht durch eine eindeutige physikalische Ableitung hergeleitet, sondern über Intensitätsmessungen experimentell bestimmt. Folglich enthalten sie auch Messfehler aus der experimentellen Bestimmung.

Beide werden aus Intensitätsmessungen an definierten O_2 -Partialdrücken bzw. entsprechenden relativen Luftdrücken berechnet. Insgesamt sind für die Bestimmung der Faktoren A^* und B^* Fehler bei den Intensitätsmessungen und fehlerhafte Annahmen bei den O_2 -Partialdrücken p_1 und p_2 zu berücksichtigen.

Intensitätsmessung

Die relative Intensität wird innerhalb der Datenbearbeitung (siehe Kapitel 4.1.3) aus den beiden Intensitätsverteilungen, Leer- und Druckbild der Druckmessung gebildet und durch die beiden Intensitätsverteilungen, Leer- und Druckbild der Temperaturmessung entsprechend dem Einfluss der Temperatur korrigiert.

Die Intensitätsmessung enthält Fehlerquellen, die in der Bildmesstechnik, der PSP-Schicht, dem optischen System, aber auch im Luftlager selber ihre Ursachen haben. Die beiden erst genannten Fehlerquellen lassen sich allgemein quantifizieren und werden in diesem Kapitel näher untersucht.

Die im optischen System und im Luftlager lokalisierten Fehlerquellen hängen sehr stark von den Versuchsbedingungen ab und werden nur in ihrer Ausprägung beschrieben. Bild 4-24 zeigt einige dieser nicht quantifizierbaren Einflussgrößen.

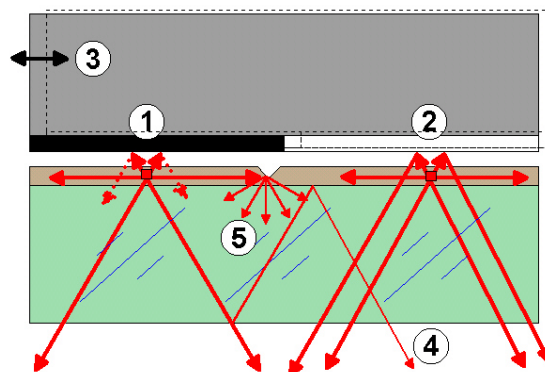


Bild 4-24: Darstellung einiger allgemein nicht quantifizierbaren Fehlerquellen. Z.B. das Verschieben einer reflektiv inhomogenen Luftlagerfläche 1, 2, Geisterbilder durch glasträgerinterne Spiegelungen 4 sowie Streustellen in der, als Lichtleiter fungierenden PSP-Schicht

Der Reflexionsgrad 1, 2 der Luftlagerfläche kann unter bestimmten Umständen Messfehler verursachen. Das Lumineszenzlicht von PSP-Bereichen, die sich unterhalb von Luftlagerflächen mit einem sehr geringen Reflexionsgrad 1 befinden, kann nur auf direktem Weg zur CCD-Kamera gelangen. Unterhalb einer hoch reflektiven Lagerfläche 2 gelangen neben den Strahlen des direkten Wegs auch die an der Luftlagerfläche reflektierten Lichtstrahlen zur CCD-Kamera. Zudem tritt das zur Anregung verwendete blaue Licht der LED-Quellen durch die Reflexion

zweimal durch die PSP-Schicht mit entsprechender Steigerung des Lumineszenzsignals.

Aufgrund der Bildung der relativen Intensität zwischen „Leer-„ und „Druckbild“ hat dieser Effekt bei statischen Gegenstandsbedingungen in erster Ordnung keine Auswirkung. Bewegungen des Luftlagers während der Messung in Verbindung mit einer Luftlagerfläche, die eine sehr inhomogene Reflektivität aufweist, verursachen deutliche Änderungen der Intensitätsmuster zwischen „Leer-„ und „Druckbild“. Dies kann sich im Speziellen bei den Mikroaufnahmen mit der großen Vergrößerung und der „Verwacklungsgefahr“ deutlich als Messrauschen bemerkbar machen. Durch mehrfache Wiederholung der Messung bzw. durch Vergleich mit dem absoluten Intensitätsmuster können entsprechende Fehler als solche erkannt werden.

Das Lumineszenzlicht wird an der unteren Grenzfläche des Glasträgers zum Teil reflektiert. Hierdurch entstehen Geisterbilder 4, welche gegenüber dem ursprünglichen Bild aufgrund der großen Dicke des Glasträgers deutlich verschoben sind. Durch das Aufbringen einer Entspiegelungsschicht auf der Unterseite des Glasträgers kann dieser Effekt nahezu vollständig unterdrückt werden.

Durch Einkopplung von Lumineszenzlicht in die PSP-Schicht entwickelt sich eine hohe Lichtintensität in dieser Art Lichtleiter. An Verunreinigungen oder Kratzer innerhalb der PSP-Schicht 5 können diese Lichtintensitäten gestreut und damit ausgekoppelt werden und fälschlicherweise das Verhalten der eigentlichen Quellen dieser Lumineszenzlichter wiedergeben.

Insbesondere unter lokal dunklen Lagerflächenbereichen können die beiden beschriebenen Störeinflüsse einen deutlichen Fehlerbeitrag liefern.

Analytische Fehlerbetrachtung

Aus den Gleichungen (35) bis (38) können über das Fehlerfortpflanzungsgesetz nach Gauß die entsprechenden Fehlerrechnungen abgeleitet werden. Nachfolgend ist die Gleichung der ersten Ebene dieser Fehlerbetrachtung (39) dargestellt. Eine ausführliche Darstellung und Herleitung der kompletten Fehlerrechnung findet sich im Anhang.

$$\Delta p_F = \sqrt{\left(\frac{I_0}{I} \cdot \Delta A^*\right)^2 + \left(A^* \cdot \Delta \frac{I_0}{I}\right)^2 + (\Delta B^*)^2} \quad (39)$$

Die quantifizierbaren Anteile des Intensitätsmessfehlers ΔI sind als Messfehler der Bildmesstechnik ΔI_{CCD} sowie die in der PSP-Schicht und Anregungslichtquelle

lokalisierten Fehler ΔI_{EM} in der nachfolgenden Gleichung (40) entsprechend berücksichtigt:

$$\Delta I = \sqrt{\Delta I_{EM}^2 + \Delta I_{CCD}^2} \quad (40)$$

$$\Delta I_{CCD} = \sqrt{\frac{1}{n} \Delta I_{Rauschen}^2 + \Delta I_{Drift}^2} \quad (41)$$

Der Fehler in der Bildmesstechnik lässt sich in einen drift- und rauschbedingten Fehler unterscheiden. Letzterer kann durch Mittelung über mehrere Pixel reduziert werden. Gleichung (41) berücksichtigt die entsprechende Gesetzmäßigkeit.

Wird die Betrachtungsrichtung in eine Bottom-Up-Sicht umgekehrt, so steht die Spannungsversorgung der LED-Module mit ΔU_{Ges} und Temperatur der LEDs aufgrund deren Abhängigkeit am unteren Beginn der Fehlerbetrachtung.

Insgesamt fließen in die analytische Fehlerbetrachtung die Größen:

- Betriebsspannung,
- Temperatur der LEDs,
- Druckwerte für die Referenz und Kalibrierung sowie
- Drift und Rauschen der CCD-Messtechnik ein

Für den realisierten Messaufbau in Verbindung mit der verwendeten 8 bit CCD Kamera (Fujicolor FinePix Pro S1) wird aus der analytischen Fehlerbetrachtung ein Fehler von $\Delta p_F = 0,29$ bar bzgl. der Druckmessung über ein Pixel ermittelt. Durch eine Mittelung über $3 \times 3 = 9$ Pixel lässt sich der Fehler auf $\Delta p_F = 0,1$ bar bei $10 \times 10 = 100$ Pixel bereits auf $\Delta p_F = 0,04$ bar reduzieren.

Gesamtfehler

Wie im oberen Teil beschrieben, werden neben den analytisch quantifizierbaren Fehlern auch die nicht berücksichtigten Fehler zumindest als Abschätzung empirisch ermittelt. Die Differenz zwischen den analytischen und dem Gesamtfehler entspricht den unbekanntem Fehlerquellen.

Hierzu wird die PSP-Schicht des bereits in Kapitel 4.1.1 beschriebenen Kalibrierkörpers zeitlich konstanten Bedingungen bzgl. Temperatur und O_2 -Partialdruck ausgesetzt. Explizit wird der Körper auf 18°C temperiert und Luft unter atmosphärischen Druckbedingungen ausgesetzt. Vier Aufnahmen (entsprechend jeweils einem Leer- und Druckbild der Temperatur- und Druckmessung), welche unmittel-

bar nacheinander angefertigt werden, werden in das Delphi-Programm zur Erreichung der Druckverteilung eingespielt.

Die Messergebnisse (siehe Bild 4-25) zeigen einen Gesamtfehler - bezogen auf ein Pixel - von $\Delta p_F = 0,11$ bar. Der Vergleich mit den analytisch quantifizierten Fehlerbeiträgen, welche mit einem Wert von $\Delta p_F = 0,29$ bar in derselben Größenordnung liegen, schließt quantitativ unbekannte Fehlerquellen mit dominierenden Fehlerbeiträgen aus.

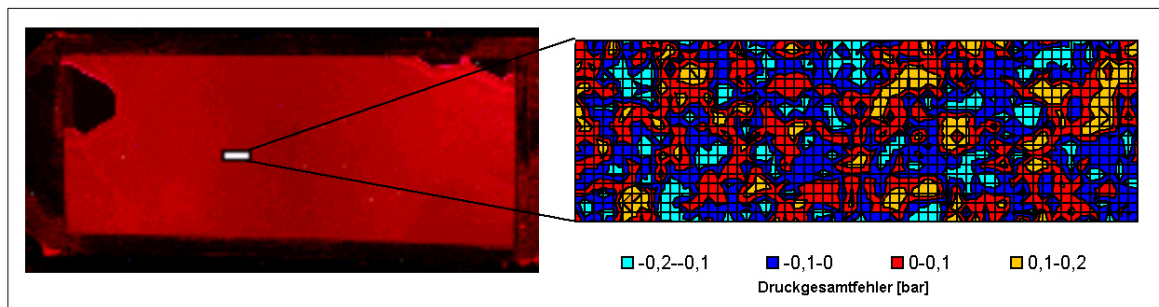


Bild 4-25: Untersuchung des Gesamtfehlers einer simulierten Druckmessung gebildet aus vier unmittelbar aufeinander folgenden Aufnahmen des Kalibrierkörpers, der auf konstant $T = 18^\circ\text{C}$ temperiert und mit Luft unter atmosphärischen Bedingungen beaufschlagt ist, wobei bzgl. eines Pixels ein mittlerer absoluter Gesamtfehler von $\Delta p = 0,11$ bar bzw. davon eine Drift $\Delta p = 0,012$ bar beobachtbar sind und für die analytisch quantifizierten Fehler ein Wert von $\Delta p = 0,29$ bar erwartet wird.

Der Driftanteil, welcher aus den Messergebnissen abgeleitet werden kann, beträgt $\Delta p_F = 0,012$ bar und entspricht mit ca. 10% Anteil am Gesamtfehler den theoretisch ermittelten Werten aus der analytischen Fehlerbetrachtung.

Systemanalyse und Optimierungsziele

Die nachfolgende Aufschlüsselung der analytisch betrachteten Fehlerquellen zeigt deren Dominanz bzgl. des realisierten Messaufbaus (siehe Bild 4-26). Die verwendete Spannungsquelle und die Drift der CCD-Kamera weisen mit einem Anteil von insgesamt unter 1% am Gesamtfehler einen vernachlässigbaren Einfluss auf.

Die Temperaturdrift der Anregungslichtintensität hat bei der angenommenen Temperaturänderung von maximal $\Delta T = 0,5$ °C im Umfeld der LEDs bereits einen Anteil von 2%.

Mit 97% den weitaus größten Anteil am Fehler der Druckmessung hat das Rauschen der 8 bit CCD-Messtechnik der Fujicolor FinePix S1 Pro.

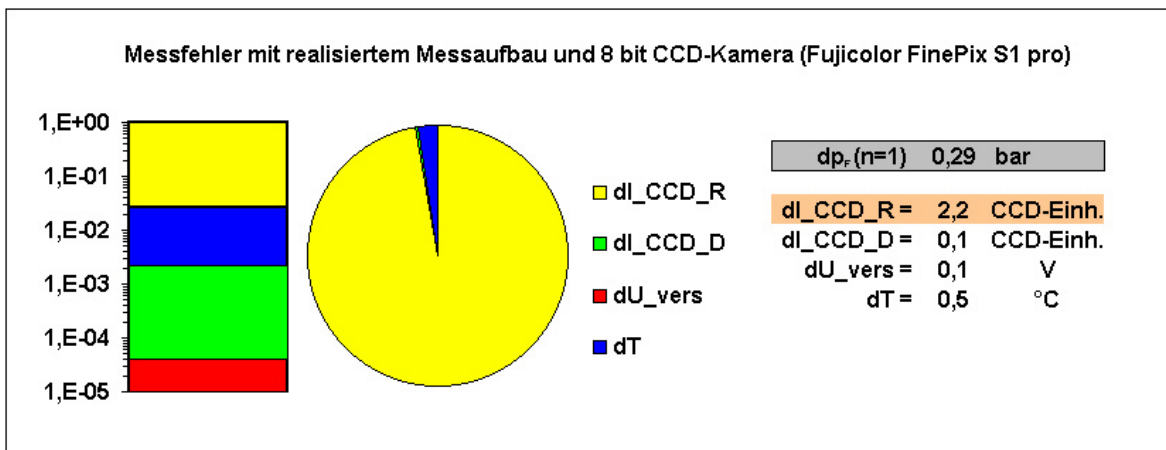


Bild 4-26: Grafische Darstellung der Ergebnisse der Fehlerrechnung ($\Delta p = 0,3$ bar) für den realisierten Messaufbau in Verbindung mit der Fujicolor FinePix S1 Pro, wobei die überaus große Dominanz des Rauschens der 8 bit-CCD-Messtechnik zu erkennen ist

Ein großes Verbesserungspotential beinhaltet auch die CCD-Kamera. Wird die für Fotoaufnahmen konzipierten Fujicolor 8 bit CCD-Kamera durch eine gekühlte 12 bit CCD-Kamera ersetzt, kann das Rauschen deutlich reduziert werden (siehe Bild 4-27). Zudem kann auf eine Mittelung verzichtet und die volle Ortsauflösung ausgenutzt werden.

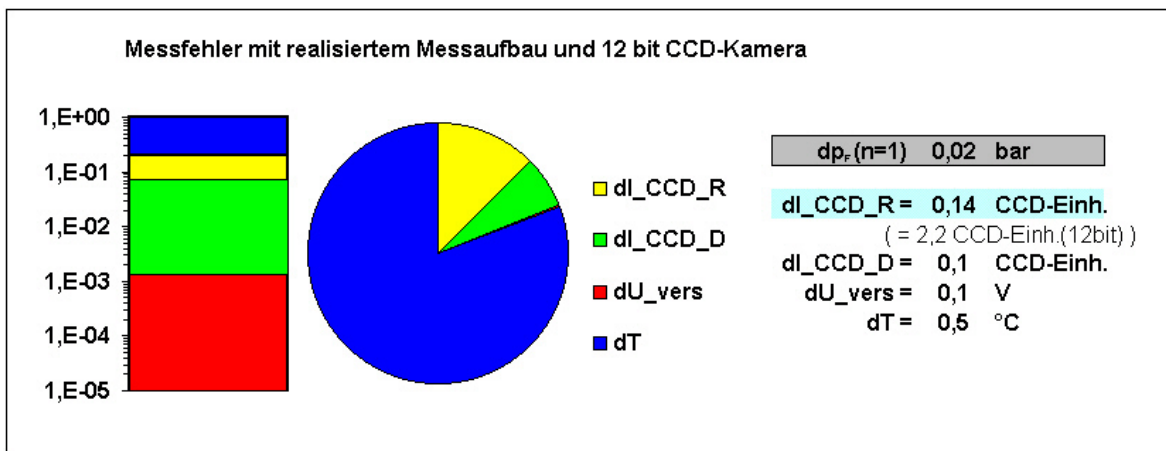


Bild 4-27: Darstellung des Optimierungsansatzes für den realisierten Messaufbau durch eine 12 bit-CCD-Kamera mit entsprechend verringertem Rauschen, wodurch die Temperaturabhängigkeit der LED-Beleuchtung an Dominanz gewinnt

Insgesamt ergibt sich durch den Einsatz einer 12 bit CCD-Kamera ein Druckmessfehler je Einfachpixel von nur $\Delta p_F = 0,024$ bar. Durch Mittelung über $3 \times 3 = 9$ bzw. $10 \times 10 = 100$ Pixel kann der Fehler mit $\Delta p_F = 0,016$ bar bzw. $0,015$ bar kaum reduziert werden. Grund hierfür ist die Dominanz des Fehlers der LED-Beleuchtung, welche jedoch auf Annahmen beruht.

