

**Beitrag zur
Bestimmung des Werkzeugverschleißes beim
Plasmaschmelzschneiden**

Vom Fachbereich Maschinenbau
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Ing. Marc Hüske
geboren am 17. Juni 1966 in Kiel

2001

Referent: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. mult. H. Haferkamp
Koreferent: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. mult. H. K. Tönshoff
Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. habil. G. P. Merker

Tag der Promotion: 18.10.2001

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Werkstoffkunde der Universität Hannover.

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. mult. H. Haferkamp, dem ehemaligen Direktor des Instituts für Werkstoffkunde, gilt mein besonderer Dank für die Aufgabenstellung und die stets gewährte fachliche und persönliche Unterstützung sowie die kritische Durchsicht und Korrektur der Arbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. mult. H. K. Tönshoff, dem Direktor des Instituts für Fertigungstechnik und Spanende Werkzeugmaschinen, danke ich für die Übernahme des Koferats und die daraus entstandenen wertvollen Hinweise und Anregungen.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. G. P. Merker, dem Dekan des Fachbereichs Maschinenbau und Direktor des Instituts für Verbrennungsmaschinen, für die Übernahme des Vorsitzes am Tag der Promotion bedanken.

Ebenso danke ich allen Studenten und Mitarbeitern des Instituts für Werkstoffkunde, insbesondere denen des Unterwassertechnikums Hannover, die mich bei der Durchführung der Arbeiten tatkräftig unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt meiner Frau für ihr Verständnis und ihre große Unterstützung.

Hannover, im November 2001

Für
Hilli

Inhalt

1 Einleitung	1
2 Problemstellung und Zielsetzung	2
2.1 Problemstellung	2
2.2 Motivation	4
2.3 Anforderungen an optische Sensoren	7
2.4 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit	8
3 Stand von Wissenschaft und Technik	10
3.1 Begriffsdefinition	10
3.2 Mindestanforderungen an 3D-Sensoren	12
3.3 Nicht-optische 3D-Sensoren	12
3.4 Triangulationsverfahren	13
3.5 Interferometrische Verfahren	15
3.6 Speckle-Methoden	17
3.7 Laufzeitverfahren	18
3.8 Fokusverfahren	19
3.8.1 Fokussuche („Depth-from-Focus“)	19
3.8.2 Defokussmessung	26
3.9 Fazit	27
4 Grundlagen	29
4.1 Laser	29
4.2 Laserlicht als Gaußsches Strahlenbündel	33
4.2.1 Wellengleichung in homogenen, isotropen und raumladungsfreien Medien	34
4.2.2 Ausbreitung von Gaußschen Strahlen im homogenen Medium	35
4.2.3 Elliptische Gaußsche Strahlen	39
4.2.4 Transformation eines Gaußschen Strahls	40
4.3 Wechselwirkung des Laserlichts mit technischen Oberflächen	42
4.3.1 Kohärenz	42
4.3.2 Grundlagen der Speckle-Theorie	44
4.4 Optische Abbildungen	49
4.4.1 Gaußsche Abbildung	49
4.4.2 Aberrationen	49
5 Theoretische Analyse eines optischen Makroskops	53
5.1 Numerische Simulation eines optischen Makroskops	53
5.1.1 Modell eines optischen Makroskops	53
5.1.2 Brenneraufbau	55
5.2 Realisierung und Ergebnisse der numerischen Simulation	55
5.2.1 Gleichungen	56
5.2.2 Berechnung der Strahlausbreitung	59
5.2.3 Simulation der Intensitätsverteilung und des Detektor-Differenz-Signals	61
5.2.4 Ergebnisse der numerischen Simulation	63

5.2.5 Fazit	70
5.3 Theoretische Messunsicherheit	71
5.3.1 Berechnung des rms-Fehlers des Lichtstromes	72
5.3.2 Bestimmung des Differentials	77
5.3.3 Zusammenfassende Ergebnisse und Fazit	78
5.4 Bestimmung der Abbildungsleistung der Linsen	80
6 Reduktion der durch Speckle verursachten Messunsicherheit	82
6.1 Verringerung der zeitlichen Kohärenz	82
6.2 Verringerung der räumlichen Kohärenz	84
6.3 Fazit	85
7 Versuchsaufbau und -einrichtungen	86
7.1 Controller Area Network Bus	87
7.2 3-Achsen Positioniertisch	88
7.2.1 Mechanischer Teil	88
7.2.2 Schrittmotoren	89
7.3 Steuerung	90
7.4 Endstufentechnik	93
7.5 CAN-Bus A/D-Wandler	94
7.6 Benutzerschnittstelle	94
7.7 Optischer Versuchsaufbau	96
7.7.1 Linsen	96
7.7.2 Lichtquellen	96
7.7.3 Versuchsaufbau mit Laserquelle	97
7.7.4 Aufbau mit einer Halogenlichtquelle	99
7.7.5 Vierquadrantendetektor	101
8 Experimentelle Ergebnisse	103
8.1 Optisches Makroskop mit Laserdiode	103
8.1.1 Bestimmung der lateralen Auflösung	103
8.1.2 Analyse des Speckle-Verhaltens	105
8.1.3 Longitudinale Messunsicherheit	108
8.1.4 Vermessung unterschiedlich stark verschlissener Düsen und Elektroden	111
8.2 Optisches Makroskop mit Halogenglühlampe	115
8.2.1 Longitudinale Messunsicherheit	116
8.2.2 Vermessung einer verschlissenen Düse und einer intakten Elektrode	116
8.3 Bewertung der Ergebnisse	117
9 Zusammenfassung und Ausblick	120
10 Literatur	122

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

Optik und optische Messtechnik

A	Numerische Apertur
A, B	Längen der Halbachsen der Strahlellipse
A, B, C, D	Matrixelemente der Strahlmatrix eines Gaußschen Strahls
A_{Det}	Detektorfläche
A_{sp}	Fläche eines Speckles
b	Bildabstand (Hauptpunktbezogene Gleichungen)
b	Detektordurchmesser
B	Lochblendendurchmesser
C	Bild- bzw. Speckle-Kontrast
d	Abstand
D	Linsendurchmesser
ϕ	Phase einer Welle
d_{LS}	Abstand Detektor-Sensor bei der Triangulation
d_O	Spotdurchmesser
d_{Sp}	Speckle-Durchmesser
f	Linsenbrennweite
Φ	Lichtstrom
$\Delta\Phi$	Detektor-Differenz-Signal
g	Objektabstand (Hauptpunktbezogene Gleichungen)
G	Durchmesser des Lochblendenbildes
$\Gamma_{12}(\tau), \Gamma_{11}(\tau)$	Wechselseitige Kohärenzfunktion und Eigenkohärenzfunktion
h	Plancksches Wirkungsquantum = $6,6260755 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
$\eta(z)$	Phasenverschiebung eines Gaußschen Strahls
I	Strahlintensität (Bestrahlungsstärke)
Λ	Effektive Wellenlänge
L	Resonatorlänge
l_c	Kohärenzlänge
M^2	Dimensionsloser Gaußscher Strahlparameter
μ	Mittelwert einer Stichprobe
μ_{12}, μ_E	Komplexer Kohärenzgrad
n	Brechzahl
$n \cdot d$	Optische Weglänge
ν_m	Modulationsfrequenz
ν_s	Schwebungsfrequenz
$\Delta\nu$	Frequenzbandbreite
p	Wahrscheinlichkeitsdichte
$P(I_1, I_2)$	Verbundwahrscheinlichkeitsfunktion zweier Intensitäten
P	Laserleistung
$ P(\xi, \eta) ^2$	Intensitätsverteilung eines gestreuten Lichtspots
$P(z)$	Phasenparameter eines Gaußschen Strahls
$q(z)$	Komplexer Strahlparameter
θ	Halber Öffnungswinkel eines Gaußschen Strahls
$R(z)$	Krümmungsradius eines Gaußschen Strahls
R_{Det}	Detektorradius
R_I	Autokorrelationsfunktion im Speckle-Feld
σ	Standardabweichung, Messunsicherheit

σ^2	Varianz einer Stichprobe
τ	Verzögerungsfaktor
Δt_c	Kohärenzzeit
u	Triangulationswinkel
u	Halber Öffnungswinkel eines Lichtbündels
v_o	Geschwindigkeit der Oberfläche
v_{Sp}	Speckle-Geschwindigkeit
Ω	Raumwinkel in sr (Steradian)
W	Energieniveau
$w(z)$	Strahlradius eines Gaußschen Strahls
w_0	Strahltaile eines Gaußschen Strahls, objektseitig
w_0'	Strahltaile eines Gaußschen Strahls, bildseitig
$\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$	Messbereich
Δx	Nachzuweisender lateraler Auflösungsabstand zweier Punkte
$1/\Delta x$	Laterales Auflösungsvermögen
Z_R	Rayleigh-Länge eines Gaußschen Strahls
δz	Longitudinale Messunsicherheit
Δz	Nachzuweisende Höhenänderung eines Objektpunktes
$1/\Delta z$	Longitudinales Auflösungsvermögen

Plasmabrenner

a	Elektrodenabbrand
d_D	Düsendurchmesser
l	Abstand Elektrode-Düsenstirnfläche

Schrittmotor

α_{halb}	Schrittwinkel
$b_{x,halb}$	Spindelsteigung
p	Polpaarzahl
s	Strangzahl

Wellengleichung

\vec{B}	Vektor der magnetischen Induktion
c	Lichtgeschwindigkeit = $2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
\vec{D}	Vektor der elektrischen Erregung
\vec{E}	Vektor der elektrischen Feldstärke
$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$	Permittivität
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante = $1/(\mu_0 c^2) = 8,854187817 \cdot 10^{-12}$ F/m
ϵ_r	Permittivitätszahl
\vec{H}	Vektor der magnetischen Erregung
\vec{J}	Vektor der Stromdichte
k	Wellenzahl, Ausbreitungskonstante
λ	Wellenlänge
$\mu = \mu_0 \mu_r$	Permeabilität
μ_r	Permeabilitätszahl
μ_0	Magnetische Feldkonstante = $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m
ν	Frequenz
ρ	Raumladungsdichte
v	Phasengeschwindigkeit einer Welle
ω	Kreisfrequenz
Ψ	Betrag / Skalar der elektrischen Feldstärke

Kurzfassung

Beim Plasmaschmelzschneiden ist der Werkzeugverschleiß die Folge der starken thermischen Belastung der Bauteile Düse und Elektrode während eines Schneidvorgangs. Eine gleich bleibend gute Schnittqualität kann nur mit nahezu unverschlissenen Düsen und Elektroden erreicht werden. Das Ziel einer prozessintegrierten Verschleißbestimmung ist es, einen rechtzeitigen Wechsel der Bauteile Düse und Elektrode einleiten zu können, um die Schnittqualität an den bearbeiteten Blechen sicherstellen zu können.

Im industriellen Einsatz orientiert sich der Wechsel der Verschleißteile noch immer an Erfahrungswerten. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung der möglichen Verschleißformen der Düse und der Elektrode unterschiedlicher Plasmabrennertypen unter Anwendung einer optischen Sensorik. Als optisches Messsystem wird ein auf dem Astigmatismusverfahren basierendes optisches Makroskop mit Laserlichtquelle ausgewählt, analysiert und umgesetzt.

Die physikalischen Verfahrensgrenzen des optischen Makroskops werden zunächst theoretisch bestimmt. Es werden Gleichungen als Basis für eine numerische Simulation hergeleitet, welche die Ausbreitung des von einer Laserquelle emittierten Gaußschen Strahlenbündels im Messsystem beschreiben. Mithilfe dieser Simulation wird das Makroskop hinsichtlich Kennlinie und Messbereich optimiert. Als maßgeblich die Messunsicherheit beeinflussend werden die durch die Wechselwirkung des kohärenten Laserlichts mit der optisch rauen Oberfläche entstehenden Speckle-Muster identifiziert. Es wird ein allgemeingültiger funktionaler Zusammenhang zur Vorhersage der durch Speckle verursachten Messunsicherheit hergeleitet. Durch Integration in die numerische Simulation steht ein Werkzeug zur Optimierung der Kennliniensteilheit, des Messbereichs und der theoretischen Messunsicherheit optischer Makroskope zur Verfügung.

Darüber hinaus werden weitere Möglichkeiten zur Reduktion der durch Speckle verursachten Messunsicherheit aufgezeigt und diskutiert. Grundsätzlich kann sowohl die räumliche als auch die zeitliche Kohärenz der Lichtquelle vermindert werden. Vergleichend zur Laserquelle wird im Versuchsaufbau eine Halogenlampenquelle geringer räumlicher und zeitlicher Kohärenz untersucht.

Ein Messaufbau zur Verifikation der in der theoretischen Analyse gewonnenen Ergebnisse und zur Bewertung der Leistungsfähigkeit des optischen Makroskops wird entwickelt und umgesetzt. Es wird zunächst die Messunsicherheit des Makroskops mit Laserquelle und Halogenlampenquelle bestimmt. Anschließend werden real verschlissene Düsen und Elektroden vermessen. Die Ergebnisse belegen, dass ein optisches Makroskop mit einem Diodenlaser als Lichtquelle für die Vermessung der Brennersverschleißteile Düse und Elektrode geeignet ist. Die Speckle-Wirkung, hervorgerufen durch die Kohärenz des Lasers, kann dabei durch eine Modifikation des Beleuchtungsstrahlengangs effektiv minimiert werden.

Abstract

The tool wear in plasma arc cutting is the consequence of the high thermal stress on the nozzle and the electrode of the plasma torch during the cutting. A constant good cutting quality can only be achieved with nearly new nozzles and electrodes. The aim of a process-integrated wear detection is to exchange timely the wear parts nozzle and electrode and furthermore to ensure cutting quality of the processed sheet metal.

The exchange of the wear parts is still based on practical knowledge in industrial application. The aim of this work is to determine possible wear forms of the electrode and cutting nozzle of various plasma torch types by employing an optical sensor. The optical measurements system which is selected, analyzed and realized is based on an astigmatic optical microscope with a laser source.

First of all the physical limits of the optical microscope are determined theoretically. Equations forming the basis for a numerical simulation are being derived. These describe the propagation of a Gaussian beam which is emitted by a laser source through the measuring system. With the help of this simulation the characteristic curve and acquisition range of the microscope are optimized. Speckle patterns being the result of the interaction of the coherent laser light with an optically rough surface are identified as decisively influencing the measuring uncertainty of the optical sensor. A functional relation generally applicable for the prediction of the measuring uncertainty is being derived. By integrating it into the numerical simulation a tool is available for the optimization of the characteristic curve, the acquisition range and the measuring uncertainty of optical microscopes.

Moreover possibilities to reduce the measuring uncertainty caused by speckle are discussed. In general the temporal and spacial coherence of the light source can be reduced. In comparison to the laser source a halogen lamp source of small temporal and spacial coherence is being examined.

A measuring system to verify the results of the theoretical analysis and to evaluate the performance of optical microscopes is being developed and realized. First of all the measuring uncertainty of the microscope with the laser source and the halogen lamp source is being determined. After that various surface topographies of worn electrodes and nozzles are being measured. It can be concluded that an optical microscope with the diode laser as a light source is highly suited for the measurement of the wear parts nozzle and electrode of a plasma torch. The influence of speckle patterns caused by the coherence of the laser source can be significantly reduced by modifying the illuminating system of the optical microscope.

Schlagworte:

Plasmaschmelzschneiden, Lasermesstechnik, Speckle-Effekt

Keywords:

Plasma Arc Cutting, Laser Measuring Technology, Speckle Effect

1 Einleitung

Im Zuge der europäischen Integration und der Einführung des Euro hat eine Liberalisierung der Märkte innerhalb der Europäischen Union stattgefunden. Zusammen mit der Globalisierung der internationalen Märkte hat dies zur Folge, dass die sozialen Standards einzelner Länder Wettbewerbsvorteile bzw. -nachteile darstellen. So wirken sich beispielsweise die sozialen Leistungen unmittelbar auf die Kostenstruktur der Produkte und Dienstleistungen aus. Die deutsche Wirtschaft muss jedoch in der Lage sein, mit diesen Ländern auf einem gemeinsamen Markt konkurrieren zu können. In diesem Zusammenhang entwickelt sich die Qualität der Produkte zu einem immer wichtiger werdenden strategischen Wettbewerbsfaktor der deutschen Wirtschaft. Dies trifft besonders auf Unternehmen im Stahl-, Maschinen- und Anlagenbau zu, denen eine immer stärker werdende Konkurrenz aus den Niedriglohnländern gegenübersteht. Eine Qualitäts- und Produktivitätssteigerung kann durch den Einsatz leistungsfähiger Verfahren, die Verbesserung bestehender Technologie und die Erhöhung der Verfügbarkeit einer Produktionsanlage erreicht werden.