Vor Verbesserung der CCD-Messtechnik ist es sinnvoll die Konstanz der LED-Beleuchtung experimentell zu überprüfen. Zudem finden sich derzeit noch signifikante Fehler in der pneumatischen Regelung des Versorgungsdrucks. Die Fehlerbeiträge weisen Werte von $\Delta p_F > 0,05$ bar auf und dominieren damit den Gesamtfehler. Mit der Reduzierung des driftbedingten Fehlers auf Seiten der optischen Druckmesstechnik ist eine entsprechende Anpassung der Druckversorgungsgüte zu empfehlen.

4.4 Dynamische Eigenschaften von PSP-Schichten

Für die Untersuchung aerostatischer Lager ist ein kostengünstiger Versuchsaufbau realisiert. Mit diesem ist es möglich, die Zeitkonstante für das Eindiffundieren von Sauerstoffmolekülen in die PSP-Schicht zu bestimmen.

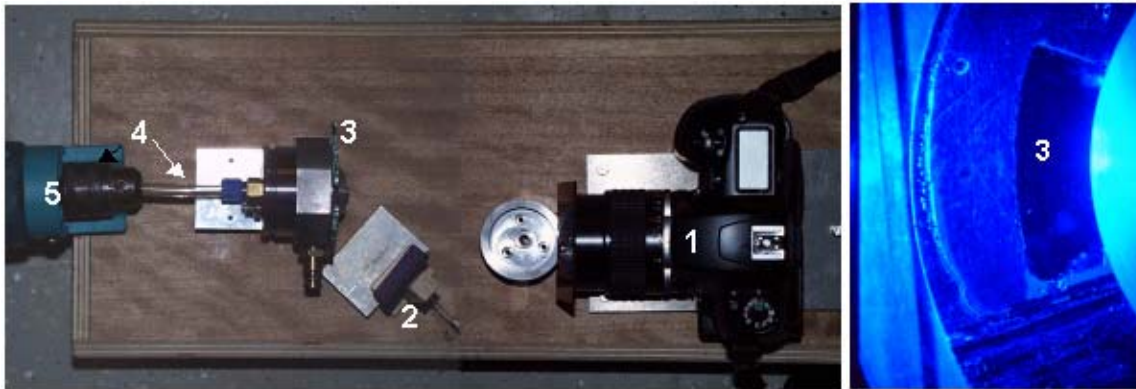


Bild 4-28: Abbildung des Versuchsaufbaus (li.) für die Bestimmung der Zeitkonstanten bzgl. des Eindiffundieren von Sauerstoff mit einem rotierenden, PSP-beschichteten Glasträger (durch eine Bohrmaschine 5 und elastische Welle 4 angetrieben), Die CCD-Kamera 1 blickt auf die PSP-Schicht über der Druckkammer 3.

Bild 4-28 zeigt den gesamten Aufbau von oben betrachtet (li.) sowie die zentrale Druckkammer 3 und den darüber liegenden PSP-beschichteten Glasträger aus der Sicht der Kamera 1 (re.). Dieser ist so in einen speziellen Lagerblock drehbar eingespannt, dass sich zwischen PSP-Schicht und Lagerblock ein nur wenige Mikrometer großer Spalt ausbildet. Die im Lagerblock eingearbeitete Kammer 3 kann unter Druck gesetzt werden. Die PSP-Schicht wird durch eine blaue LED-Quelle 2 beleuchtet. Die CCD-Kamera 1 ist mit einem roten Farbfilter ausgestattet und blickt auf den Teil der PSP-Schicht, der sich über der Druckkammer befindet. Angetrieben durch eine Bohrmaschine 5 und über eine elastische Welle 4 wird der PSP-beschichtete Glasträger in Rotation versetzt.

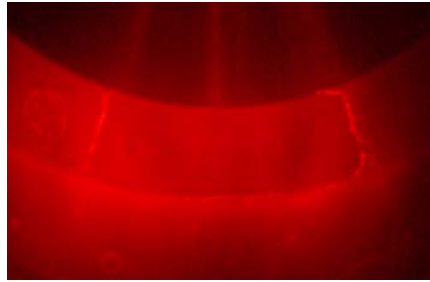


Bild 4-29: Abbildung der Lumineszenzlichtverteilung einer PSP-Schicht mit poröser Matrix

In Bild 4-29, ist ein Verteilungsmuster der Lumineszenzemission der sich über die Kammer hinwegdrehenden PSP-Schichten abgebildet. Erhöht sich die Rotationsgeschwindigkeit des Glasträgers, zeigt die Intensitätsverteilung einen Einlauf- und Auslaufbereich im Bereich der Druckkammer.

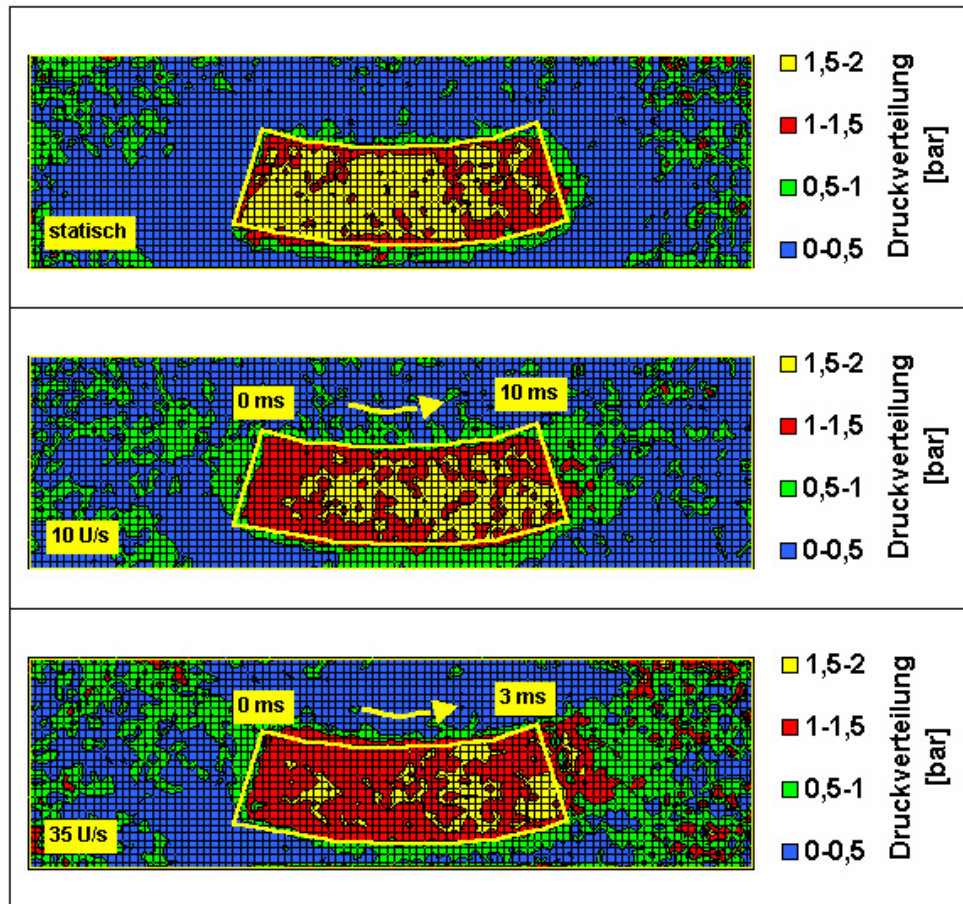


Bild 4-30: Darstellung der Druckverteilung gemessen mit dem PSP-Verfahren, welche sich oberhalb der Druckkammer bei einem ruhendem sowie mit 10 U/s und mit 35 U/s rotierenden Glasträgern einstellt. Die Lage eines PSP-Elements in Umfangsrichtung korrespondiert mit der Druckexpositionszeit.

Diese Erscheinung begründet sich durch die endliche Diffusionsgeschwindigkeit des Sauerstoffs in die PSP-Schicht. Das PSP-Druckmesssignal „hinkt“ hierdurch den sprunghaften Druckänderungen (Eintritt in bzw. Verlassen des Druckkammerbereichs) hinterher. Die entsprechenden Druckmesswerte, der O_2 -Partialdruck bedingten Intensitätsänderung abgeleitet werden, sind in Bild 4-30 dargestellt.

Die PSP-Schicht mit welcher der Glasträger beschichtet ist, besteht aus einer wenige Mikrometer dicken, porösen Schicht, in welche PtTFPP eingelagert ist.

Jedem Punkt der Intensitätsverteilung, der sich vorbei drehenden PSP-Schicht, lässt sich eine Zeit bzgl. der Exposition des hohen Druckniveaus der Druckkammer zuordnen. Da am linken Rand die PSP-Schicht in das hohe Druckniveau der Druckkammer eintritt, ist diesem die Zeit $t = 0$ s zuzuordnen. Am rechten Rand verlässt sie den Einfluss des hohen Druckniveaus und ist wieder der Umgebungsbedingung ausgesetzt. Dem rechten Rand wird aus dem Winkel zwischen rechten und linken Rand sowie aus der Drehzahl des PSP-Glasträgers eine entsprechende Expositionszeit zugeordnet.

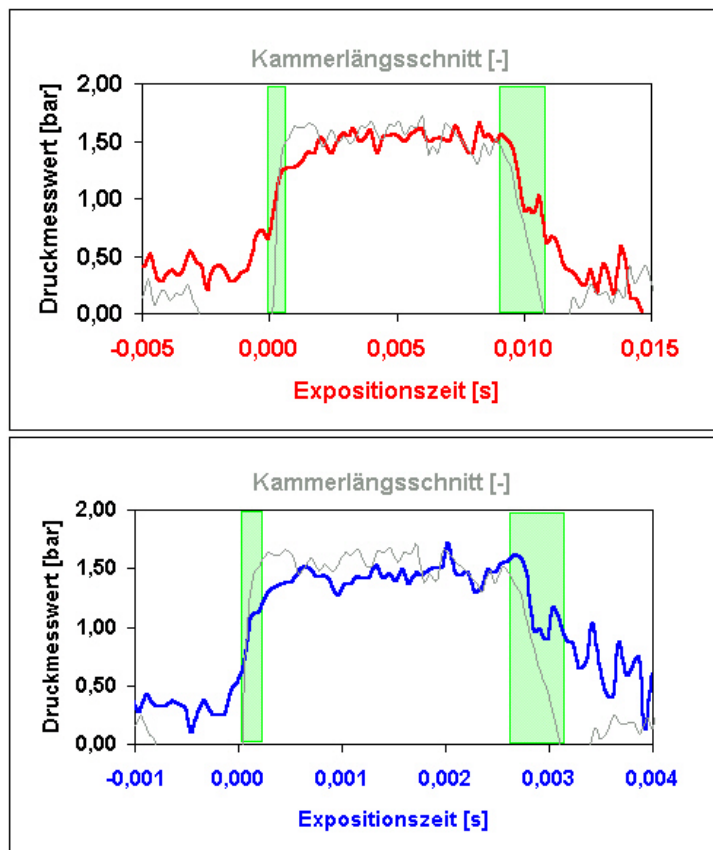


Bild 4-31: Ableitung des zeitlichen Verhaltens des Druckmesswerts der PSP-Messung aus der örtlichen Verteilung der PSP-Messwerte in Kammerlängsrichtung (rot - 10 U/s, blau - 35 U/s) wobei die kritisch zu bewertenden Bereiche (Einfluss des Spaltdichtungsdruckgradienten) grün markiert sind

Im Diagramm, Bild 4-31, sind die Intensitätsverteilungen in Abhängigkeit der Expositionszeit für die beiden Drehzahlen (10 U/s und 35 U/s) dargestellt. Aufgrund der technisch bedingten Breite der Spaltdichtung der Kammer findet sich kein exakt sprunghafter Druckanstieg bzw. -abfall. Um den Einfluss des örtlichen Druckgradienten in der Spaltdichtung qualitativ einbeziehen zu können ist neben der Graphen Druck über Expositionszeit auch die örtliche Druckverteilung (Kammerlängsschnitt) dargestellt. In den grün markierten Bereichen beeinflusst der Druckgradient im Spalt den Verlauf des Graphen Druck über Expositionszeit.

Unter Berücksichtigung des Einflusses des Spaltdichtungsgradienten kann aus dem Diagramm der diffusionsbedingte zeitverzögerte Anstieg des PSP-Druckmesswerts herausgelesen werden.

Im Bild 4-32 sind die beiden Graphen (10 U/s und 35 U/s) in einem Druckmesswert-Expositionszeit-Diagramm dargestellt. Wie auch die Theorie erwarten lässt, hat die Rotationsgeschwindigkeit bzgl. dieser Darstellung keinen Einfluss.

Anhand des Abfallverhaltens der PSP-Schicht beim Austreten aus dem Druckkammerbereich ist das exponentielle Verhalten deutlich erkennbar. Beiden Kennlinien (10 U/s und 35 U/s) ist eine entsprechende Exponentialfunktion überlagert. Die Zeitkonstante, welche diese beschreibt beträgt $\tau = 1,5$ ms.

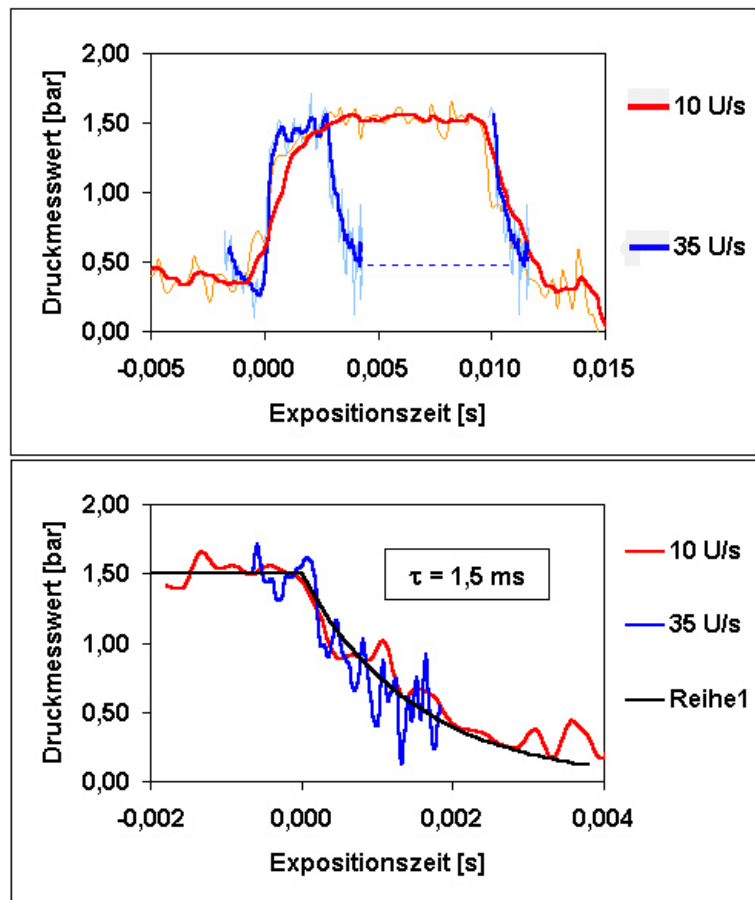


Bild 4-32: Darstellung des zeitlichen Verhaltens der PSP-Druckmesswerte in Kammerlängsrichtung der beiden Drehzahlen (rot - 10 U/s, blau - 35 U/s). Den beiden abfallenden PSP-Druckwerten kann eine Exponentialfunktion mit der entsprechenden Zeitkonstanten τ überlagert werden.