Das thermische Trennverfahren Plasmaschmelzschnneiden wurde ursprünglich für das Trennen von nicht brennschneidbaren metallischen Werkstoffen wie z. B. Chrom-Nickel-Stählen, Aluminium und Kupfer entwickelt. In den letzten Jahren wurde es zunehmend auch für das Schneiden unlegierter und niedriglegierter Stähle bis etwa *40 mm* Blechdicke wirtschaftlich eingesetzt. Es hat sich mittlerweile in der blechverarbeitenden Industrie als das Trennverfahren für alle metallischen Werkstücke im mittleren Blechdickenbereich etabliert, sowohl für den Zuschnitt von Bauteilen als auch für die thermische Schweißnahtvorbereitung an Bauteilkanten.

Die Sicherung der Schnittqualität beim Plasmaschmelzschnneiden erfordert umfassende Maßnahmen des Qualitätsmanagements (nach DIN EN ISO 9000 ff. [30]), die neben der Prüfung der Qualität auch deren Planung und Lenkung beinhalten. In umfangreichen Analysen der Zusammenhänge zwischen Maschinenstellgrößen, Prozessgrößen und den Qualitätsmerkmalen geschnittener Bleche wurde festgestellt, dass der Düsen- und der Elektrodenverschleiß des Plasmaschneidwerkzeugs einen signifikanten Einfluss auf die Schnittqualität der Bleche haben. Die Abnahme der Schnittqualität mit zunehmendem Verschleißgrad beider Bauteile ist nachgewiesen. Ein wesentlicher Bestandteil einer Qualitätsprüfung beim Plasmaschmelzschnneiden muss deshalb die prozessintegrierte Überwachung der möglichen Verschleißformen beider Bauteile sein. Ausgehend von den Ergebnissen einer geeigneten Messwerterfassung und -auswertung kann im Sinne einer Null-Fehler-Produktion ein automatisierter prozessnaher Qualitätsregelkreis als Bestandteil einer Qualitätslenkung realisiert werden. Um die geforderte Qualitätssteigerung zu erreichen, ist die Entwicklung neuer oder die Adaption bestehender Technologien zur Messwerterfassung und -auswertung notwendig, damit ein verschleißgerechter und somit wirtschaftlicher Wechsel der Plasmabrennerteile Düse und Elektrode bei Grenzwertüberschreitung automatisiert erkannt und eingeleitet werden kann.

2 Problemstellung und Zielsetzung

2.1 Problemstellung

Das Plasmaschmelzschnitten ist ein thermisches Trennverfahren. Das zu trennende Werkstück wird durch das Einbringen hoher thermischer Energie eines Plasmalichtbogens erschmolzen. Durch die kinetische Energie des Gasstrahls wird die Schmelze aus der entstehenden Schnittfuge getrieben. Ein typisches Plasmaschmelzschnidsystem besteht aus einem Plasmabrenner (Bild 2.1), einer Stromquelle, der Lichtbogenzündung, der Brennerkühlung sowie dem eingesetzten Plasma- und Gasdosiergerät. Es existiert eine Reihe von Verfahrensvarianten des Plasmaschmelzschnidens, für die unterschiedliche Brennertypen entwickelt worden sind. Allen Brennervarianten ist gemeinsam, dass eine Elektrode zentriert oberhalb der Mündung einer Kupferdüse angeordnet ist. Die Mündung schnürt den Plasmastrahl ein. Das Plasmagas strömt unter hohem Druck um die Elektrode herum und durch die Mündung der Kupferdüse in Richtung des zu trennenden Werkstücks. Wesentliche Unterscheidungsmerkmale heutiger, im industriellen Einsatz befindlicher Brenner sind die Elektrodenform, der Elektrodenwerkstoff sowie die Art der Elektroden- und Schneiddüsenkühlung. Letztere dient der Reduktion der thermischen Belastung der Düse während des Schneidprozesses. Die Elektroden sind entweder Spitzelektroden aus mit Lanthanoxid dotiertem Wolfram oder Flachelektroden mit einem aus Hafnium oder Zirkonium bestehenden Elektrodenwerkstoff. Der Hafnium- bzw. Zirkoniumstift wird in den aus Kupfer oder Silber gefertigten Elektrodengrundkörper eingepresst. Weitere Unterscheidungsmerkmale heutiger Brenner sind die Anzahl der Gasströme, die Art der Gasführung und die Düsenkanalform [37]. In Abhängigkeit von dem geforderten Stromstärkebereich können Düsen mit unterschiedlichen Düsenkanaldurchmessern verwendet werden. Voraussetzung für das Trennen unterschiedlicher Blechdicken und Werkstoffe ist die Wahl der geeigneten Stromstärke und Gasdurchflussmenge [15].

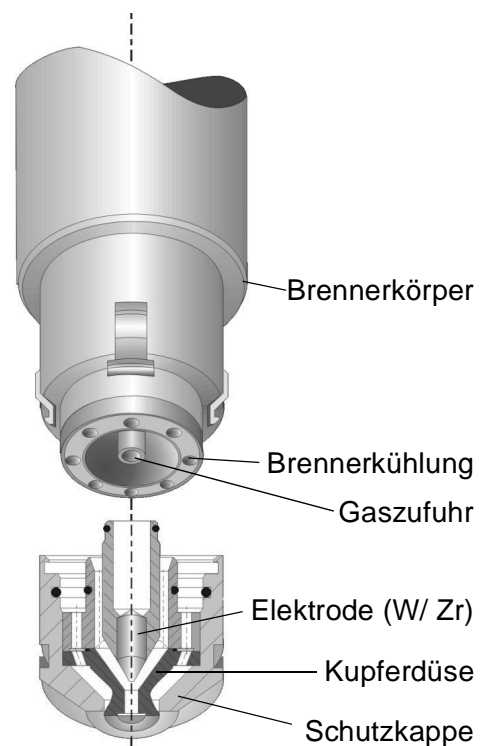


Bild 2.1: Aufbau des Spitzelektroden-Plasmabrenners PC 605 SP

Neben Gasdurchfluss, Stromstärke, Schneidgeschwindigkeit und Düsenabstand sind der Zustand der Brennerschleifteile Düse und Elektrode maßgebende, die Qualität plasmageschnittener Bleche bestimmende Größen. Diese wird durch die geometrische Form

der durch den Trennprozess entstehenden Schnittkante und -fläche bestimmt. Zur quantitativen Beschreibung der Qualitätsmerkmale können die DIN 2310 Teil 4 [29] und die VDI-Richtlinie 2906 Blatt 7 [131] herangezogen werden. Letztere enthält wesentliche Kenngrößen zur Beschreibung der Maßhaltigkeit, Schnittkanten-, Schnittflächen- und Oberflächenqualität sowie der Schlacken eines plasmageschnittenen Werkstücks. Eine besondere Bedeutung für die thermische Schweißnahtvorbereitung der Blechkanten besitzen die in der VDI 2906 definierten Qualitätsmerkmale Rechtwinkligkeitstoleranz und Bartausbildung [5].

Infolge der thermischen Belastung sind die Elektrode und die Düse eines Plasmaschneidbrenners teilweise starkem Verschleiß unterworfen. Der Düsenverschleiß tritt in Form von a) Einkerbungen auf der Düsenstirnfläche, b) nahezu konzentrischen Ansträgungen an der Außenseite des Düsenkanals sowie c) konzentrischen oder einseitigen Aufweitungen des Düsenkanals auf. Die Verschleißformen b) und c) sind häufig Folge der hohen thermischen Belastung der Düse während eines längeren Einsatzes des Brenners. Einkerbungen an der Düsenstirnseite können durch das Zünden von Doppellichtbögen hervorgerufen werden. Bei diesem Phänomen brennt nicht mehr nur ein Lichtbogen zwischen Elektrode und Werkstück, sondern jeweils einer zwischen Elektrode und Düse sowie zwischen Düse und Werkstück.