Die vorliegende, poröse PSP-Schicht zeigt eine Zeitkonstante von $t = 1,5 \text{ ms}$. Sie eignet sich hierdurch grundsätzlich für dynamische Untersuchungen von Schwingungsvorgängen bis zu einer Frequenz von $f = 1000 \text{ Hz}$

Zudem kann durch die Kenntnis der Zeitkonstanten die messtechnische Phasenverschiebung rechnerisch korrigiert werden. Hierdurch sollte eine phasengenaue messtechnische Bestimmung des dynamischen Verhaltens der Strömungsverhältnisse möglich sein. Da realitätsnahe Simulationsmodelle für dynamische Vorgänge unakzeptabel lange Rechenzeiten erfordern, könnten die ortsaufgelösten dynamischen Daten den Aufbau vereinfachter Simulationsmodelle ermöglichen.

5 Zusammenfassung

Innerhalb der wissenschaftlichen Arbeit war es möglich die Technologie der optischen Druckmessung erfolgreich für die Bestimmung der Druckverteilung im Spalt aerostatischer Lager um zu setzen. Gegenüber der bisher eingesetzten Messtechnik waren hierdurch in mehreren Bereichen Verbesserungen um zwei Größenordnungen möglich.

Die Aufwände für die Grundlagenuntersuchungen und die Entwicklung des Messsystems konnten mit 3 Mann-Jahren sehr gering gehalten werden. Durch eine optimale Abstimmung unter mechatronischen Gesichtspunkten konnte ein, mit wenigen Tausend Euro sehr kostengünstiges Messsystem realisiert werden.

Gegenüber dem Stand der Technik [69] sind folgende Verbesserungen erzielt worden:

- *Reduktion der Messzeiten von mehreren Stunden auf wenige Minuten*
- *Verbesserung der Ortsauflösung von 500 μm auf 5 μm*

Die beiden realisierten Messsysteme – Lagerflächen- und Düsenmesssaufbau - ermöglichen eine Untersuchung von aerostatischen Planarluftlagern bis zu einem Durchmesser von 100 mm.

Der Lagerflächenmessaufbau ermöglicht die Beurteilung der Druckverteilung über die gesamte Lagerfläche. Die beste erzielbare Ortsauflösung liegt dabei bei 80 μm . Zur Verminderung des Messrauschens wird eine örtliche Mittelung empfohlen, welche die Ortsauflösung um den Faktor 10 auf 0,8 mm verschlechtert.

Der Düsenmessaufbau erlaubt die Bestimmung der Druckverteilung in den Düsenbereich. Der erfassbare Ausschnitt der Lagerfläche umfasst etwa 4,5 x 3mm. Mit der eingesetzten Optik kann eine Ortsauflösung von bis zu 5 μm erzielt werden. Diese erlaubt selbst die messtechnische Erfassung von Druckverteilungen, welche durch Einlaufeffekte an Mikrodüsen entsprechender Luftlager auftreten. Das Messrauschen stört aufgrund der hohen Druckgradienten hierbei weniger.

Beide Messaufbauten erzielen eine Druckauflösung von $\Delta p = 70$ hPa und einen mittleren Fehler von $\Delta p_F = 300$ hPa bezogen auf ein einzelnes Pixel. Wird über $10 \times 10 = 100$ Pixel integriert, so kann die Druckauflösung auf $\Delta p = 0,7$ hPa verbessert werden. Bei dieser Mittelung beinhaltet das Messsystem einen mittleren Fehler von $\Delta p_F = 40$ hPa.

Durch die Umsetzung der analysierten Verbesserungspotentiale – im Speziellen der Einsatz einer hochwertigen 12-bit-CCD-Kamera - ist es möglich, die Qualität der Messungen deutlich zu erhöhen.

Wie in Bild 4-16 Kapitel 4.2.2 dargestellt, zeichnen sich die Strömungsmuster im Luftlagerspalt beim abrupten Wechsel zwischen Luft- und N_2 -Druckversorgung ab. Diese Visualisierung von Strömungsmustern kann zusätzliche Hinweise bei der Überprüfung von Simulationen liefern.

Aufgrund des zunehmenden Markts für dynamisch optimierte aerostatische Lager gewinnen die dynamischen Vorgänge im Luftlagerspalt vermehrt an Interesse. Da eine simulative Untersuchung aufgrund des zu großen Rechenaufwands nicht durchführbar ist, fehlen bisher genaue Kenntnisse über die genauen Mechanismen bzgl. des dynamischen Verhaltens aerostatischer Lager.

Die Technologie der beiden Messaufbauten eignet sich grundsätzlich für die Bestimmung von periodisch-dynamischen Druckverteilungsmustern. In Bild 5-1 ist das Konzept zur Nutzung der vorhandenen Messaufbauten für dynamische Messungen dargestellt.

Mittels eines zu integrierenden Piezoaktors können einem zu untersuchenden Luftlager periodische Schwingungen aufgeprägt werden. Die vorhandenen LED-Lichtquellen, welche das Anregungslicht liefern, können über eine entsprechende einfache Treiberschaltung periodische Lichtpulse mit ausreichend hoher Intensität erzeugen. Auf die Schwingungen des Luftlagers getriggerte Lichtpulse erlauben trotz der Langzeitbelichtung des CCD-Detektors die Bestimmung der Druckverteilung für einen kurzen Ausschnitt der Schwingungsperiode.

Die Zeitkonstante der Lumineszenzvorgänge der untersuchten PSP-Schichten erlauben zeitliche Auflösungen von bis zu $f = 1$ kHz. In der Literatur sind sogar PSP-Schichten für bis zu $f = 10$ kHz beschrieben. Eine Lokalisierung der anregenden und dämpfenden Prozesse innerhalb der Lagerfläche und deren Quantifizierung sollten hierdurch möglich sein.

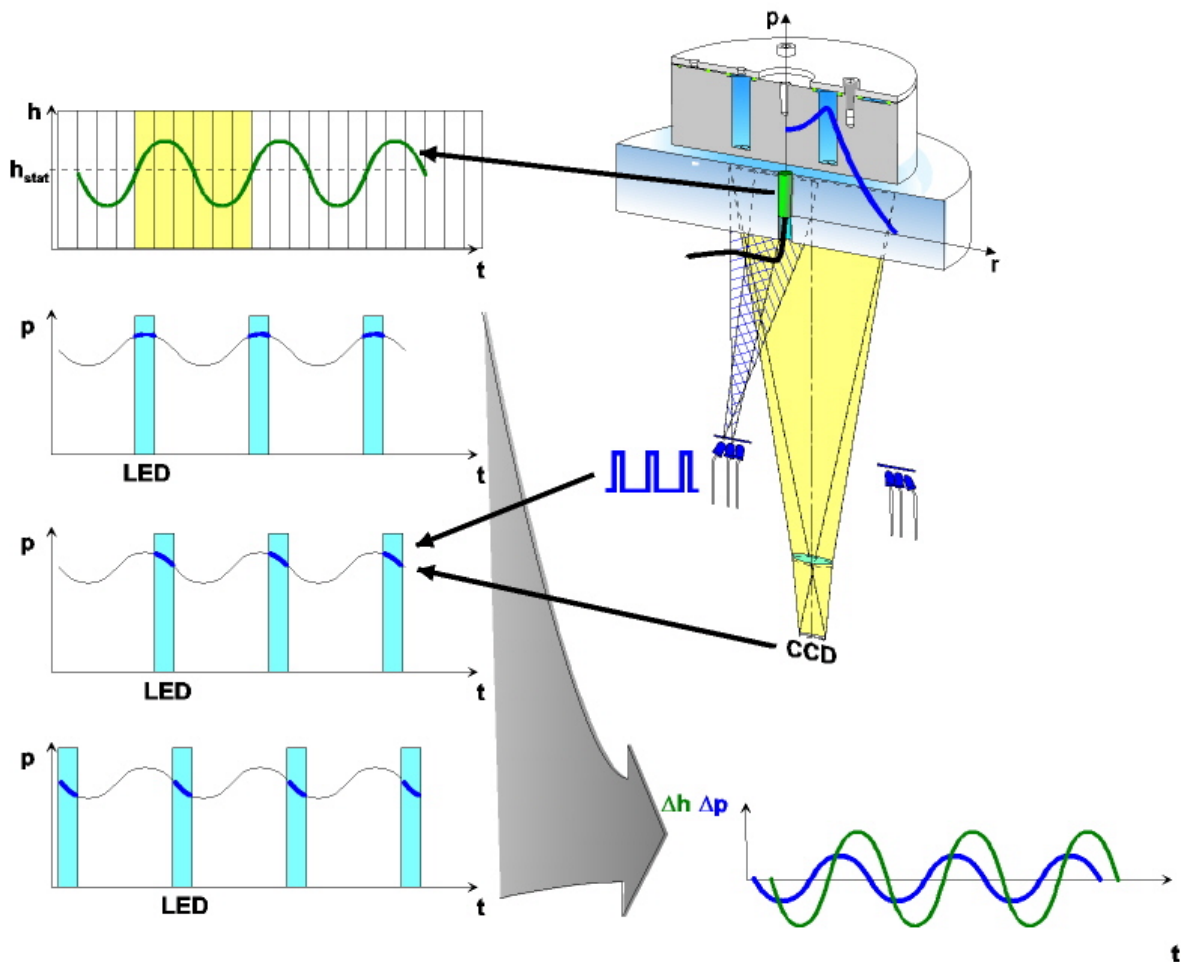


Bild 5-1: Konzept zur Weiterführung der Messaufbauten zur Bestimmung des dynamischen Verhaltens der Druckverteilung eines Luftlagers unter dynamischen Lasten und der Lokalisierung dämpfender und destabilisierender Bereiche

Grundsätzlich sollte es möglich sein aus den experimentell ermittelten Daten die dynamischen Vorgänge zu verstehen und entsprechend vereinfachte Simulationsmodelle abzuleiten. Das Verständnis der grundsätzlichen dynamischen Vorgänge und die Verfügbarkeit anwendbarer Simulationsmodelle sollte eine gezielte Entwicklung dynamisch optimierter aerostatischer Lager möglich machen.

Die Verfügbarkeit eines dynamischen Messaufbaus mit geringen Messaufwänden ist auch für den laufenden Entwicklungsbetrieb essentiell. Die im ersten Schritt simulativ dynamisch optimierten Lagerelemente lassen sich durch Testlager experimentell verifizieren. Die kurzen Messzeiten und der geringe Messaufwand erlauben bereits an einem Lagerprototyp die Überprüfung der simulativen Prognosen für das dynamische Verhalten der entwickelten Luftlager. Das Entwicklungsrisiko kann hierdurch zu einem frühen Zeitpunkt – in der Phase des Luftlagerprototypen- minimiert werden.

6 Anhang

6.1 Verifikation der Bildauswertungssoftware

Sowohl die Temperatur- als auch die Druckmessung beruhen auf der Auswertung von Intensitätsverteilungen der PSP-Schicht, welche mit der CCD-Kamera quantitativ erfasst wird.

Die speziell für die Auswertung dieser als bmp-Dateien vorliegenden Messdaten erstellte Software umfasst viele Bearbeitungsschritte und ist entsprechend komplex aufgebaut. Grundsätzlich erhöht sich mit dem Komplexitätsgrad einer Software die Wahrscheinlichkeit für einen systematischen Fehler in der Software mit signifikanter Auswirkung auf das Messergebnis.

Die Entwicklung der Software ist von evolutionärem Charakter, da fortwährend neue Erkenntnisse in die ursprüngliche Software eingearbeitet wurden. Aufgrund der Kürze der Entwicklung konnte keine grundlegende Neuentwicklung der Auswertesoftware durchgeführt werden. Der Entwicklungsprozess der Auswertesoftware entspricht hierdurch nicht den geltenden Prinzipien.

Aufgrund dieser Einschätzung ist neben der Beurteilung des Algorithmus der Auswertesoftware ein Test mit Hilfe von Messdaten mit bekannter Systematik durchzuführen.

Der erste Datenbearbeitungsschritt ist das Berechnen der absoluten Intensität aus den Bitmap-Rohdaten der CCD-Kamera und der hinterlegten CCD-Empfindlichkeitscharakteristik. Der Test dieser Datenkorrektur wird mit verschiedenen CCD-Aufnahmen einer zeitlich konstanten Intensitätsverteilung durchgeführt. Diese Aufnahmen derselben Intensitätsverteilung variieren in den Belichtungszeiten. Bei einer korrekten Datenkorrektur lassen sich alle errechneten Intensitätsverteilungen durch Multiplikation mit dem Verhältnis der Belichtungszeiten ineinander überführen. Bild 7-1 zeigt die bei 1/6 s, 1/3 s und 2/3 s Belichtungszeit angefertigten Aufnahmen einer Intensitätsverteilung als bmp-Rohdatensatz (in CCD-Einheiten) im rechten Diagramm sowie als korrigierte bmp-Datensätze (CCD_k-Einheiten) im linken Diagramm. Die Daten der 1/3 s und 2/3 s Belichtungszeit sind durch entsprechende multiplikative Korrektur in eine 1/6 s entsprechende Verteilung überführt. Während die überführten bmp-Rohdaten eine deutli-

che Abweichung in Ihrer Charakteristik bzgl. dem 1/6 s-Datensatz zeigen, decken sich die überführten Graphen der korrigierten bmp-Datensätze weitestgehend. Der Nachweis der grundsätzlichen Funktion bzw. Wirksamkeit der bmp-Datenkorrektur ist hiermit erbracht.

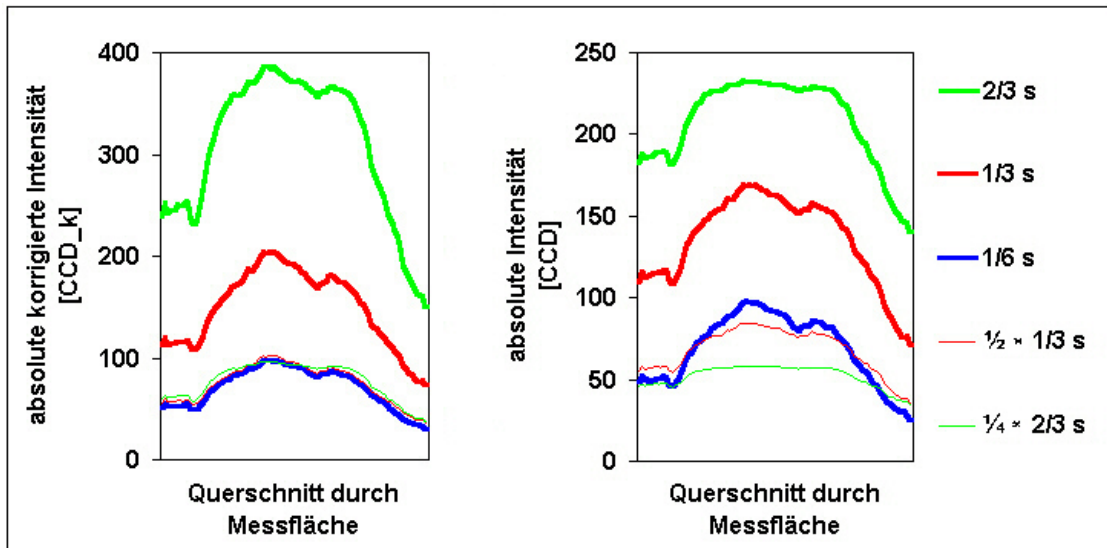


Bild 6-1: Darstellung der datenkorrigierten Bitmap-Daten (li.) und der Bitmap-Rohdaten (re.) wobei eine Intensitätsverteilung mit unterschiedlichen Belichtungszeiten erfasst wird

Insgesamt sind die durch Variation der Belichtungszeit erhaltenen Intensitätsverteilungen nicht vollständig durch den entsprechenden multiplikativen Faktor zur Deckung zu bringen. Ursache für diese Abweichungen kann an der unzureichenden Beschreibung und Korrektur der CCD-Charakteristik durch die linearen bzw. quadratischen Kennlinien liegen. Zudem ist es möglich, dass die für die Kennlinienbildung verantwortliche Kameraelektronik aufgrund von Drifterscheinungen von den vormals experimentell bestimmten Kennlinien abweicht.

Nachfolgend sind im Bild 7-2 flächige Intensitätsverteilungsmuster (li.) und durch Einspielen in die Auswertesoftware daraus abgeleitete relative Intensitäten (re.) dargestellt. Die linken drei Verteilungsmuster sind analog der vorangehenden Untersuchung ebenfalls durch Variation der Belichtungszeit (2/3 s, 1/3 s und 1/6 s) entstanden. Zur Unterscheidung der einzelnen CCD-Kennlinienbereiche sind diese in den linken Intensitätsverteilungen entsprechend farbig markiert.