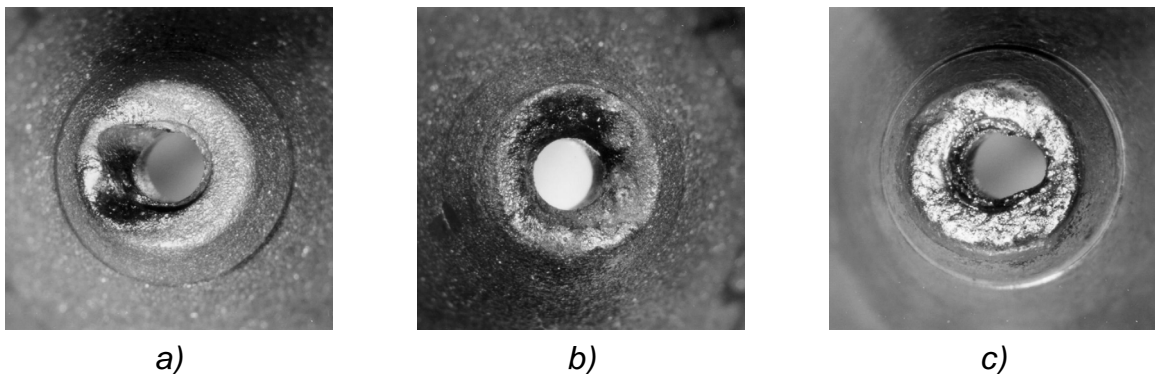


Bild 2.2: Düsenverschleißformen am Beispiel eines Flachelektrodenbrenners

Grundsätzlich beeinflusst der Düsenverschleiß den Gasfluss durch die Düse und somit den Trennprozess selbst. Der Verschleiß vom Typ a) hat zur Folge, dass der Plasmastrahl in Richtung der Kerbe abgelenkt wird. Dies wiederum führt dazu, dass Rechtwinkligkeitstoleranz und Schlackeanhaftung an der Unterseite des geschnittenen Bleches stark variieren. Wird dagegen mit einer intakten Düse unter optimalen Prozessbedingungen geschnitten, haftet praktisch keine Schlacke an der Unterseite des Bleches an, da das geschmolzene Fugenmaterial fast vollständig aus der Schnittfuge getrieben wird. Die Verschleißformen b) und c) verursachen einen Druckabfall in der Düse und führen somit ebenfalls zu einer Verminderung des Austriebs von geschmolzenem Schnittfugenmaterial und zu einer Bartbildung an der Unterseite des Bleches. Im Extremfall kann der Druckabfall dazu führen, dass kein Durchschnitt mehr erreicht werden kann.

Der Elektrodenverschleiß ist durch eine Abstumpfung der Wolfram-Spitzelektrode (Spitzelektrodenbrenner) oder dem zunehmenden Abbrand des Hafniumstiftes (Flachelektrodenbrenner) im Elektrodengrundkörper gekennzeichnet. Die Geschwindigkeit des Elektrodenabbrandes hängt wesentlich von dem verwendeten Plasmagas ab; er ist stärker, wenn reaktive Gase wie Sauerstoff oder Luft eingesetzt werden.

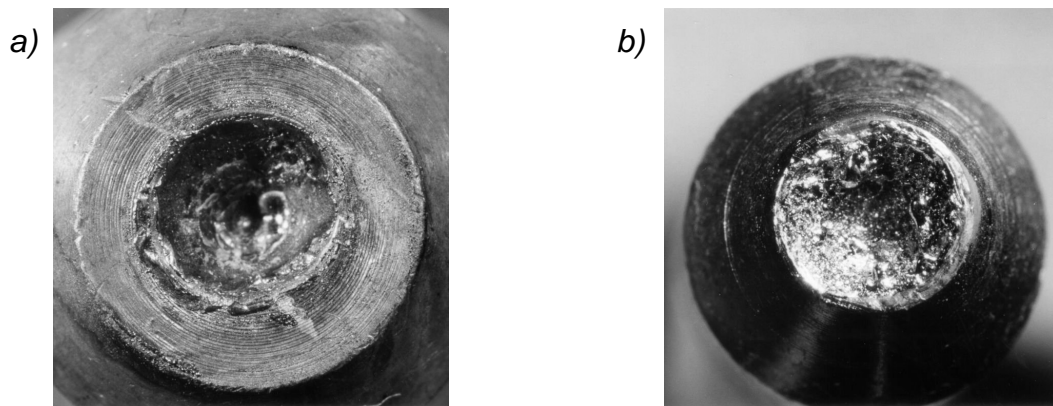


Bild 2.3: Elektrodenverschleiß a) Flachelektrode, b) Spitzelektrode

Durch den Elektrodenverschleiß verlängert sich der Plasmalichtbogen und die Lichtbogen­spannung steigt an, was wiederum die Schnittqualität beeinflusst. Die Firma Hypertherm empfiehlt beispielsweise den Austausch der in ihren Brennern MAX100 und MAX200 gebräuchlichen Flachelektroden bei Erreichen einer Abbrandtiefe von 1,5 bzw. 2 mm [101].

2.2 Motivation

Zur Überwachung der Verschleißteile Düse und Elektrode sind bisher ein akustisches Diagnosesystem [116] für Brennschneiddüsen sowie ein System zur Messung der Kapazität des Kaltgasmantels zwischen Düse und Elektrode [14] für Plasmaschmelzschneiddüsen entwickelt worden. Die akustische Analyse ermöglicht das Erkennen von Verschmutzungen oder Beschädigungen der Düsenkanalmündung. Die Kapazitätsmessung des als Dielektrikum wirkenden Kaltgasmantels zwischen Düseninnenwandung und Elektrode kann kontinuierlich während des gesamten Trennprozesses durchgeführt werden. Der Prozess selbst kann bei Erreichen eines zu definierenden Grenzwertes unterbrochen werden, um das Zünden von Nebenlichtbögen zwischen Elektrode und Düse zu vermeiden. Derartige Lichtbögen zerstören die Düse. Eine technische oder marktfähige Umsetzung beider Verfahren ist nicht bekannt.

Zur Bestimmung des Verschleißgrades der Düse haben sich bisherige Untersuchungen in [107] auf die Messung und Analyse der elektrischen Spannung zwischen Elektrode und Düse, des emittierten Schalls sowie des Schneidgasdrucks während der Pilotlichtbogenphase vor dem eigentlichen Schnitt und während der Hauptlichtbogenphase konzentriert. Der Erfolg der einzelnen Prüfverfahren war jedoch von der Art des eingesetzten Brenners

abhängig. So konnte der Düsenverschleiß beim Spitzelektrodenbrenner des Typs PMC-U6 über die Gasdruckmessung während der Pilotlichtbogen- und Hauptlichtbogenphase sicher erkannt werden. Die Schall- und Spannungssignale wiesen in Abhängigkeit des Düsenverschleißes eine nicht reproduzierbare Änderung auf. Beim Flachelektrodenbrenner des Typs PB50.1 der Firma Kjellberg Elektroden & Maschinen GmbH Finsterwalde konnte die Überwachung des Mittelwerts und der Standardabweichung der Pilotlichtbogenspannung als geeignetes Verfahren zur Detektion des Düsenverschleißes erfolgreich eingesetzt werden [108]. Dagegen erwies sich die Auswertung des Schalldruckpegels und des Gasdrucks im Düsenraum aufgrund der geringen Signaländerung in Abhängigkeit des Düsenverschleißes und der hohen Investitionskosten als nicht praxistauglich. Die Messung der Pilotlichtbogenspannung und des emittierten Schalls wurden zur Bestimmung des Elektrodenverschleißes herangezogen. Der Elektrodenverschleiß konnte nur beim Spitzelektrodenbrenner über die Auswertung der Pilotlichtbogenspannung identifiziert werden. Treten jedoch Düsen- und Elektrodenverschleiß gleichzeitig auf, was in der Praxis häufig der Fall ist, so wirkt sich besonders nachteilig aus, dass der messbare Effekt bei einem Elektrodenverschleiß wie auch der Effekt des Düsenverschleißes auf der Veränderung des Lichtbogenwiderstands¹ beruht. Ein höherer Elektrodenverschleiß hat eine Verlängerung der Lichtbogenlänge und somit eine Vergrößerung des Mittelwertes der Pilotlichtbogenspannung zur Folge. Ein Düsenverschleiß in Form einer Düsenkanalaufweitung verursacht jedoch eine Verringerung des Lichtbogenwiderstands und somit eine Verkleinerung des Mittelwertes der Pilotlichtbogenspannung. Beide Effekte können sich somit gegenseitig kompensieren. Die Auswertung des Mittelwertes der Pilotlichtbogenspannung führt zu keinem verwertbaren Ergebnis, obwohl Düse und Elektrode verschlissen sind.

In [111] wird ein Verfahren beschrieben, das an dem Flachelektrodenbrennersystem MAX200 der Firma *Hypertherm* (Hanover, USA) während der Hauptlichtbogenphase den Düsenverschleiß des Typs b) und c) (siehe Bild 2.2) über die Auswertung des Gasdrucks im Düsenraum bzw. in der Gasführung im Brenner erkennt. Der Verschleiß der Elektrode wird durch Messung der Spannung zwischen Elektrode und Düse überwacht. Zur Vermeidung der oben beschriebenen Probleme der Überlagerung der Effekte einer Düsenkanalaufweitung und Verkürzung der Elektrode in der messbaren Lichtbogenspannung werden Gasdruck und Spannung gemeinsam betrachtet. Hierdurch ist eine Aussage über die Abnutzung der Brennerschleifsteile möglich. Dieses Verfahren wurde jedoch speziell für den o. g. Flachelektrodenbrenner entwickelt, da bei diesem Modell die Düse nicht, wie beim Flachelektrodenbrenner der Firma Kjellberg der Fall, neutral geschaltet werden muss. Die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Spitzelektrodenbrenner ist vor allem aufgrund der Ergebnisse der Untersuchungen in [107] mehr als fraglich. Des Weiteren ist das Verfahren nur für die Ermittlung der Düsenverschleißformen b) und c) geeignet.

1. $U_{LB} \sim I \cdot R_{LB} \approx I \cdot \rho \cdot l / A$: U_{LB} : Lichtbogenspannung, I : Quellenstrom, ρ : spez. Widerstand, l : Lichtbogenlänge, A : Lichtbogenquerschnitt

Dieses Verschleißüberwachungssystem befindet sich bisher noch nicht im industriellen Einsatz.

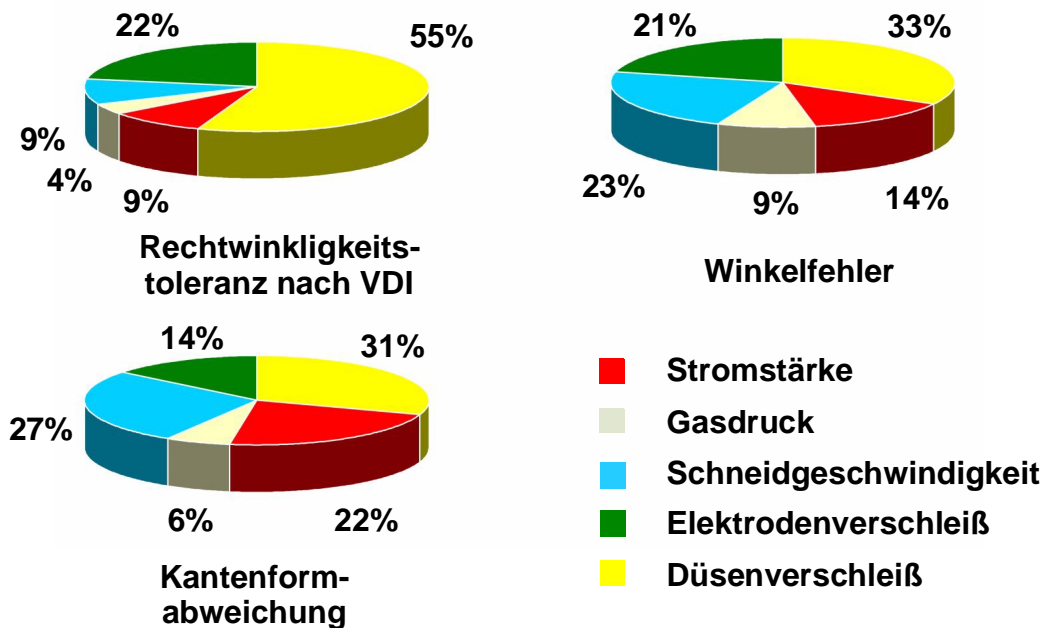


Bild 2.4: Einfluss der Prozessgrößen und Verschleißparameter auf die Schnittqualität beim Flachelektrodenbrenner [6]

In Bild 2.4 wird deutlich, dass die beiden Größen Düsen- und Elektrodenverschleiß die ausgewählten Qualitätsmerkmale beim Flachelektrodenbrenner mit mindestens 45 % bis zu 77 % bestimmen. Den stärksten Einfluss auf die einzelnen Qualitätsmerkmale der geschnittenen Bleche übt der Düsenverschleiß aus. Sein Anteil liegt im Mittel beim Spitzelektrodenbrenner bei 45 % und beim Flachelektrodenbrenner bei 47 %. Der Einfluss des Elektrodenverschleißes ist zwar geringer und liegt im Mittel bei 11 % für den Spitzelektrodenbrenner und bei 8 % für den Flachelektrodenbrenner [107], er gewinnt jedoch an Bedeutung, wenn die gegenseitige Abhängigkeit zwischen Elektroden- und Düsenverschleiß näher betrachtet wird. Sowohl Untersuchungen von *Reinhold* [107] als auch die Angaben zahlreicher Hersteller von Plasmaschneidanlagen belegen eine unmittelbare Auswirkung des Elektrodenverschleißes auf den Düsenverschleiß.

Der Einsatz von neuen bzw. leicht verschlissenen Elektroden bewirkt eine deutliche Verlängerung der Düsenstandzeiten und unterstreicht damit die Notwendigkeit einer Elektrodenverschleißüberwachung. Des Weiteren hat sich anhand von Schneidversuchen gezeigt, dass Schnitte, die den Anforderungen der in der DIN 2310 Teil 4 und 5 [29] und der VDI-Richtlinie 2906 [131] aufgeführten Qualitätskriterien genügen, nur mit neuen bzw. leicht verschlissenen Düsen erreicht werden können. Da die Verschleißformen von äußeren Einflüssen abhängen, kann die Standzeit von Düse und Elektrode stark variieren und ist somit nicht vorhersagbar. Der Wechsel der Verschleißteile beim Plasmaschmelzschnitten orientiert sich im industriellen Einsatz immer noch an empirisch gewonnenen Erfahrungswerten. Ein verspäteter Wechsel von Düse und Elektrode verschlechtert die

Schnittqualität und macht eine zeit- und kostenintensive Nachbearbeitung der erzeugten Schnittkanten und Schnittflächen notwendig. Obwohl die bisherigen Untersuchungen zur Überwachung des Düsen- und Elektrodenverschleißes über die Messung von Prozessgrößen wie Spannung und Gasdruck, also indirekten Messgrößen, vielversprechend sind, ist ihr Erfolg abhängig vom jeweils eingesetzten Brennertyp. Es existiert kein Verfahren, das unabhängig vom Brennertyp den Verschleiß sicher erkennen kann. Dies verdeutlicht, dass es einer einfachen und kostengünstigen Messtechnik bedarf, die alle auftretenden Verschleißformen sicher erkennen kann. Die unterschiedlichen Verschleißformen führen zu der Überlegung, von der Vermessung der Oberflächengestalt der Elektrode und Düse auf den jeweiligen Verschleißgrad zu schließen. Die vorliegende Arbeit setzt sich mit der bestehenden Problematik der Gestaltvermessung auseinander und leistet einen Beitrag zu ihrer Lösung.

2.3 Anforderungen an optische Sensoren

Die Entwicklung eines industriell einsetzbaren 3D-Sensors ist ökonomischen und prozessbedingten Randbedingungen unterworfen:

- Der 3D-Sensor soll unproblematisch in bestehende Plasmaschneidanlagen unterschiedlicher Hersteller integriert werden können.
- Das zu Grunde liegende Messprinzip sollte einfach sein. Einfache Verfahren sind erfahrungsgemäß robuster gegenüber äußeren Störungen. So werden eventuell auftretende Ausfallzeiten und die daraus resultierenden Wartungskosten minimiert.
- Ein Messgerät, das überwiegend aus handelsüblichen Komponenten besteht, reduziert die Kosten.
- Die Einsetzbarkeit des 3D-Sensors auch in anderen Anwendungen zur Vermessung von Topographien ist wirtschaftlich gesehen von Vorteil.
- Zusätzliche kostenintensive Arbeitsschritte, die sich durch aufwendige Präparation des Messobjekts ergeben, sollen vermieden werden.