Wird die relative Intensität mit zwei mittleren (hier grün dargestellten) CCD-Kennlinienbereichen aus den drei Intensitätsverteilungen gebildet, so wird der erwartete Wert von $I_0/I = 2$ weitestgehend erreicht. Auch die Bildung der relativen Intensität mit dem mittleren und mit intensitätsmäßig nahe dem mittleren liegenden unteren (hier blau dargestellten) CCD-Kennlinienbereich liefert den korrekten Wert

von $I_0/I = 2$. Falsche Werte liefert die Bildung der relativen Intensität bei einer Beteiligung des oberen oder unteren CCD-Kennlinienbereichs.

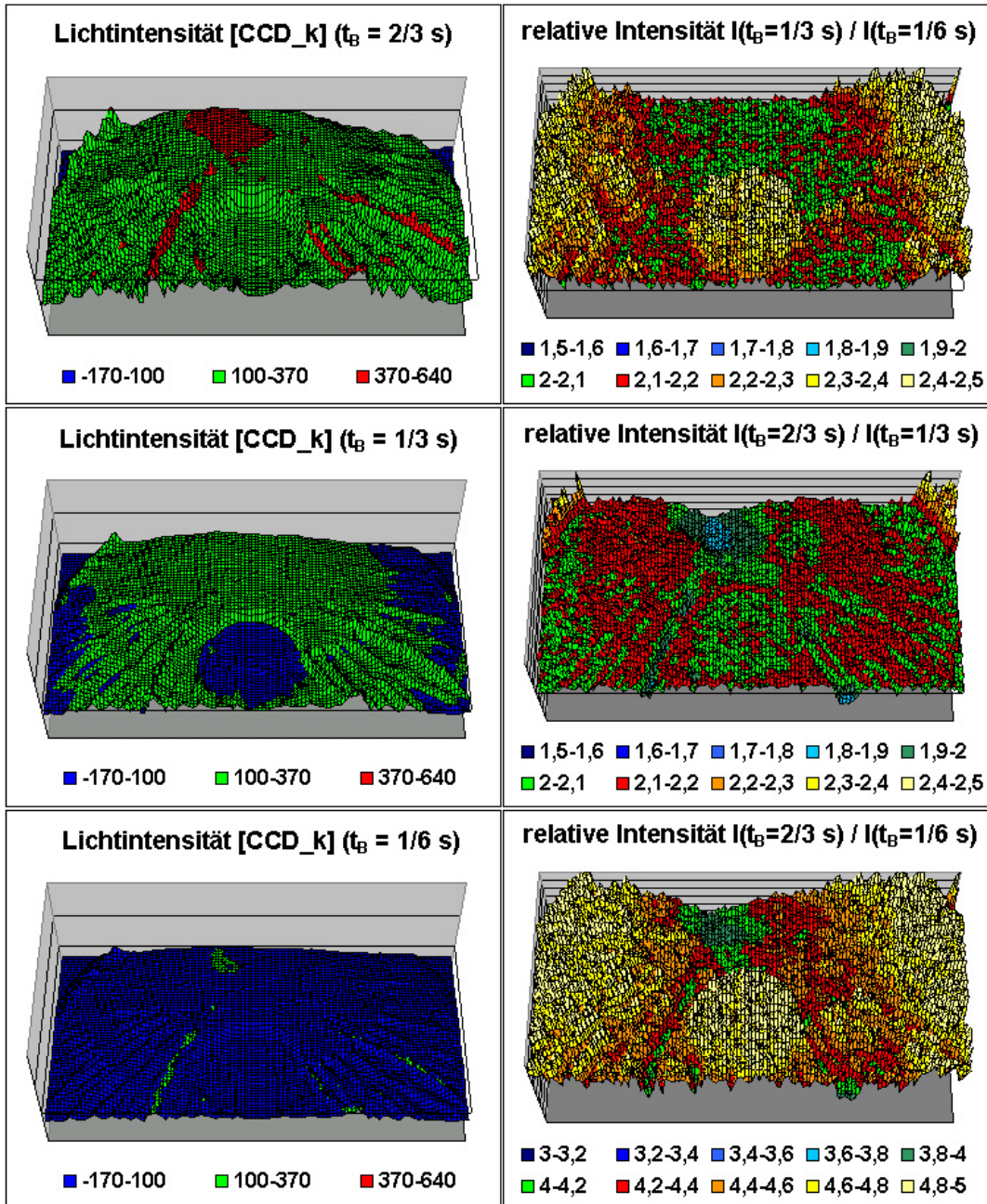


Bild 6-2: Untersuchung des CCD-Kennlinienkorrekturfehlers durch Erzeugen von ähnlichen Intensitätsverteilungen mittels Variation der Belichtungszeit und Einspielen in die Bildbearbeitungssoftware. Die Beteiligung des unteren (blau) und oberen (rot) Kennlinienbereichs an der Bildung der relativen Intensität führt zu Abweichungen vom erwarteten Wert.

Dieser Mangel der CCD-Kennlinienkorrektur begründet die z.T. fehlerhaften Druckwerte im Düsenöffnungsbereich der Düsennahfelduntersuchungen. Die Düsenöffnungen verringern das Lumineszenzlichtsignal deutlich, wodurch beim Druckbild die Lumineszenzintensitätswerte signifikant in den unteren CCD-Kennlinienbereich fallen. Die Verwendung einer hochwertigen, wissenschaftlichen CCD-Kamera mit linearer Intensitätsauflösung sollte hier Abhilfe schaffen.

Zum Test der nachgeschalteten Datenbearbeitungs- und –auswertungsschritte wird die Lumineszenzverteilung der PSP-Schicht mit einem grundsätzlich bekannten Temperatur- und Druckfeld mit dem Messaufbau erfasst. Die Auswertung dieses Datensatzes mit der Auswertesoftware sollte bei korrekter Funktion die erwarteten Temperatur- und Druckergebnisse liefern.

Für die Überprüfung der Komponenten der Auswertesoftware, welche nach der CCD-Korrektur im Datenfluss lokalisiert sind, werden reale Messdaten verwendet. Konkret werden Messdaten, welche aus Versuchen mit dem Kalibrierkörper (siehe Bild 7-3, beschrieben in Kapitel 4.1.1) gewonnen werden, hierzu in die Auswertungssoftware eingespielt

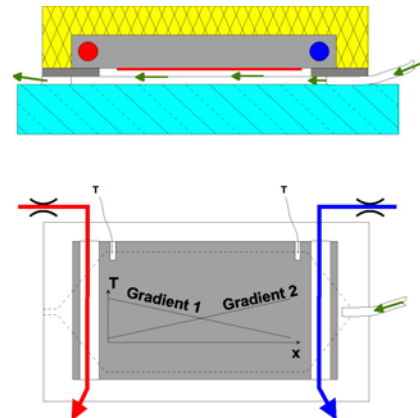
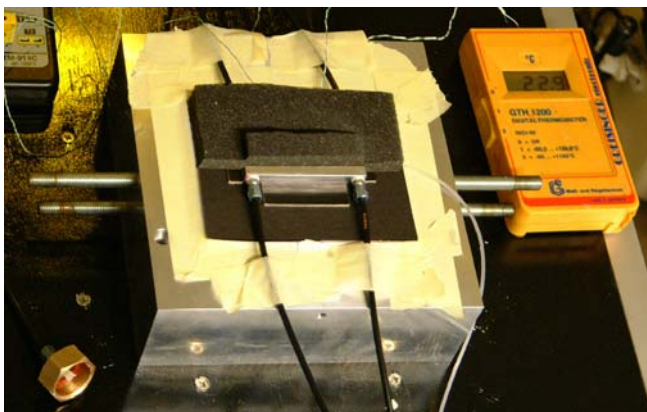


Bild 6-3: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Temperaturcharakteristik (Abbildung (li.) mit Isolierung (fototechnisch aufgeschnitten), mit Aluminiumplatte als Kalibrierkörper, Bohrungen für Kalt- und Warmwasserspülung sowie der Spülgaskammer

Zu beachten ist, dass bereits in Kapitel 4.1.2 der Einfluss der hohen Strömungsgeschwindigkeiten der N_2 -Spülung auf die Versuchsergebnisse erkannt wird. Dieser Einfluss spiegelt sich auch in den Messergebnissen (Bild 7-4) dieser Verifikationsuntersuchung wider.

Dennoch zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem Messergebnis der optischen Temperaturmessung und der direkten Temperaturmessung mit den Thermoelementen. Ein grober Fehler innerhalb der Datenverarbeitungsschritte kann mit diesem Ergebnis weitestgehend ausgeschlossen werden.

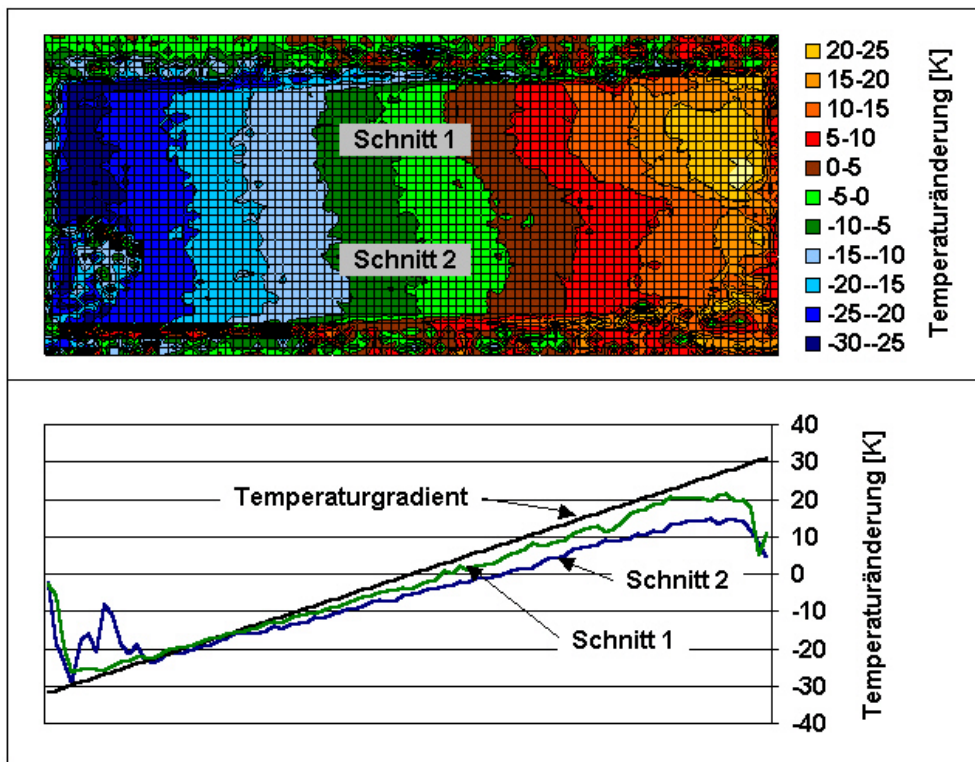


Bild 6-4: Graphische Darstellung der zur Verifikation ermittelten PSP-Temperaturmesswerte (flächig - Diagramm oben, Schnitte - Diagramm unten) des Kalibrierkörpers und Vergleich dieser mit dem direkt gemessenen Temperaturgradienten (unten)

Die Überprüfung der Druckmessung erfolgt mit zwei Messdateien, welche Messdaten des Kalibrierkörpers mit aufgeprägten Temperaturgradienten bzw. mit entsprechendem invertierten Temperaturgradienten beinhaltet. Da in beiden Fällen die PSP-Schicht mit Luft unter atmosphärischen Druckbedingungen gespült wird, muss die Messung ein Druckfeld mit einem relativen Druck von $p(x,y) = 0$ bar auswerfen. Die Messung zeigt eine signifikante Abweichung von bis zu $\Delta p = 0,25$ bar innerhalb des eigentlichen PSP-Messfelds. Die Abweichung ist weitestgehend als Artefakt der bereits beschriebenen fehlerbehafteten Temperaturmessung zu werten. Das Ergebnis zeigt jedoch die prinzipielle Funktion der Auswertesoftware bzgl. der Druckmessung und der hierfür zu berücksichtigenden Temperaturmessung.

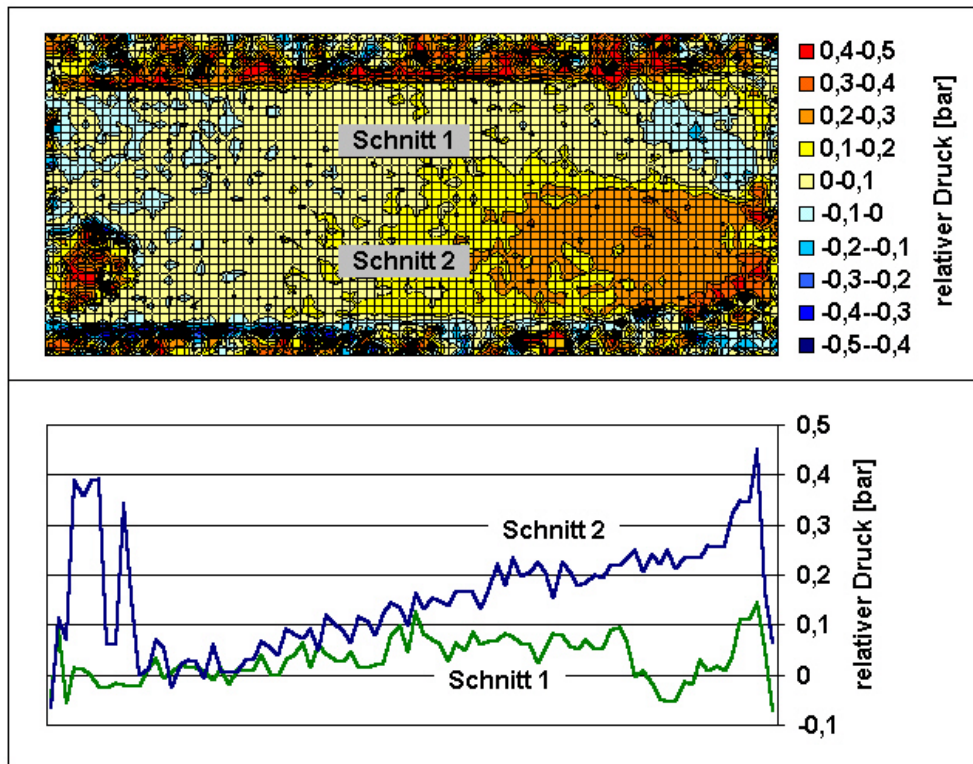


Bild 6-5: Graphische Darstellung des Messergebnisses des Druckverifikationstests mit Messdaten gewonnen mit dem Kalibrierkörper als Druckfeld (oben) und daraus selektierten Messschnitten

6.2 Fehlerrechnung der Druckmessung

Ausgangsgleichung der optischen Druckmessung

Das optische Druck- und Temperaturmessverfahren, welche im beschriebenen Messaufbau realisiert ist, enthält eine Vielzahl an Fehlerquellen.

Ausgangspunkt für eine Top-Down-Fehlerbetrachtung ist die Gleichung der optischen Druckmessung (42). In diese müssen alle Fehlergrößen Einfluss nehmen und sich als Messfehler manifestieren.

$$p = A^* \cdot \frac{I_0}{I} + B^* \quad (42)$$

$$B^* = p - A^* \cdot \frac{I_0}{I_1} \quad (43)$$

$$\frac{I_0}{I} = \frac{I_{0,L}}{I_L} \cdot \frac{I_{N2}}{I_{0,N2}} \quad (44)$$

$$A^* = \frac{p_2 - p_1}{\left(\frac{I_0}{I_2} - \frac{I_0}{I_1} \right)} \quad (45)$$

Das eigentliche Messsignal stellt die Intensität des Lumineszenzlichtes der PSP-Schicht dar, welches von der CCD-Kamera messtechnisch erfasst wird und als relative Intensität in die Gleichung der optischen Druckmessung einfließt. Insgesamt werden vier Intensitätsmessungen bzw. Intensitätsverteilungen des Lumineszenzlichts zur Berechnung der relativen Intensität (44) herangezogen.

Die beiden „Pseudo“-Konstanten A^* und B^* (Gleichungen (45) und (43)) werden nicht durch eine eindeutige physikalische Ableitung hergeleitet, sondern über Intensitätsmessungen experimentell bestimmt. Folglich enthalten sie auch Messfehler aus der experimentellen Bestimmung. Beide werden aus Intensitätsmessungen an definierten O_2 -Partialdrücken bzw. entsprechenden relativen Luftdrücken berechnet. Insgesamt sind für die Bestimmung der Faktoren A^* und B^* Fehler bei den Intensitätsmessungen und fehlerhafte Annahmen bei den O_2 -Partialdrücken zu berücksichtigen. Die Fehler aus der Intensitätsmessung werden nachfolgend analytisch dargestellt. Die Fehler bei den O_2 -Partialdrücken resultieren aus Schwankungen des Sauerstoffgehalts der Druckluftversorgung, des

strömungsbeeinflussten absoluten Gesamtdrucks in der Kalibrierkammer sowie durch Verunreinigungen in den Kalibriergasen.

Aus den Gleichungen (42) bis (45) können über das Fehlerfortpflanzungsgesetz nach Gauß [70] die entsprechenden Fehlerrechnungen (46) bis (49) abgeleitet werden:

$$\Delta p_F = \sqrt{\left(\frac{I_0}{I} \cdot \Delta A^*\right)^2 + \left(A^* \cdot \Delta \frac{I_0}{I}\right)^2 + (\Delta B^*)^2}$$

$$\Delta B^* = \sqrt{\Delta p^2 + \left(\frac{I_0}{I} \cdot \Delta A^*\right)^2 + \left(A^* \cdot \Delta \frac{I_0}{I}\right)^2}$$

$$\left(\Delta \frac{I_0}{I}\right)_{n=1} = \sqrt{\left(\frac{I_{N2}}{I_L I_{0,N2}} \cdot \Delta I_{0,L}\right)^2 + \left(\frac{I_{0,L} I_{N2}}{I_L^2 I_{0,N2}} \cdot \Delta I_L\right)^2 + \left(\frac{I_{0,L}}{I_L I_{0,N2}} \cdot \Delta I_{N2}\right)^2 + \left(\frac{I_{0,L} I_{N2}}{I_L^2 I_{0,N2}^2} \cdot \Delta I_{0,N2}\right)^2}$$

$$\Delta A^* = \sqrt{\left(\frac{1}{\frac{I_0}{I_2} - \frac{I_0}{I_1}} \cdot \Delta p_1\right)^2 + \left(\frac{1}{\frac{I_0}{I_2} - \frac{I_0}{I_1}} \cdot \Delta p_2\right)^2 + \left(\frac{p_2 - p_1}{\left(\frac{I_0}{I_2} - \frac{I_0}{I_1}\right)^2} \cdot \Delta \frac{I_0}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{p_2 - p_1}{\left(\frac{I_0}{I_2} - \frac{I_0}{I_1}\right)^2} \cdot \Delta \frac{I_0}{I_2}\right)^2}$$

(46), (47), (48), (49)

Die quantifizierbaren Anteile des Intensitätsmessfehlers ΔI sind: Messfehler der Bildmesstechnik ΔI_{CCD} sowie Fehler ΔI_{EM} die in der PSP-Schicht und Anregungslichtquelle lokalisiert sind. Diese sind in der nachfolgenden Gleichung (50) entsprechend berücksichtigt:

$$\Delta I = \sqrt{\Delta I_{EM}^2 + \Delta I_{CCD}^2} \quad (50)$$

$$\Delta I_{CCD} = \sqrt{\Delta I_{Rauschen}^2 + \frac{1}{n} \Delta I_{Drift}^2} \quad (51)$$

$$\Delta I_{EM} = \sqrt{(C_{PSP} \cdot \Delta I_{LED})^2 + (I_{LED} \cdot \Delta C_{PSP})^2} \quad (52)$$

Der Fehler in der Bildmesstechnik lässt sich in einen drift- und rauschbedingten Fehler unterscheiden. Beide Werte sind im Kapitel 3.2.2 experimentell quantifiziert und erklärt. Letzterer kann durch Mittelung über mehrere Pixel reduziert werden. Gleichung (51) berücksichtigt die entsprechende Gesetzmäßigkeit.

Aufgrund fehlender Messtechnik können die absoluten Schwankungen der Intensität des anregenden blauen LED-Lichts messtechnisch nicht direkt quantifiziert werden. Dennoch können über die bekannten Kennlinien der LEDs und der abgeschätzten Eigenschaften der Spannungsquelle sowie der LED-Kühlung relative Fehlerwerte ermittelt werden.

Die im Lumineszenzlicht lokalisierten Fehler werden als relative Fehler durch eine entsprechende Erweiterung mit I_{EM} dargestellt:

$$\Delta I = \sqrt{\left(I_{EM} \cdot \frac{\Delta I_{EM}}{I_{EM}} \right)^2 + \Delta I_{CCD}^2} \quad (53)$$

Der relative Fehler der LED-Intensität zwischen zwei aufeinander folgenden Aufnahmen ergibt sich zum einen aus den Schwankungen des Betriebsstroms I_R , als auch durch Temperaturschwankungen in der Umgebung der LED. Aufgrund der aktiven Belüftung der LED-Module sowie dem Start der Messung erst nach mehrminütigem Betrieb der LED-Module wirken sich nur Schwankungen der Lufttemperatur des Labors aus. Diese betragen über die wenigen Minuten der Messzeit weniger als $\Delta T_{LED} = 0,5 \text{ K}$.

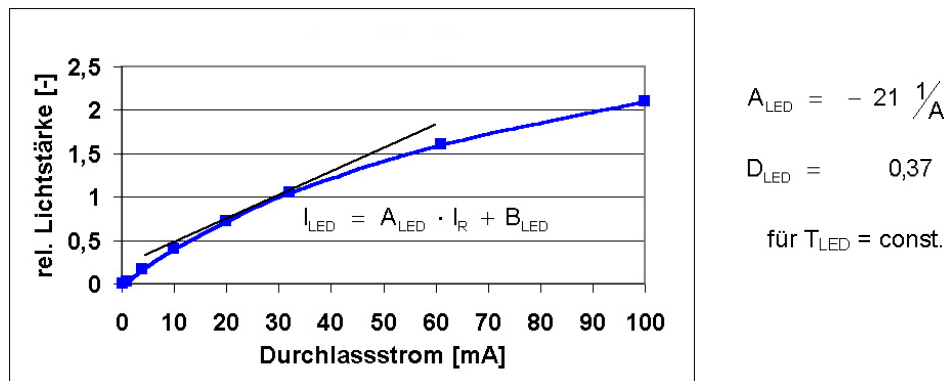


Bild 6-6: Grafische Darstellung der Abhängigkeit der relativen Lichtstärke der LEDs vom Betriebsstrom. Die nicht konstante Umwandlungsrate führt zu einer nicht linearen Kennlinie, weshalb im Arbeitspunkt der LEDs eine entsprechende Linearisierungsgleichung gebildet wird [71]

Vereinigen sich ein Loch und ein Elektron in der Sperrschicht der LED wird ein Photon gebildet und von der LED emittiert. Da die Loch-Elektron-Vereinigung einen Stromfluss darstellt, ist die Intensität des emittierten Lichts in gewissen Grenzen proportional zum Betriebsstrom. Abweichungen von der linearen Kennlinie dieses Modells ergeben sich durch nicht strahlungsbehaftete Effekte, welche die Umwandlungseffizienz – Ladungsträgervereinigung und Photonemission – beeinflussen. Einen erheblichen Einfluss auf die Umwandlungsrate hat die Temperatur.

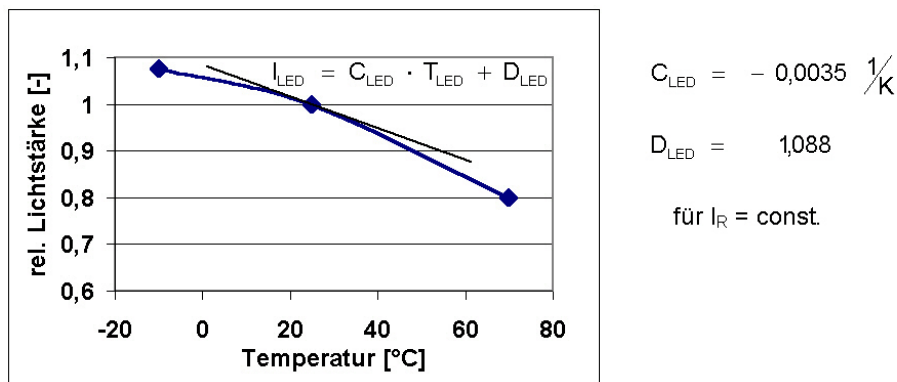
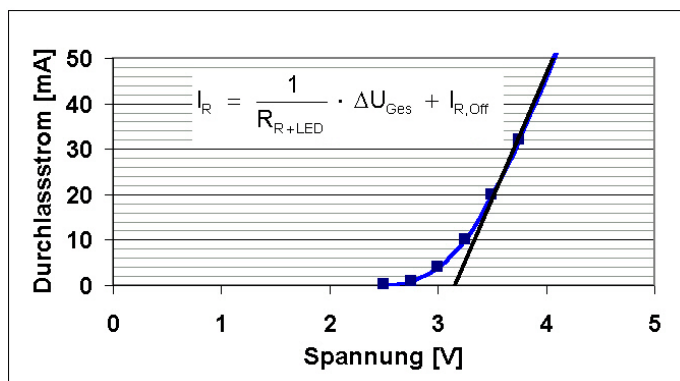


Bild 6-7: Grafische Darstellung der Temperaturcharakteristik bzw. der Umwandlungsrate der LEDs bei der die relative Lichtstärke der LEDs bei gleichbleibendem Betriebsstrom mit zunehmender Temperatur abnimmt. Analog Bild 7-6 wird auch hier eine Linearisierung im Arbeitspunkt durchgeführt [71].

$$\frac{\Delta I_{\text{LED}}}{I_{\text{LED}}} = \sqrt{\left(\frac{A_{\text{LED}}}{A_{\text{LED}} I_{\text{R}} + B_{\text{LED}}} \cdot \Delta I_{\text{R}} \right)^2 + \left(\frac{C_{\text{LED}} \cdot \Delta T_{\text{LED}}}{C_{\text{LED}} \cdot T_{\text{LED}} + D_{\text{LED}}} \right)^2} \quad (54)$$

$$\Delta I_{\text{R}} = \frac{1}{R_{\text{R}} + 3R_{\text{LED}}} \cdot \Delta U_{\text{Ges}} \quad (55)$$

Aufgrund der nur sehr geringen Schwankungen des Betriebsstroms um den Sollwert kann eine Linearisierung der Kennlinie Betriebsstrom-Lichtstärke für den jeweiligen Arbeitspunkt erfolgen. Die entsprechend linearisierte Kennlinie wird in Form der Konstanten A_{LED} und B_{LED} in Gleichung (54) berücksichtigt. Für die Ableitung des Stromes aus der Betriebsspannung der Spannungsquelle wird der nicht konstante Ohmsche Widerstand um den Arbeitspunkt als konstant angesehen. Der so gebildete konstante Wert für die drei in Serie geschalteten LEDs ist als $3 \cdot R_{\text{LED}}$ in der Gleichung (55) entsprechend enthalten.



$$\frac{1}{R_{\text{R+LED}}} = 55 \frac{1}{\Omega}$$

$$I_{\text{R,Off}} = -0,175 \text{ A}$$

Bild 6-8: Grafische Darstellung der Charakteristik des ohmschen Verhaltens der LEDs, also des Stroms über der Betriebsspannung, wobei eine Linearisierung am Arbeitspunkt $I_{\text{R}} = 30 \text{ mA}$ graphisch und als Gleichung mit den zugehörigen Parametern dargestellt ist [71]

Der Einfluss der Temperatur ist wiederum um den Arbeitspunkt linearisiert und als Konstante C_{LED} in Gleichung (54) berücksichtigt.

Die Intensität I_{EM} des emittierten Lumineszenzlichts kann über die Quanteneffizienz – ausgedrückt über die Konstante C_{PSP} – aus der Intensität I_{LED} des blauen Lichts der LEDs ermittelt werden:

$$\frac{\Delta I_{\text{EM}}}{I_{\text{EM}}} = \frac{C_{\text{PSP}} \cdot \Delta I_{\text{LED}}}{C_{\text{PSP}} \cdot I_{\text{LED}}} \quad (56)$$

Da sich die Quanteneffizienz bei Betrachtung des relativen Fehlers herauskürzt, wird der relative Fehler des emittierten Lumineszenzlichts dem relativen Fehler des LED-Lichts gleich gesetzt. Die Quanteneffizienz kürzt sich bei der Betrachtung des relativen Fehlers heraus und muss nicht mehr berücksichtigt werden. Zusammengefasst zeigt die fehlerbedingte Intensitätsschwankung der emittierten Lumineszenzstrahlung folgende Gleichung:

$$\Delta I_{EM} = \sqrt{\left(\frac{I_{EM} \cdot A_{LED} \cdot \frac{1}{R_R + 3R_{LED}} \cdot \Delta U_{Ges}}{A_{LED} I_R + B_{LED}} \right)^2 + \left(\frac{I_{EM} \cdot C_{LED}}{C_{LED} \cdot T_{LED} + D_{LED}} \cdot \Delta T_{LED} \right)^2} \quad (57)$$

Wird die Fehlergleichung (57) für die Intensitätsschwankungen des Lumineszenzlichts mit dem Messfehler der CCD-Kamera zusammengefasst, stellt sich der gesamte Fehler der Intensitätsmessung des Lumineszenzlichts wie folgt dar:

$$\Delta I = \sqrt{\left(\frac{I_{EM} \cdot A_{LED} \cdot \frac{1}{R_R + 3R_{LED}} \cdot \Delta U_{Ges}}{A_{LED} I_R + B_{LED}} \right)^2 + \left(\frac{I_{EM} \cdot C_{LED}}{C_{LED} \cdot T_{LED} + D_{LED}} \cdot \Delta T_{LED} \right)^2 + \Delta I_{CCD}^2} \quad (58)$$

6.3 Spektrometernaufbau

Für die spektrale Charakterisierung der einzelnen optischen Komponenten wie CCD-Kamera, Filter, LED-Lichtquelle und PSP-Beschichtung wurde ein Spektrometernaufbau realisiert.

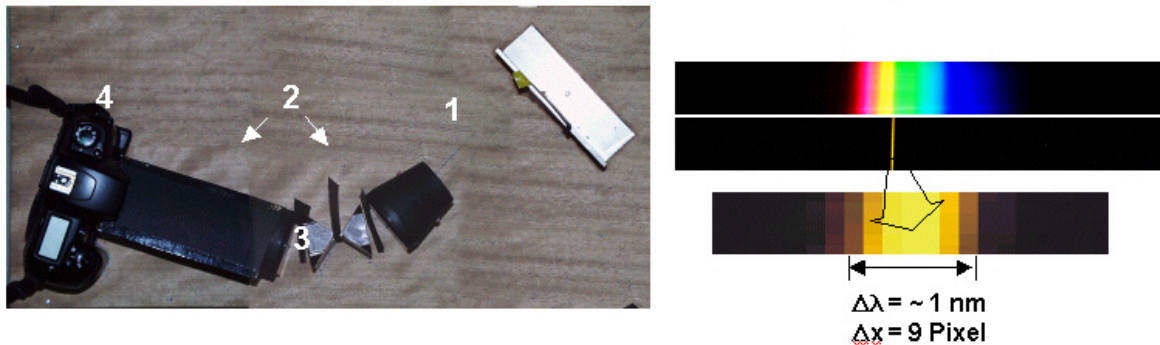


Bild 6-9: Spektrometernaufbau (li.) mit spaltförmiger Lichtquelle 1, telezentrischer Abbildungsoptik 2, zwei Prismen zur Farbdispersion 3 und der CCD-Kamera (ohne Objektiv) sowie den Spektren einer Glühlampe und der Na-Emissionslinien (re.), welche zur Bestimmung der spektralen Auflösung herangezogen werden

Der zu untersuchende Gegenstand oder Lichtquelle wird vor einer Schlitzblende 1 (zwei Rasierklingen) positioniert. Der Schlitz wird über zwei konkave Linsen in telezentrischer Anordnung auf den CCD-Detektor der Fuji FinePix S1 Pro abgebildet. Zwei 45°-Prismen sind in den telezentrischen Strahlengang zwischen den beiden Linsen angeordnet. Sie dispergieren die Lichtstrahlen des Spalts bezüglich des Ablenkwinkels abhängig von der Wellenlänge. Insgesamt wird das Bild des Spalts senkrecht zur Spaltorientierung zu einem Spektrum dispergiert.

bekannte Spektralpeaks			
Pixelinheiten	Wellenlänge [nm]	Bemerkung	
10	650	Emissionspeak	PtTFPP
23	525	Emissionspeak	LED grün
25	505	Emissionspeak	LED grün-blau
31	473	Emissionspeak	LED blau

Bild 6-10: Bekannte Spektralpeaks aufgelistet in einer Tabelle, welche für die Kalibrierung des Spektrometernaufbaus verwendet werden (Quelle [31], [71])

Zur Kalibrierung des Spektrometernaufbaus werden vier verschiedene Lichtquellen mit bekannter spektraler Charakteristik im Spektrometernaufbau untersucht bzw.

abgebildet. Die verwendeten Lichtquellen sind drei verschiedene LEDs und der Emissionspeak des in der PSP-Schicht eingesetzten Farbstoffs PtTFPP (siehe Bild 7-9).