Es lassen sich folgende technische Anforderungen an den 3D-Sensor ableiten:

- Bei den zu vermessenden Strukturen handelt es sich um so genannte zweieinhalbdimensionale Objekte, die keine hinterschnittenen Bereiche besitzen. Somit genügt die Angabe einer Höhenkarte, um auf die Verschleißformen der Düse sowie auf den Elektrodenverschleiß zu schließen.
- Die Messung muss automatisierbar sein.
- Die Messung muss von sich ändernden Reflexionsgraden aufgrund von Schwärzungen von Elektrode und/oder Düse unabhängig sein.
- Die Messvolumina sollten $(1 \times 1 \times 2) \text{ mm}^3$ (Elektrode) bzw. $(5 \times 5 \times 2) \text{ mm}^3$ (Düse) umfassen.
- Die Positioniereinrichtung des 3D-Sensors sollte in ihrer Schrittauflösung und

dem möglichen Verfahrenweg der geforderten Messunsicherheit und dem o. g. Messvolumen Rechnung tragen.

- Die Oberflächenvermessung der Elektrode muss durch den Düsenkanal erfolgen können.

Optische Messtechniken eignen sich hervorragend zur 3D-Gestaltvermessung, da sie einen direkten Zugang zu absoluten Formen und Formveränderungen komplexer Objekte in einem weiten Skalenbereich liefern. Zu ihren großen Vorteilen zählen im Besonderen die schnelle und berührungslose, d. h. auch zerstörungsfreie Wechselwirkung mit dem Messobjekt und die flexibel anpassbare Empfindlichkeit.

2.4 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines optischen Messverfahrens zur Bestimmung des Werkzeugverschleißes beim Plasmaschmelzschneiden. Dies soll erreicht werden, indem die Oberflächengestalt der Verschleißteile Elektrode und Düse vermessen wird. Hierfür soll ein Messsystem mit einem 3D-Sensor aufgebaut werden. Die gewonnenen Erkenntnisse dienen zum einen der Klärung der Grenzen des optischen Messverfahrens im Hinblick auf den Messbereich und die Messunsicherheit, zum anderen bilden sie die Grundlage für die industrielle Umsetzung eines optischen Sensorikkonzeptes für die Verschleißbestimmung.

Die Entwicklungen erfolgen vor dem Hintergrund, dass die Oberflächenvermessung der Elektrode durch den Düsenkanal erfolgen muss. Die Ergebnisse können deshalb auch darüber Aufschluss geben, ob das optische Messverfahren auf andere, ähnliche Messaufgaben übertragbar ist, z. B. zur Vermessung der Tiefe von Sacklöchern. Des Weiteren soll die Vermessung von Elektrode und Düse mit demselben optischen Messsensor möglich sein. Zunächst wird ein Überblick über die in Wissenschaft und Technik bekannten Messverfahren zur Bestimmung der mikroskopischen bzw. makroskopischen Topographie von technischen Oberflächen gegeben. Es wird dargelegt, welches Sensorprinzip für die Messaufgabe geeignet erscheint und in der vorliegenden Arbeit aufgebaut und analysiert wird.

Es folgt eine Einführung in die theoretischen Grundlagen, die zur Beschreibung des Messprinzips erforderlich sind. Auf der Basis dieser Grundlagen schließt sich eine theoretische Analyse des Messverfahrens an. Diese beginnt damit, eine numerische Simulation des 3D-Sensors zu erstellen. Darüber hinaus werden die Ursachen für Messfehler aufgezeigt und eine Berechnungsformel zur Abschätzung der Größe der zu erwartenden Fehler hergeleitet. Diese Berechnungsformel und die zuvor erarbeitete numerische Simulation sind die Voraussetzung für die Optimierung des Messbereichs und der Messunsicherheit des 3D-Sensors.

Nachfolgend wird aufgezeigt, inwieweit die durch Messfehler verursachte Messunsicherheit des 3D-Sensors über die in der Analyse berechneten Ergebnisse hinaus verbessert

werden kann. Es werden Hinweise auf in der Literatur diskutierte Lösungsmöglichkeiten gegeben und eine geeignet erscheinende Methode ausgewählt.

Es folgt eine Beschreibung der für die messtechnische Analyse des 3D-Sensors entwickelten Versuchsaufbauten und -einrichtungen. Die vorher ausgewählte technische Variante zur möglichen Verbesserung der Messunsicherheit im Versuchsaufbau wird berücksichtigt.

Der Beschreibung des Versuchsaufbaus schließt sich die messtechnische Analyse des Gesamtsystems an. Die unterschiedlichen Konfigurationen des 3D-Sensors werden vergleichend am Beispiel der Vermessung einer ebenen Kupferplatte sowie an neuen und verschlissenen Düsen und Elektroden untersucht. Ein Vergleich der Messungen mit den Vermessungsergebnissen eines industriellen Sensors geben Aufschluss über die Leistungsfähigkeit des Messverfahrens.

Im Anschluss daran erfolgt eine Bewertung der Vermessungsergebnisse. Daran anknüpfend schließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung und gibt einem Ausblick auf weiterführende Fragestellungen.

Nachfolgend sind die Ziele und der Aufbau der Arbeit noch einmal zusammenfassend dargestellt.

Ziele

- Entwicklung eines optischen Messverfahrens
- Aufbau eines Messsystems mit einem 3D-Sensor zur Bestimmung des Werkzeugverschleißes beim Plasmaschmelzschneiden
 - Bestimmung der Verfahrensgrenzen
 - Schaffen einer Grundlage für die industrielle Umsetzung
 - Prüfung der Übertragbarkeit auf andere Messaufgaben

Aufbau

- Übersicht über Messverfahren in Wissenschaft und Technik
 - Auswahl eines geeigneten Messprinzips
- Theoretische Analyse des optischen Messverfahrens, Optimierung von
 - Messunsicherheit
 - Messbereich
- Analyse der Möglichkeiten zur Verbesserung der Messunsicherheit
- Entwicklung und Realisierung eines Versuchsaufbaus
- Experimentelle Ergebnisse
 - Bestimmung der Messunsicherheit und des Messbereichs
 - Vergleich mit Messergebnissen eines industriellen Sensors
 - Vermessung von Düsen und Elektroden
- Bewertung der Ergebnisse, Zusammenfassung und Ausblick

Bild 2.5: Ziele und Aufbau der Arbeit

3 Stand von Wissenschaft und Technik

Verfahren zur dreidimensionalen Gestaltvermessung basieren auf akustischen, optischen, mechanischen oder elektrischen Prinzipien. Sie tasten die Oberfläche eines Objektes entweder punkt- (nulldimensional), linien- (eindimensional) oder flächenförmig (zweidimensional) ab. Erst durch mechanisches Abscannen werden die jeweils fehlenden Dimensionen zeitlich seriell ergänzt. Darüber hinaus lassen sich die optischen Verfahren in aktive und passive Verfahren einteilen. Bei aktiven Verfahren wird das Messobjekt vom Messsystem geeignet beleuchtet, um eine gezielte Strukturierung der Objekthelligkeit zu erreichen. Passive Verfahren nutzen dagegen die durch das Umgebungslicht bereits vorhandene Objektausleuchtung. Vorteilhaft bei aktiven Verfahren ist die über die Beleuchtung erreichbare Kodierung mit a priori Informationen zur Datenreduktion.

3.1 Begriffsdefinition

Es werden zunächst einige Begriffe, die im Zusammenhang mit 3D-Sensoren immer wieder auftreten, definiert. Diese Definitionen basieren auf Beschreibungen von *Blossey* [13] und *Herrmann* [62].

3D-Sensor

Ein 3D-Sensor bestimmt die geometrische Form des zu vermessenden Objektes als longitudinale Koordinate z in Abhängigkeit der lateralen Koordinaten x und y . Da Hinterschnidungen nicht vermessen werden können, handelt es sich bei den 3D-Sensoren streng genommen um zweieinhalbdimensionale Sensoren. Es kann nur die Funktion $z = f(x, y)$ bestimmt werden.