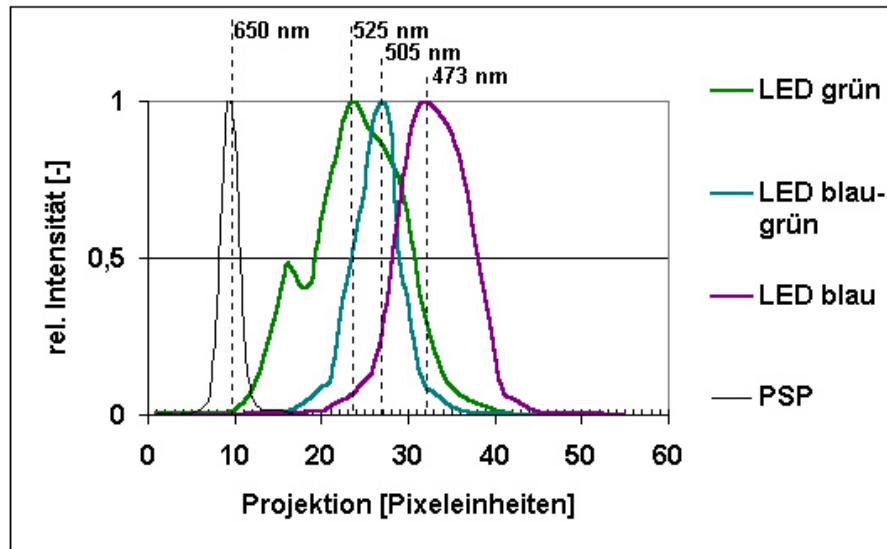


Bild 6-11: Darstellung der zur Kalibrierung verwendeten Spektralpeaks (verschiedene LEDs und die PSP-Emission des PtTFPP) als Intensität in Abhängigkeit vom Projektionsort (auf dem CCD-Chip in willkürlichen Pixeleinheiten)

Aus dem Projektionsort des jeweiligen Peaks und der zugehörigen, bekannten Wellenlängen kann eine entsprechende Funktion $\lambda_L = f(x)$ approximiert werden. Diese dient der Zuordnung eines jeweiligen Projektionsorts einer entsprechenden Wellenlänge.

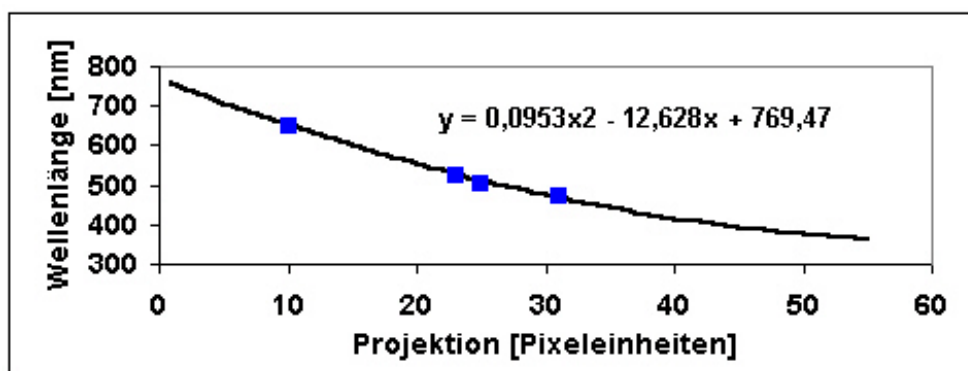


Bild 6-12: Approximation einer quadratischen Funktion bzgl. der in Bild 7-10 dargestellten Kalibrierpunkte zur Umrechnung des Projektionsorts in eine entsprechende Wellenlänge

Die spektrale Auflösung wird bei diesem Systemaufbau durch die Eigenschaften verschiedener Systemkomponenten limitiert. Dies sind im Speziellen die Breite der

als optischer Spalt konzipierten Lichtquelle, die Qualität bzw. Schärfe des Abbildungssystems und die Größe der Pixel des CCD-Detektors.

Zur experimentellen Bestimmung der spektralen Auflösung wird zum einen die ermittelte Funktion $\lambda = f(x)$, zum anderen die Emissionsdoppellinie des Natriums ausgewertet.

Aus der Ableitung der Funktion $\lambda = f(x)$ erhält man die theoretische Auflösung des Spektrometers, limitiert durch die Größe der CCD-Pixel. Da die Funktion $\lambda = f(x)$ nicht linear ist, muss bzgl. der Auflösung eine Bezugswellenlänge angegeben werden. Bzgl. der Wellenlänge der Natriumdoppellinie mit $\lambda = 589,0 \text{ nm}$ und $589,6 \text{ nm}$ [70] beträgt die theoretische CCD-limitierte Auflösung ca. $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$.

Die physikalisch sehr feinen Doppelemissionslinien des Natriums werden im Spektrometeraufbau auf etwa 9 Pixel Breite abgebildet. Unter Berücksichtigung der Doppelstruktur der Na-Emissionslinie beträgt die optische Unschärfe des Aufbaus somit 8 Pixel Breite. Dies entspricht einer spektralen Auflösung von etwa $\Delta\lambda = 8 \text{ nm}$.

6.4 Darstellung der Spin-Coating-Theorie

Durch den Spin-Coating-Prozess lassen sich auf einfachste Weise homogene Schichten erzeugen. Die Schichtdicke ist bei diesem Verfahren keine Funktion des Radius, dass auf dem ersten Blick schwer nachvollziehbar ist.

Zur Herleitung wird ein Modell des Flüssigkeitsfilms und der Scheibe aufgestellt und die entscheidendsten physikalischen Effekte selektiert. Diese sind die Radialbeschleunigung bzw. Radialkraft und die Viskosität bzw. Scherkraft. In der technischen Praxis haben Verdunstungsprozesse einen wichtigen Stellenwert, sollen hier aber aus Vereinfachungsgründen nicht berücksichtigt werden. Zur Herleitung der Gesetzmäßigkeit wird als Startbedingung ein homogener Flüssigkeitsfilm auf einer rotierenden Scheibe angenommen.

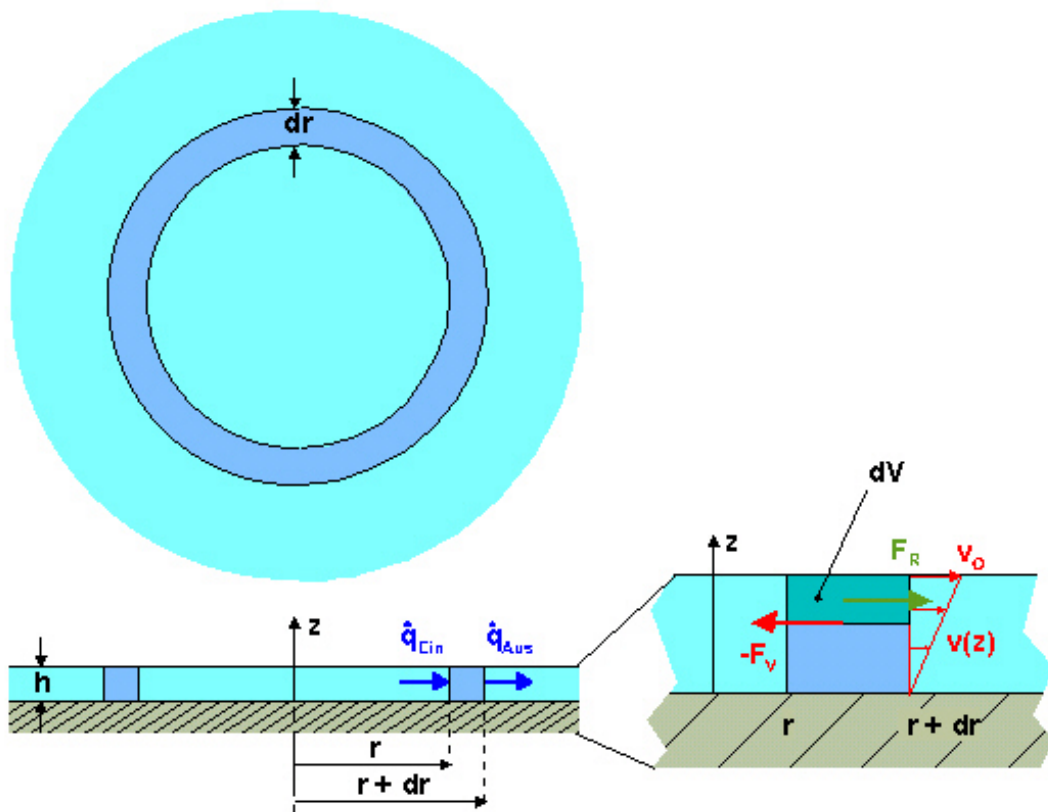


Bild 6-13: Modell zur Herleitung der Gesetzmäßigkeiten des Spin-Coating-Prozesses. Betrachtet werden die Radialkräfte F_R und die Scherkräfte F_V eines schmalen ringförmigen Volumenelement dV dessen vertikale Ausdehnung von der Flüssigkeitsoberfläche h bis zu Koordinate z reicht. Zudem werden die Volumenströme q_{EIN} und q_{AUS} betrachtet, die aus dem Volumenelement dV hinein- bzw. herausströmen.

Aufgrund der Rotation der Scheibe und den daran haftenden Flüssigkeitsfilm wirken Radialkräfte auf das Fluid ein. Die durch die Radialkräfte bedingte radiale Bewegung des Fluids erzeugt in Verbindung mit der Haftbedingung Scherkräfte. Diese Scherkräfte wirken entgegen den Radialkräften.

Im ersten Schritt werden die Kräfte betrachtet, die an einem infinitesimal schmalen (dr), ringförmigen Volumenelement dV wirken (siehe Bild 6-13). Die vertikale Ausdehnung des bzgl. der Scheibenachse konzentrisch angeordneten Volumenelements reicht von der Flüssigkeitsoberfläche $z = h$ bis zu z . Betrachtet werden hierbei die radialbeschleunigungsbedingten Radialkräfte F_r und die Scherkräfte F_v , welche auf das Volumenelement dV , wie in Formel (59) dargestellt, gegeneinander einwirken.

$$F_r = - F_v \quad (59)$$

Wird von dünnen Flüssigkeitsfilmen ausgegangen, so dominieren die Viskositätseffekte und es treten nur geringe Strömungsgeschwindigkeiten auf. Die strömungsbedingte Beschleunigung dv/dt und die hierdurch bedingten Kräfte werden hier aus diesem Grund vernachlässigt. Die Masse dm des Volumenelements dV kann aus dessen Volumen dV und der Dichte der Flüssigkeit ρ gebildet werden. Das Volumen dV kann aufgrund des infinitesimal schmalen (dr) Ausschnitts näherungsweise aus dem Produkt Umfang $2r\pi$, Höhe h und Breite dr gebildet werden. Die Radialbeschleunigung wird durch die Winkelgeschwindigkeit ω der Scheibe und dem Abstand r des Volumenelements von der Drehachse der Scheibe bestimmt.

$$F_r = dm \cdot \left(a_R + \frac{dv}{dt} \right) \quad (60)$$

$$= dV \cdot \rho \cdot (\omega^2 \cdot r + 0) \quad (61)$$

$$= 2\pi r dr \int_h^z dz \cdot \rho \cdot \omega^2 \cdot r \quad (62)$$

$$= 2\pi r^2 \rho \omega^2 (z - h) dr \quad (63)$$

Die aufgrund der Viskosität der Flüssigkeit und der Flüssigkeitsströmung auftretenden Scherkräfte werden durch nachfolgende Formeln (64) und (65) beschrieben. Die Elemente der Formel sind die dynamische Viskosität η der Flüssigkeit, die Querschnittsfläche dA des Volumenelements parallel zum Strömungsvektor und damit zur Scheibenfläche und der Geschwindigkeitsgradienten dv/dz in Normalenrichtung zur Scheibenfläche. Auch hier kann aufgrund der infinitesimal

schmalen Querschnittsfläche dA diese aus dem Produkt Umfang $2\pi r$ und Breite dr gebildet werden.

$$F_v = \eta \cdot dA \cdot \frac{dv}{dz} \quad (64)$$

$$= \eta \cdot 2\pi r dr \cdot \frac{dv}{dz} \quad (65)$$

Werden die mathematischen Ausdrücke (63) und (65) für die Scher- und Radialkräfte in das Kräftegleichgewicht des Volumenelements dV eingesetzt resultiert folgende Gleichung (66) bzw. (67).

$$2\pi r^2 \rho \omega^2 (z - h) dr = -\eta \cdot 2\pi r dr \cdot \frac{dv}{dz} \quad (66)$$

$$r\rho\omega^2(z - h) = -\eta \cdot \frac{dv}{dz} \quad (67)$$

Zur Herleitung des Strömungsprofils in vertikaler Richtung $v(z)$ wird Gleichung (67) nach dv (68) aufgelöst.

$$dv = -\frac{r\rho\omega^2(z - h)}{\eta} dz \quad (68)$$

Durch Integration des Ausdrucks (68) auf beiden Seiten über dv bzw. dz kann die Formel (73) für das Strömungsprofil $v(z)$ gebildet werden. Diese enthält noch einen unbekanntem Faktor.

$$\int dv = \int -\frac{r\rho\omega^2(z - h)}{\eta} dz \quad (69)$$

$$\int dv = -\frac{r\rho\omega^2}{\eta} \int (z - h) dz \quad (70)$$

$$v + C_1 = -\frac{r\rho\omega^2}{\eta} \left(\int z dz - \int h dz \right) \quad (71)$$

$$v + C_1 = -\frac{r\rho\omega^2}{\eta} \left(\frac{1}{2} z^2 + C_2 - hz - C_3 \right) \quad (72)$$

$$v(r, z) = \frac{r\rho\omega^2}{\eta} \left(-\frac{1}{2} z^2 + hz + C_4 \right) \quad (73)$$

Zur Ermittlung der Konstanten C_4 wird eine Stützstelle, d.h. ein bekannter Wert für $v(r, z)$ an einer Stelle (r, z) benötigt. Die Haftbedingung besagt für die makroskopi-

sche Betrachtung von Flüssigkeitsströmungen, dass am Übergang zwischen einer festen Wand und dem Fluid die Strömungsgeschwindigkeit gleich Null ist, das Fluid quasi an der Wand haftet. Wird für alle $v(r,z)$ für $z = 0$ die Haftbedingung angenommen kann C_4 ermittelt und die Funktion (75) des vertikalen Strömungsprofils $v(r,z)$ ermittelt werden:

$$v = \frac{r\rho\omega^2}{\eta} \left(-\frac{1}{2} \cdot 0^2 + h \cdot 0 + C_4\right) = 0 \quad ; r, \rho, \omega, \eta \neq 0 \quad (74)$$

$$\rightarrow C_4 = 0$$

$$\rightarrow v = \frac{r\rho\omega^2}{\eta} \left(-\frac{1}{2} z^2 + hz\right) \quad (75)$$

Zur Untersuchung der Volumenstromverhältnisse im Flüssigkeitsfilm wird ein ringförmiger Querschnitt am Radius r betrachtet. Zur einfacheren Handhabung wird der Volumenstrom \dot{V} in Bezug zum Umfang U am Radius r gesetzt und hieraus die Volumenstromdichte \dot{q} (76) gebildet.

$$\dot{q}(r) = \frac{\dot{V}}{A_Q} = \frac{v \cdot h \cdot U}{h \cdot U} = \frac{\int_{z=0}^h v(z) dz \cdot U}{h \cdot U} = \frac{\int_{z=0}^h v(z) dz}{h} \quad (76)$$

$$\dot{q} = \int_{z=0}^h v(z) dz \quad (77)$$

$$\dot{q} = \int_{z=0}^h \frac{r\rho\omega^2}{\eta} \left(-\frac{1}{2} z^2 + hz\right) dz \quad (78)$$

$$\dot{q} = \frac{r\rho\omega^2}{\eta} \int_{z=0}^h \left(-\frac{1}{2} z^2 + hz\right) dz \quad (79)$$

$$\dot{q} = \frac{r\rho\omega^2}{\eta} \left(-\frac{1}{6} h^3 + \frac{1}{2} hh^2\right) \quad (80)$$

$$\dot{q} = \frac{r\rho\omega^2}{\eta} \left(-\frac{1}{6} h^3 + \frac{1}{2} h^3\right) \quad (81)$$

Das Integral des mathematischen Ausdrucks (76) wird aufgelöst und entsprechend vereinfacht zum Ausdruck (82) überführt. Dieser stellt die Volumenstrom-

dichte \dot{q} als Funktion der beiden Variablen Flüssigkeitshöhe h und dem Radius r sowie den Parametern Winkelgeschwindigkeit ω , der Dichte ρ und die dynamische Viskosität η der Flüssigkeit dar.

$$\dot{q} = \frac{r\rho\omega^2 h^3}{3\eta} \quad (82)$$

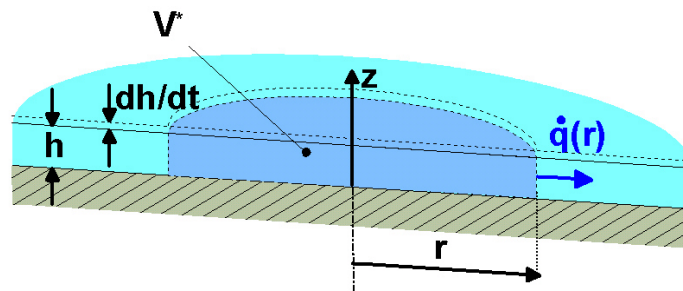


Bild 6-14: Darstellung des Flüssigkeitsfilms der Dicke h auf der Scheibenoberfläche der aufgrund der Rotation mit der Geschwindigkeit dh/dt zunehmend dünner wird. Betrachtet wird der scheibenförmige Ausschnitt V^* des Flüssigkeitsfilms mit dem mit dem Radius r und der Volumenstrom aus diesem heraus

Betrachtet wird nun ein scheibenförmiger Ausschnitt des Flüssigkeitsfilms. Dessen Volumen V^* kann als Funktion des Radius r und der Flüssigkeitshöhe h dargestellt werden.

$$V^* = r^2\pi h \quad (83)$$

Es wird angenommen, dass zu jedem Zeitpunkt während des Spin-Coating-Vorgangs die Dicke h des Flüssigkeitsfilms örtlich homogen ist. Die Dicke h und damit auch das Volumen V^* sind jedoch einer zeitlichen Änderung dh/dt unterworfen. Die zeitliche Änderung des Volumens V^* resultiert in einen Volumenstrom der am Radius r das betrachtete Volumenelement V^* verlässt. Der Volumenstrom wird im folgenden relativ zum Umfang gesetzt und damit als Volumenstromdichte dargestellt.

$$\frac{dV^*}{dt} = r^2\pi \frac{dh}{dt} \rightarrow \dot{q} = -\frac{r^2\pi}{2r\pi} \frac{dh}{dt} = -\frac{r \cdot dh}{2 \cdot dt} \quad (84)$$

Neben dem Ausdruck für die Volumenstromdichte (82) als Funktion u.a. der Dichte ρ und der Viskosität η stellt (84) einen weiteren Ausdruck als Funktion der zeitli-

chen Änderung der Flüssigkeitshöhe h für die Volumenstromdichte dar. Durch Gleichsetzen (85) der beiden Ausdrücke und Umformung erhält man den mathematischen Ausdruck (86) für zeitliche Änderung der Flüssigkeitshöhe in Abhängigkeit aller berücksichtigten Variablen :

$$-\frac{r \cdot dh}{2 \cdot dt} = \frac{r\rho\omega^2 h^3}{3\eta} dr \quad (85)$$

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{2\rho\omega^2 h^3}{3\eta} \quad (86)$$

Zur mathematischen Vereinfachung mittels Integration werden die Variablen nach dh und dt getrennt (87) und in Integrale (88) überführt:

$$\frac{1}{h^3} dh = -\frac{2\rho\omega^2}{3\eta} dt \quad (87)$$

$$\int \frac{1}{h^3} dh = -\frac{2\rho\omega^2}{3\eta} \int dt \quad (88)$$

Durch die Integration sowie die Auflösung nach h und die weitere Vereinfachung erhält man einen Ausdruck (92). Dieser stellt die Funktion der Flüssigkeitshöhe h als Funktion der Zeit t sowie den Parametern Winkelgeschwindigkeit ω , der Dichte ρ und die dynamische Viskosität η der Flüssigkeit dar. Jedoch enthält der Ausdruck noch eine integrationsbedingte Konstante C^* .

$$-\frac{1}{2h^2} = -\frac{2\rho\omega^2 t}{3\eta} + C \quad (89)$$

$$\frac{1}{h^2} = \frac{4\rho\omega^2 t + C^*}{3\eta} \quad (90)$$

$$h^2 = \frac{3\eta}{4\rho\omega^2 t + C^*} \quad (91)$$

$$h = \sqrt{\frac{3\eta}{4\rho\omega^2 t + C^*}} \quad (92)$$

Da für den Zeitpunkt $t = 0$ die Flüssigkeitsfilmdicke per Definition die Startfilmdicke h_0 aufweist, kann mit dem Ausdruck (93) die Konstante C^* ermittelt werden.

$$h(t = 0) = \sqrt{\frac{3\eta}{4\rho\omega^2 \cdot 0 + C^*}} = h_0 \rightarrow C^* = \frac{3\eta}{h_0^2} \quad (93)$$

Mit der ermittelten Konstanten C^* und weiteren Vereinfachungen kann der Ausdruck in die Funktion $h(t)$ (95) überführt werden.

$$h = \sqrt{\frac{3\eta}{\frac{3\eta}{h_0^2} + 4\rho\omega^2 t}} \quad (94)$$

$$h = \frac{1}{\sqrt{h_0^2 + \frac{4\rho\omega^2 t}{3\eta}}} \quad (95)$$

Die Funktion h (95) ist eine Funktion der Zeit aber nicht des Ortes. Da die Variable Zeit t im Nenner des Quotienten steht wird deutlich, dass der Flüssigkeitsfilm mit fortschreitender Zeit kontinuierlich an Dicke h verliert. Der Term enthält nicht die Variable Radius r , weshalb ein homogener Flüssigkeitsfilm über den gesamten Spin-Coating-Vorgang hinweg eine homogene Flüssigkeitsfilmdicke h behält.

In der technischen Praxis wird der Spin-Coating-Vorgang mit dem Applizieren der aufzubringenden Flüssigkeit eingeleitet. Diese wird aber nicht homogen sondern in der Regel mittig auf die Scheibe aufgebracht und durch eine anfängliche langsame Rotation bis an den Rand verteilt. Um die Ausgleichsmechanismen innerhalb eines anfänglich inhomogen dicken Startfilms zu untersuchen, wird folgendes vereinfachtes Modell betrachtet: eine zu beschichtende Scheibe ist in zwei Bereiche 1 und 2 unterteilt, die unterschiedlich dicke aber in sich homogene Flüssigkeitsfilme als Startbedingung aufweisen. Vereinfacht wird angenommen, dass keine Ausgleichsvorgänge in Umfangsrichtung stattfinden.

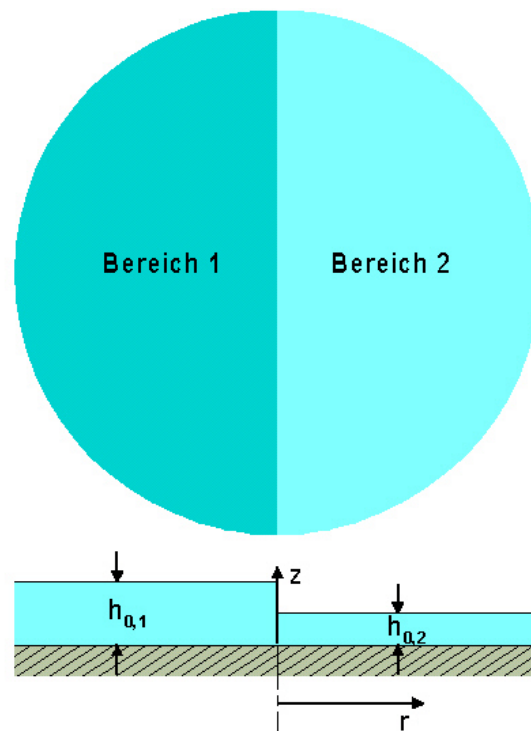


Bild 6-15: Modell zur Untersuchung von Ausgleichsvorgängen innerhalb eines inhomogen dicken Flüssigkeitsfilm. Eine kreisförmige Scheibe ist in zwei Bereiche 1 und 2 unterteilt, die unterschiedliche Schichtdicken aufweisen. Ausgleichsvorgänge in Umfangsrichtung werden bei dieser Betrachtung unterschlagen.

Die zeitlichen Funktionen für die Filmdicke h_1 und h_2 der beiden Bereiche werden ins mathematisch ins Verhältnis gesetzt:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\sqrt{h_{0,2}^2 + \frac{1}{3\eta} + 4\rho\omega^2 t}}{\sqrt{h_{0,1}^2 + \frac{1}{3\eta} + 4\rho\omega^2 t}} \quad (96)$$

Sowohl der Zähler als auch der Nenner dieser Gleichung bestehen aus einem bereichsabhängigen und einem bereichsunabhängigen Summanden. Während der bereichsabhängige, die Startfilmdicke h_0 beinhaltende Summand unabhängig von der Zeit stets konstant einen endlichen Wert aufweist, ist der bereichsunabhängige Summand proportional zur Zeit t .

Wird eine Grenzwertrechnung (97) mit der Zeit $t \rightarrow \infty$ betrachtet, gehen beide bereichsunabhängigen Summanden ebenfalls gegen Unendlich. Die endlichen, bereichsabhängigen Summanden können aus diesem Grund vernachlässigt werden. Die Filmdicken h_1 und h_2 unterscheiden sich somit nach unendlich langer

Zeit nicht mehr voneinander, die anfänglich unterschiedlichen Filmdicken haben sich dann angeglichen.

$$\frac{h_1}{h_2} = \lim_{t \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1 + \frac{4\rho\omega^2 t}{3\eta}}{h_{0,2}^2} \cdot \frac{h_{0,1}^2}{1 + \frac{4\rho\omega^2 t}{3\eta}}} \quad (97)$$

$$\frac{h_1}{h_2} = \lim_{t \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{4\rho\omega^2 t}{3\eta} \cdot \frac{h_{0,1}^2}{4\rho\omega^2 t}} = 1 \quad (98)$$

In der Praxis wird der Spin-Coating-Prozess so gesteuert, dass sich ein Film mit einer gewissen gewünschten Dicke h ergibt. Eine numerische Untersuchung mit entspanntem Wasser soll zeigen, in wie weit in endlichen, praktisch anwendbaren Zeitdimensionen ein hinreichendes Angleichen der Filmschichtdicken stattfindet.

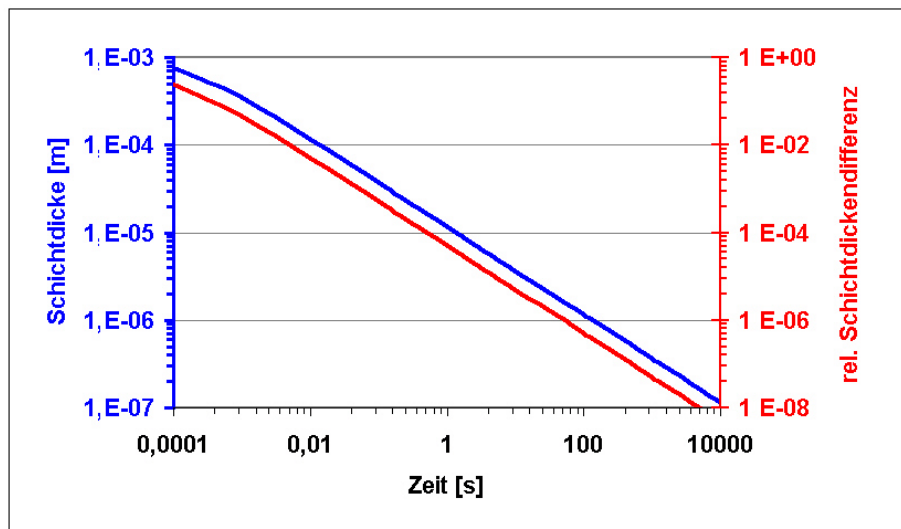


Bild 6-16: Numerische Untersuchung eines Spin-Coating-Auftrags von entspanntem Wasser bei einer Drehzahl von 1000 U/min. Das Diagramm zeigt in doppellogarithmischer Darstellung den zeitlichen Verlauf der Schichtdicke h_2 und der relativen Schichtdickendifferenz $(h_1 - h_2) / h_1$. Die Startfilmdicke beträgt für $h_1 = 2$ mm und für $h_2 = 1$ mm. Die Startfilmdicke ist in diesem Diagramm aufgrund der logarithmischen Teilung der Achsen nicht dargestellt.

Das mittels eines Tensids entspannte Wasser hat eine Dichte von $\rho = 10^3$ Kg/m³ und eine dynamische Viskosität $\eta = 10^{-3}$ Pa*s. Die beiden Bereiche 1 und 2 des Flüssigkeitsfilms weisen die Startfilmdicken $h_{0,1} = 2$ mm und $h_{0,2} = 1$ mm auf. Der

im Bereich 2 anfänglich 1 mm dicke Film dünnt bei einer Drehzahl von 1000 U/min nach 100 s auf eine Dicke von 1 μm aus. Die Filmdicken beider Bereiche unterscheiden sich nach diesen 100 s um nur noch um den Faktor 10^{-6} . Dieser hat im gezeigten Beispiel einen absoluten Wert von 1 pm und ist in praktischen Anwendungen vernachlässigbar.

Die Reduzierung auf Inhomogenitäten in Umfangsrichtung ist in so weit zulässig, da deren Ausgleichsvorgänge sich nicht gegenseitig fördern. Bei radialen Inhomogenitäten unterstützen sich die Ausgleichsvorgänge gegenseitig. So wird ein Bereich A mit anfänglich zu dünnem Flüssigkeitsfilm aufgrund der aufgezeigten Volumenstromdichtefunktion eine geringere Volumenstromdichte in radialer Richtung aufweisen. Ein nachfolgender Bereich B mit zu dickem Flüssigkeitsfilm wird eine hohe Volumenstromdichte aufweisen. Die Volumenstromdichtebilanz des zu dicken Bereichs B wird von starkem Defizit sein, da er zwar einen hohen Volumenstrom aus dem Bereich heraus aber nur einen kleinen aus dem vorgelagerten dünnen Bereich A in diesen hinein aufweist. Der Ausgleichsvorgang wird in der Hinsicht zweifach unterstützt.

7 Literaturverzeichnis

- [1]
N. Chokani, S.H. Collicott
Aerodynamic Measurement Technology
Aerospace America
December 1999
- [2]
T. Lui, S. Torgerson, J. Sullivan
Rotor Blade Pressure Measurement in a High Speed Axial Compressor using Pressure and Temperature Sensitive Paint
School of Aeronautics and Astronautics
- [3]
P. D. Baumann
Investigation of the Pressure and Temperature Sensitivities of a Pressure Sensitive Paint
Master of Science
1998
- [4]
K. Asai
MOSAIC – Molecular Sensor for Aero-Thermodynamic Research
National Aerospace Lab
- [5]
J. P. Hubner, B. F. Carroll, K. S. Schanze, H. F. Ji
Pressure-sensitive Paint Measurements in a Shock Tube
1998
- [6]
K. R. Navarra
Development of the Pressure-Sensitive-Paint Technique for advanced Turbomachinery Applications
Master of Science
1997
- [7]
J. P. Hubner, B. F. Carroll, K. S. Schanze, H. F. Ji, M. Holden
Temperature- and Pressure-Sensitive Paint Measurements in Short-Duration Hypersonic Flow
37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit
11. – 14 January 1999
- [8]
H. F. Ji, Y. Shen, J. P. Hubner, B. F. Carroll, R. H. Schmehl, J. A. Simon, K. S. Schanze
Temperature independent Pressure Sensitive Paint based on Boichromophoric Luminophore
o.J.