Makroskop

Das Makroskop wird definiert als 3D-Sensor, der die Vermessung von Strukturen ermöglicht, die vom Auge gerade noch auflösbar sind. Dies gilt für zwei getrennte, gleich helle Punkte betrachtet aus einer Nahsehweite von 250 mm , wenn ihr lateraler Abstand $75\text{ }\mu\text{m}$ beträgt, entsprechend einem Sehwinkel von ca. $1'$ [120]. Im Gegensatz dazu erzeugt die mikroskopische Abbildung ein vergrößertes Objekt, dessen Einzelheiten mit bloßem Auge nicht auflösbar sind [104].

Longitudinale Messunsicherheit δz

Die gemessene Entfernung zu einem Objektpunkt $z(x, y)$ kann nicht exakt bestimmt werden, sondern ist mit einem statistischen Messfehler δz behaftet. Die Entfernung kann nur auf $z \pm \delta z$ genau bestimmt werden. δz ist die Standardabweichung. Diese Messunsicherheit ist ein Maß für die Streuung des wahrscheinlichsten Wertes der Messung.

Für diesen wird zweckmäßigerweise der Mittelwert der Stichprobe angegeben:

$$\mu = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n z_j \quad (3.1)$$

mit der Anzahl n der Elemente der Stichprobe. Die Varianz der Stichprobe ist

$$\sigma^2 = \frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^n (z_i - \mu)^2 \quad (3.2)$$

Die positive Wurzel aus der Varianz, d. h. die Standardabweichung, ist der rms¹⁾-Messfehler. Dieser wird mit der Messunsicherheit gleichgesetzt²⁾.

Die Messunsicherheit kann experimentell bestimmt werden, indem zunächst die Entfernung zu einem Objektpunkt $z_o(x_o, y_o)$ auf einer Oberfläche gemessen wird. Anschließend wird das Objekt mehrfach lateral verschoben und jeweils wieder die Entfernung $z_i(x_p, y_i)$ aufgenommen. Die Messunsicherheit ergibt ein einfaches Qualitätskriterium für 3D-Sensoren. In der industriellen Messtechnik wird die longitudinale Messunsicherheit auch als Messgenauigkeit angegeben.

Longitudinales Auflösungsvermögen $1/\Delta z$

Die relative, noch sicher nachzuweisende Höhenänderung Δz eines einzelnen Objektpunktes wird als Auflösung bezeichnet. Von Interesse bei der Angabe des longitudinalen Auflösungsvermögens sind Relativwerte. Entscheidendes Qualitätskriterium von 3D-Sensoren ist jedoch die longitudinale Messunsicherheit und nicht das Auflösungsvermögen, da unterschiedliche Objektpunkte vermessen und in Beziehung zueinander gesetzt werden. Zudem wird mit der Auflösung nur die Nachweisbarkeit einer relativen Höhenänderung bestimmt und nicht der Fehler bei der absoluten Entfernungsmessung. Δz kann darüber hinaus einige Zehnerpotenzen kleiner sein als δz . Häufig wird in den Datenblättern von 3D-Sensoren diese Tatsache bewusst ausgenutzt und das Auflösungsvermögen fälschlicherweise als Messgenauigkeit angegeben.

Laterales Auflösungsvermögen $1/\Delta x$

Das laterale Auflösungsvermögen oder die Auflösung eines optischen Systems wird durch den lateralen Abstand zweier Objektpunkte Δx (lateraler Auflösungsabstand) festgelegt, die noch unterschieden und getrennt vermessen werden können. Bei punktförmigen Messverfahren ist Δx als der Radius des Lichtflecks, mit dem das Objekt beleuchtet wird, definiert. Bei flächenhaft vermessenden Sensoren ist Δx definiert als der kleinste Abstand der Bilder zweier Objektdetails, z. B. zweier Bildpunkte, bei dem die Bilder noch unterschieden werden können. Die Auflösung ist durch die Breite des zentralen Maximums der Amplitudenverwaschungsfunktion³⁾ begrenzt. Diese ist abhängig vom Kohärenzgrad des Lichts (vgl. Abschnitt 4.3.1), von der Objektstruktur und von dem vom Bildempfänger vorgegebenen Mindestkontrast. Aus diesem Grund ist die Angabe des lateralen Auflösungsvermögens nur für die Abbildung identischer, gleich

1) root mean square - mittlerer quadratischer Fehler

2) In den Messreihen können durchaus einzelne Messwerte mit ungewöhnlich großen Messfehlern vorhanden sein.

3) oder Punktbildamplitudenfunktion: Verlauf der Amplitude eines Objektpunktes in der Bildebene, der durch die Beugung an der Blende einer Linse und durch Aberrationen verwaschen erscheint. Sie entspricht bis auf einen Normierungsfaktor der Fourier-Transformierten der Pupillenfunktion. Man erhält die Amplitudenverteilung in der Bildebene durch Faltung der Amplitudenverwaschungsfunktion mit der Objektamplitudenverteilung [104].

heller Strukturen sinnvoll definiert.

Messbereich $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$

Innerhalb des Messbereichs sollten die angegebenen Werte für die longitudinale Messunsicherheit und das laterale Auflösungsvermögen nur unerheblich größer werden. Sie geben die zulässige Ausdehnung des zu vermessenden Objektes in Richtung der einzelnen Koordinatenachsen an.

Numerische Apertur

Für Systeme, bei denen ein Objekt bzw. Bild in geringer, wenig veränderlicher Objektweite angeordnet ist, wird die numerische Apertur angegeben

$$A = n \cdot \sin(u) \quad (3.3)$$

mit der Brechzahl n im Raum zwischen dem Objekt und dem 3D-Sensor sowie dem halben Öffnungswinkel u (in den meisten Fällen ist $n = 1$). Es wird zwischen Beleuchtungs- und Beobachtungsapertur unterschieden.

3.2 Mindestanforderungen an 3D-Sensoren

Für den zu untersuchenden 3D-Sensor werden aufgrund der technologischen Randbedingungen aus Abschnitt 2.3 und vor dem Hintergrund obiger Begriffsdefinitionen folgende Mindestanforderungen definiert:

- longitudinale Messunsicherheit: $\delta z \leq 10 \mu m$,
- lateraler Auflösungsabstand: $\Delta x = 100 \mu m$,
- longitudinaler Auflösungsabstand: $\Delta z = 100 \mu m$ und
- Scanvolumen (Messbereich) $(\Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z)$ $(5 \times 5 \times 15) mm^3$.

Das Ziel der Vermessung ist die Bestimmung der makroskopischen Oberflächenstruktur der Düse und der Elektrode mit einem longitudinalen und lateralen Auflösungsabstand von $100 \mu m$. Entsprechend wird ein optischer 3D-Sensor in der Arbeit als optisches Makroskop bezeichnet.

3.3 Nicht-optische 3D-Sensoren

Sondenverfahren zählen zu den nulldimensionalen, d. h. punktförmig mechanisch abtastenden 3D-Sensoren, die erst durch die Bewegung eines taktilen Tastkopfes über die zu vermessende Oberfläche eine Topographievermessung ermöglichen. Die Form des Objektes wird aus dem Ausschlag des Messfühlers und/oder der Anpresskraft an den verschiedenen Messpunkten berechnet.

Das Auflösungsvermögen der Sondenverfahren wird hauptsächlich durch die Sondenform bestimmt. Hier werden häufig Rubinkugeln eingesetzt, die an der Spitze des Mess-

kopfes sitzen. Der Vorteil dieser taktilen Sensoren liegt in ihrer kleinen longitudinalen Messunsicherheit von $1 \mu m$. Die Nachteile sind lange Messzeiten und niedrige Datenraten, die sich durch die dynamischen Eigenschaften des Messtasters ergeben. Außerdem ist der Radius der Rubinkugel endlich (kleinster Durchmesser liegt bei $0,1 mm$), d. h. es ergibt sich ein begrenzter lateraler Auflösungsabstand (mechanischer Tiefpass). Dadurch können vor allem tiefe Löcher mit hohem Aspektverhältnis nicht vermessen werden. Zudem sind die Messtaster sehr bruchempfindlich.

In der Oberfläche von metallischen Werkstoffen können Wirbelströme von Wechselfeldern erzeugt und die Rückwirkung dieser Felder mit induktiven Sensoren ausgewertet werden. Die Änderung der Signalamplitude wird als Maß für die Abstandsänderung herangezogen. Vorwiegend wird dieses Verfahren zur Detektion von Gefügeänderungen oder zur Rissprüfung verwendet. Die Änderung der Kapazität eines Kondensators bei Annäherung an eine Oberfläche kann ebenfalls als Messsignal in Form einer Phasen-, Amplituden- oder Frequenzänderung ausgewertet werden. Beide Verfahren, induktiv und kapazitiv, arbeiten ähnlich wie der Tonkopf eines Schallplattenspielers und können im Nanometerbereich auflösen. Sie weisen jedoch ein sehr geringes laterales Auflösungsvermögen auf. Die Messzeiten zum Abscannen von kleinen Messvolumina sind bereits extrem lang.