- [9] Y. Shen, J. M. Bedlek-Ansolw, J. P. Hubner, B. F. Carroll, P. G. Ifju, K. S. Schanze
Advances in Pressure-, Temperature- and Strain-Sensitive Paints
Polymer Preprints 2002, 43(1), 69-70
- [10] B. F. Carroll, J. P. Hubner, J. M. Bedlek-Ansolw, K. S. Schanze, M. Morris
Pressure and Temperature Measurements with a Dual-Luminophor Coating
ICIAF99 Record, Toulouse, 13. June 1999
- [11] S. W. Allison, M. R. Cates, D. L. Beshears
A Survey of Thermally Sensitive Phosphors for Pressure Sensitive Paint Applications
Proceedings of the 45th International Instrumentation Symposium, 243-252, 1999
- [12] J. Hradil, C. Davis, K. Mongey, C. McDonagh B. D. MacCrainth
Temperature-corrected Pressure-Sensitive Paint Measurements using a single Camera and a
Dual-Lifetime Approach
Institute Of Physics Publication, Measurement Science and Technology, 13 (2001) 1552-1557
- [13] J. P. Hubner, B. F. Carroll, K. S. Schanze
Temperature Compensation Model for Pressure-Sensitive Paint
ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting FEDSM'97, 22.-26. Juni 1997
- [14] J. P. Hubner, B. F. Carroll, K. S. Schanze, H. F. Ji
Principal Component Analysis for Dual-Luminophor Sensing of Global Scalar Fields
- [15] B. F. Carroll, J. P. Hubner, K. S. Schanze, J. M. Bedlek-Ansolw
Principal Component Analysis of Dual-Luminophor Pressure/Temperature Sensitive Paints
Journal of Visualization, Vol. 4, No.2, 2001
- [16] S. Torgerson, T. Lui, J. Sullivan
Use of Pressure Sensitive Paints in Low Speed Flows
American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1996
- [17] J.J. Singh, A. Eftekhari, S. V. N. Naidu
Elucidation of Phosphorescence Quenching in Photo Magnetic Molecules by Positron
o.J.
- [18] D. Wöhrle
Projekt 2.2: Struktur-Eigenschaftsbeziehungen von Polymer-Farbstoff-Konjugaten für die Op-
toelektronik
Institut für Organische und Makromolekulare Chemie (IOMC), Universität Bremen 1999
- [19] E. Puklin, B. Carlson, S. Gouin, C. Costin, E. Green, S. Ponomarev, H. Tanji, M. Goutermann
Ideality of Pressure-Sensitive Paint. I. Platinum tetra(pentafluorophenyl)porphine in fluo-
reacrylic polymer
Journal of Applied Polymer Science, Vol.77, Issue 13, Page 2795-2804, July 2000

-
- [20]
S. Gouin, M. Goutermann
Ideality of Pressure-Sensitive Paint. II. Effect of annealing on the temperature dependence of the luminescence
Journal of Applied Polymer Science, Vol.77, Issue 13, Page 2805-2814, July 2000
- [21]
S. Gouin, M. Goutermann
Ideality of Pressure-Sensitive Paint. III. Effect of the Base-Coat Permeability on the Luminescence Behavior of the Sensing Layer
Journal of Applied Polymer Science, Vol.77, Issue 13, Page 2815-2823, July 2000
- [22]
Photonic Research Systems
Pressure Sensitive Paint Imaging Systems
1999
- [23]
D. M. Oglesby, C. K. Puram, B. T. Upchurch
Optimization of Measurements With Pressure Sensitive Paints
NASA Technical Memorandum 4695, June 1995
- [24]
S. W. Allison, M. R. Cates, D. L. Beshears
Sub-Microsecond Decay Time Phosphors for Pressure Sensitive Paint Applications
2000
- [25]
J. A. Muller-Ensign
Calibration to Determine Pressure and Temperature Sensitivities of a Pressure-Sensitive Paint
Master of Science in Aeronautical Engineering, June 2000
- [26]
M. Guille, J. P. Sullivan
Accuracy of Pressure Sensitive Paint
AIAA Journal, Vol. 39, No. 1, January 2001
- [27]
J. M. Bedlek-Analow, J. P. Hubner, B. F. Carroll, K. S. Schanze
Micro-Heterogeneous Oxygen Response in Luminescence Sensor Films
American Chemical Society, September 2000
- [28]
T. Liu, N. Teduka, M. Kameda, K. Asai
Diffusion Time-Scale of Porous Pressure-Sensitive Paint
AIAA Journal, Vol. 39, No. 12, Page 2400-2402
- [29]
J. P. Hubner, B. F. Carroll
Application of Dual Sorption Theory to Pressure-Sensitive Paints
AIAA Journal, Vol. 35, No. 11
- [30]
X. Lu, M. A. Winnik
Luminescence Quenching in Polymer/Filler Nanocomposite Films Used in Oxygen Sensors
American Chemical Society, September 2001

-
- [31]
Innovative Scientific Solutions, Inc.
Pressure-Sensitive Paint Specification Sheet
March 1999
- [32]
Innovative Scientific Solutions, Inc.
Pressure-Sensitive Paint Technology at ISSI
- [33]
Innovative Scientific Solutions, Inc.
LM Series Illumination Sources
1999
- [34]
J.J. Singh, A. Eftekhari, S. V. N. Naidu
Investigation of Oxygen-Induced Quenching of Phosphorescence in Photoexcited Aromatic Molecules by Positron Annihilation Spectroscopy
NASA Technical Paper 3619, October 1996
- [35]
M. C. Hogan
Phosphorescence Quenching Method for Measurement of Intracellular P_{O2} in Isolated Skeletal Muscle Fibers
The American Physiological Society, 1999
- [36]
M. Shibata, S. Ichioka, J. Ando, A. Kamiya
Microvascular and Interstitial P_{O2} Measurements in Rat Skeletal Muscle by Phosphorescence Quenching
Journal of Applied Physiology 2001
- [37]
G. Holst, O. Kohls, I. Klimant, B. König, M. Kühl, T. Richter
A Modular Luminescence Lifetime Imaging System for Mapping Oxygen Distribution in Biological Samples
Sensors and Actuators B 51, 163-170, 1998
- [38]
M. Sinaasappel, C. Ince
Calibration of Pd-Porphyrin Phosphorescence for Oxygen Concentration Measurements In Vivo
Journal of Applied Physiology 1996
- [39]
C. McGraw, H. Shroff, J. B. Callis J. Wettlaufer, S. Combes, T. Daniel
The Bee Wing Goes Platinum
o.J.
- [40]
J. B. Callis J. Wettlaufer, T. Daniel
Insect Flight Research
http://faculty.washington.edu./callis/Flight/Insect_Flight_A-99.htm
- [41]
C. McGraw, H. Shroff, G. Khalil, J. B. Callis
A Pressure Sensitive Paint for Insect Flight Studies
UW Biomechanics Symposium April 2001

- [42]
S. Simpson
For the Bees Glowing Paint may Highlight the Forces that Make Insects Fly
Scientific American, May 2000
- [43]
O. Stern, M. Volmer
Physik Z., 20, 183
1919
- [44]
J. Diekmann
Ortsaufgelöste berührungslose Druckmessung auf Oberflächen und Sauerstoffsensoren mit Lumineszenzfarbstoffen
Diplomarbeit, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, Dezember 1997
- [45]
D. Husemann
Ortsaufgelöste Druckmessung mit Lumineszenzfarbstoffen durch Lebensdauermessungen mit schnell-schließender Kamera
Diplomarbeit, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, Oktober 1999
- [46]
L. I. Gossweiner
Singlet Oxygen: Generation and Properties
Wenske Laser Center, Advocate/Ravenswood Hospital Medical Center, USA
www.photobiologie.com/educational/len2/singox.html
- [47]
L. Zhao
Singlet Oxygen - Free Radical and Radiation Biology Graduate Program
Department of Radiology, University of Iowa, February 2001
- [48]
R. Engler, Ch. Klein, O. Trinks, M. Zielinski, D. K. Hennecke, S. Kablitz
Pressure Sensitive Paint Measurements at a Transonic Compressor Stage
Proceedings of the Symposium Measurement techniques in transonic flow, Florenz, 21.-22. September 2000
- [49]
A. Emslie, F. Bonner, L. Peck
Flow of a Viscous Liquid on a Rotating Disk
Journal of Applied Physics, Vol. 29, S.858, 1958
- [50]
J. Diekmann
Ergebnisse und Anwendungen
www.physik.uni-bielefeld.de/experi/de/persons/jdiek/Ergebnisse/ergebnisse.htm
- [51]
J. Diekmann
Grundlagen der Lumineszenzlöschung durch Sauerstoff
www.physik.uni-bielefeld.de/experi/de/persons/jdiek/Grundlagen/o2-grundlagen.htm
- [52]
F. Wenzhöfer
Deep Penetrating Benthic Oxygen Profiles Measured in Situ by Oxygen Optodes
Deep Sea Research I 48 (2001) 1741-1755

- [53]
W. Beitz, K.-H. Gote
Dubbel – Taschenbuch für den Maschinenbau
Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 22. Januar 2001
- [54]
I. S. Longmuir, J. A. Knopp
Measurement of Tissue Oxygen with a Fluorescent Probe
Journal of Applied Physiology 41 (1976) 598 - 602
- [55]
D. W. Lübbers, N. Opitz
The pCO₂/pO₂ Optrode: A New Probe for Measuring pCO₂ and pO₂ of Gases and Liquids
1975
- [56]
H. Kautsky
Quenching of Luminescence by Oxygen
Trans. Faraday Society 35 (1975) 532 - 533
- [57]
J. I. Peterson, V. F. Fitzgerald
New Technique of Surface Flow Visualization Based on Oxygen Quenching of Fluorescence
Rev. Sci. Instrum., Vol. 51, No. 5 (1980) 670 - 671
- [58]
M. M. Ardasheva, L. B. Nevskii, G. E. Pervushin
Measurement of Pressure Distribution by Means of Indicator Coatings
J. Appl. Mech. Tech. Phys., No. 4 (1985) 24 - 33
- [59]
R. H. Engler, K. Hartmann, B. Schultze
Aerodynamic Assessment of a New Optical Pressure Measurement System (OPMS) by Comparison with Conventional Pressure Measurements in a High Speed Wind Tunnel
IEEE 14th Int. Congress of Instr. in Aerodynamic Simulation Facilities (ICIASF)
- [60]
M. P. Gouterman, J. L. Kavandi, J. Gallery, J. B. Callis
United States Patent 5 186 046
16. Februar 1993
- [61]
F. Urbach et. al.
The Observation of Temperature Distributions and of Thermal Radiation by Means of Non-Linear Phosphor
Journal of the Optical Society of America 39 (12), 1949, 1011 - 1019
- [62]
L. C. Bradley III
A Temperature-Sensitive Phosphor Used to Measure Surface Temperatures in Aerodynamic
The Review of Scientific Instruments 24 (3), 1953, 219 - 220
- [63]
J. P. Crowder
Flow Visualization in Flight Testing
AIAA/SFTE/DGLR/SEPT 5th Biannual Flight Test Conference, Ontario, Calif. 22.-24. Mai 1990

- [64]
G. Khalil, Ch. M. McGraw, H. Shroff, J. B. Callis
Detection of Sound Using a PSP-Based Microphone
Department of Chemistry and Bioengineering, University of Washington, Seattle, WA 98195
http://students.washington.edu/cmccgraw/NASA_pm.html
- [65]
B. Schultz
Herstellung von aerostatischen Lagern mit Laserendbearbeitung
Dissertation, Lehrstuhl für Feingerätebau und Mikrotechnik, TU-München
Fortschritt-Berichte VDI-Reihe 2, Nr. 525, Düsseldorf, VDI-Verlag 1999
- [66]
J. M. Huber
Konzeption und Aufbau eines Teststandes zur statischen und dynamischen Vermessung von aerostatischen Lagern
Diplomarbeit, Lehrstuhl für Feingerätebau und Mikrotechnik, TU-München, März 1998
- [67]
A. Schroter
Ausgleichsvorgänge und Strömungsgeräusche bei aerostatischen Lagern mit flächig verteilten Mikrodüsen
Dissertation, Lehrstuhl für Feingerätebau und Mikrotechnik, TU-München
Fortschritt-Berichte VDI-Reihe 1, Nr. 245, Düsseldorf, VDI-Verlag 1995
- [68]
M. Gerke
Auslegung von ebenen und zylindrischen aerostatischen Lagern bei stationärem Betrieb
Dissertation, Lehrstuhl für Feingerätebau und Getriebelehre, TU-München 1991
- [69]
J. Dormann
Strömungssimulation von Luftlagern mit diskreter Düsenverteilung.....
Dissertation, Lehrstuhl für Feingerätebau und Getriebelehre, TU-München.....
Fortschritt-Berichte VDI-Reihe 7, Nr. 436, Düsseldorf, VDI-Verlag 2002
- [70]
H. Kuchling
Taschenbuch der Physik
13. Auflage, Fachbuchverlag GmbH Leipzig 1991
- [71]
Osram Opto Semiconductors GmbH & Co. OHG
Hyper 5mm (T1 $\frac{3}{4}$) LED, Non Diffused, Hyper Bright LED, LB 5413, LV 5413, LT 5413
Revision 2001-03-01
- [72]
H. F. Hrubecky
Experiments in Liquid Atomization by Air Streams
Journal of Applied Physics, Volume 29, Number 3, 572-578
März 1958
- [73]
J. Heinzl, M. Muth, B. Schulz
Verfahren zur Herstellung zumindest einer Mikrodüse eines aerostatischen Lagers
DE-Pat. 4436156, 1996, EU-Pat. 95113018, US-Pat. 5645345

- [74]
Dietrich Meyerhofer
Characteristics for resist films produced by spinning
Journal of Applied Physics, Volume 49, Number 7
July 1978
- [75]
G. A. Luurtsema
Spin Coating for Rectangular Substrates
Master of Science in Electrical Engineering
University of California, Barkley
11. July 1997
- [76]
S. B. G. O'Brien, L. W. Schwartz
Theory and Modeling of Thin Film Flows
Encyclopedia of Surface and Colloid Science, 2002, 5283-5297
- [77]
N. P. Pham, E. Boellard, P. M. Sarro, J. N. Burghartz
Spin, Spray coating and Electrodeposition of photoresist for MEMS structures – A comparison
Laboratory of Electronic Components, Technology and Materials
Delft University of Technology, DIMES, Nederland
2002
- [78]
E. Theisen
Contact and Forming Instabilities in Coating and Solidifying Flows
Qualifying Examination Paper
Department of Chemical and Biomolecular Engineering,
Cornwell University, Ithaca, NY 14853, USA
12. August 2002
- [79]
W. R. Vieht, J. M. Howell, J. H. Hsieh
Dual Sorbtion Theorie
Journal of Membrane Science, Vol 1, 1976, 177-220
- [80]
C. E. Rogers
Permeation of Gases and Vapors in Polymers
Polymer Permeability, edited by J. Comyn, Elsevier, Amsterdam, 1985, 11-73
- [81]
D. E. Bornside, C. W. Macosko, L. E. Scriven
Spin coating: One-dimensional model
Journal of Applied Physics, Vol. 66, 1958, 3993
- [82]
H. F. Hruby
Experiments in Liquid Atomization by Air Streams
Journal of Applied Physics, Vol. 29, 3, March 1958
- [83]
J. Heinzl, H. Zehentbauer
Aerostatisches Lager
DE-PS 3110712, 1982

[84]

J. Heinzl, M. Lehmann, H. Zehentbauer
Verfahren zur Herstellung aerostatischer Lager
DE-PS 3439648, 1984, US Pat. 4735862, 1988

[85]

J. Heinzl, M. Muth, B. Schulz
Aerostatisches Lager und Verfahren zur Herstellung eines aerostatischen Lagers
DE Pat. 4436156, 1996, EU Pat. 95113018, US Pat. 5645354

[86]

A. Müller, et. al.
Anwendungen des Lasers
Spektrum der Wissenschaft: verständliche Forschung
Spektrum-der-Wissenschaft-Verlagsgesellschaft & Co., 1988

[87]

J. Britten, I. Thomas
Material Resources Society Symposium Proceedings
S. 413, (1992)

[88]

S. Walheim, E. Söffer, J. Mlynek, U. Steiner
Nanophase-Separated Polymer Films as High-Performance Antireflection Coatings
Science, Vol. 283, 22. January 1999