Des Weiteren gibt es Verfahren, die nach dem Prinzip des Echolots Schallwellen im Ultraschallbereich nutzen. Hier wird die Laufzeit zwischen dem ausgesendeten und dem reflektierten Impuls gemessen. Prinzipbedingt ergibt sich bei diesem Verfahren eine große Messunsicherheit im Millimeter- und Zentimeterbereich sowie ein schlechtes laterales Auflösungsvermögen. Aus beidem resultiert die geringe Bedeutung dieser Verfahren. Das bevorzugte Einsatzgebiet ist die grobe Füllstands- oder auch Abstandsmessung.

3.4 Triangulationsverfahren

Triangulation ist das am weitesten verbreitete Messprinzip zur optischen Abstandsmessung [17]. Es wird seit jeher zur Navigation und Landvermessung eingesetzt und bewährt sich zunehmend bei der Vermessung von Konturen im makroskopischen Bereich. Triangulationsverfahren sind robust gegenüber äußeren Einflüssen und aus technischer Sicht nicht besonders aufwendig. Das Messprinzip beruht auf der Tatsache, dass ein Dreieck durch drei Größen vollständig bestimmt ist. So wird beispielsweise der Messpunkt bei einem aktiven Triangulationsverfahren wie der Lasertriangulation als Schnittpunkt aus der Projektions- und Beobachtungsrichtung gebildet. Der Messpunkt wird auf die zu vermessende Objektoberfläche projiziert und das vom Objekt reflektierte Licht auf einem photoempfindlichen Detektor abgebildet. Wird die Basisstrecke des Dreiecks durch Messung der Position des reflektierten Lichts auf dem Detektor ermittelt und ist die Projektionsrichtung über den Winkel ν zwischen Beleuchtungs- und Beobachtungsrich-

tung vorgegeben, so kann die Höhe des Dreiecks, die dem gesuchten Objektabstand entspricht, berechnet werden. Für den in Bild 3.1 dargestellten Fall einer senkrechten Beobachtungsrichtung gilt

$$z = \frac{d}{\tan \nu}$$

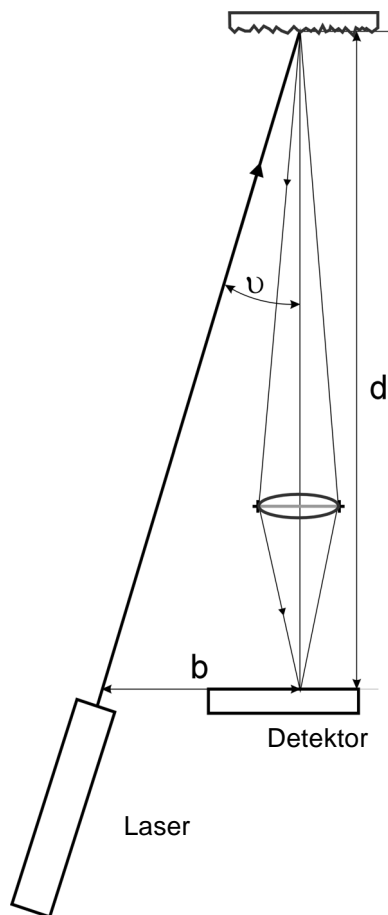


Bild 3.1: Verfahrensprinzip der Lasertriangulation

Die Triangulation lässt sich durch die Projektion einer Linie auf das zu vermessende Objekt erweitern. Auf dem Oberflächenprofil erscheint die Linie gekrümmt. Anwendung findet die Linienprojektion im Lichtschnitt- und Streifenprojektionsverfahren bzw. der bildhaften Triangulation. Beim Lichtschnitt-Verfahren wird ein Lichtband bzw. eine scharfe Hell-Dunkel-Grenze auf das Objekt projiziert. Der so erzeugte Lichtschnitt wird von einer Videokamera erfasst und unter Anwendung der Triangulationsgesetze ausgewertet. Durch Projektion eines periodischen Gitters wird eine flächenhafte Triangulation der gesamten Messszene ermöglicht. Die Auswertung des durch das Messobjekt deformierten Gitterbildes kann beispielsweise unter Anwendung der Moiré-Technik erfolgen. Dabei wird das Objektmuster vor der Auswertung mittels einer Kamera von einem Referenzmuster mit aufeinander abgestimmten Streifendichten überlagert. Die entstehenden Moiré-Linien werden anschließend ausgewertet.

Ein weiteres Verfahren, das im Prinzip auf der Triangulation basiert, ist die Photogrammetrie. Hier wird die Objektoberfläche durch Triangulation des Abstandes aus zwei korrelierenden Regionen in einem aus leicht unterschiedlichen Beobachtungsrichtungen aufgenommenen Bildpaar rekonstruiert [70],[127].

Die Anzahl der Publikationen über das Verfahren Triangulation ist groß. In [7] werden verschiedene Punktabstandssensoren, die auf der aktiven Triangulation beruhen, vorgestellt. Eine detaillierte Diskussion der Fehlerquellen und physikalischen Grenzen des Verfahrens ist in [75] zu finden. Der Vorteil der Triangulation ist die hohe Flexibilität des Messverfahrens. Die Messunsicherheit bei Triangulationsverfahren kann durch geeignete Wahl des Triangulationswinkels ν in der Tiefe von einigen μm (ν groß) bis zu praktisch beliebig großen Werten (ν klein) den Anforderungen angepasst werden. Der Messfehler in longitudinaler Richtung verringert sich mit zunehmendem Triangulationswinkel ν , gleichzeitig verkleinert sich jedoch der Messbereich. Die maximal erlaubte Neigung der Objektoberfläche verringert sich ebenfalls. Daraus resultieren mögliche Abschattungen von Objektbereichen. Bei großen Winkeln ν sowie großer Oberflächen-

neigung oder Stufen sind nicht vermessbare Orte die Folge. Außerdem ist eine große Beobachtungsapertur erforderlich, was jedoch bei den oft geforderten großen Arbeitsabständen praktisch nicht zu realisieren ist.

3.5 Interferometrische Verfahren

Interferometrische Verfahren nutzen Interferenzerscheinungen aus, Phänomene, die bei der Überlagerung zweier oder mehrerer Wellenzüge optischer bzw. elektromagnetischer Natur auftreten. Die Interferenz macht sich durch Intensitätsschwankungen bemerkbar. Beim Licht ändert sich je nach Phasenlage zwischen Objekt- und Referenzwelle die Helligkeit bzw. Amplitude. Die Interferenzfähigkeit des Lichtes war schon lange vor der Erfindung des Lasers bekannt. Sie wurde bereits Anfang dieses Jahrhunderts, z. B. in der feinoptischen Fertigungskontrolle, erfolgreich genutzt. Interferenzen treten beispielsweise auch als störendes Streifenmuster, bekannt als Newton-Ringe, bei glasgerahmten Diapositiven auf.

Lichtinterferenzen sind nur zu beobachten, wenn zwischen zwei emittierten Wellenzügen eine konstante Phasenbeziehung besteht, d. h. wenn sie kohärent sind (vgl. Abschnitt 4.3.1). Des Weiteren interferieren nur Komponenten mit gleicher Schwingungs- bzw. Polarisationsrichtung. Bei den interferometrischen Längenmessverfahren werden zwei Teilwellen nach Durchlaufen verschiedener optischer Wege $n \cdot d$ (n : Brechungsindex, d : Weglänge) wieder vereint und zur Interferenz gebracht. Dabei darf der Gangunterschied $\Delta(n \cdot d)$ zwischen beiden Teilwellen nicht zu groß sein, d. h. er darf die Kohärenzlänge $l_c = c/\Delta\nu$ (c : Lichtgeschwindigkeit, $\Delta\nu$: Frequenzbandbreite) nicht überschreiten. l_c/λ ergibt die Anzahl der auf die Kohärenzlänge entfallenden Wellenzüge. Für weißes Licht ergibt sich eine geringe, für Laserlicht eine sehr große Kohärenzlänge (vgl. Abschnitt 7.7.2).

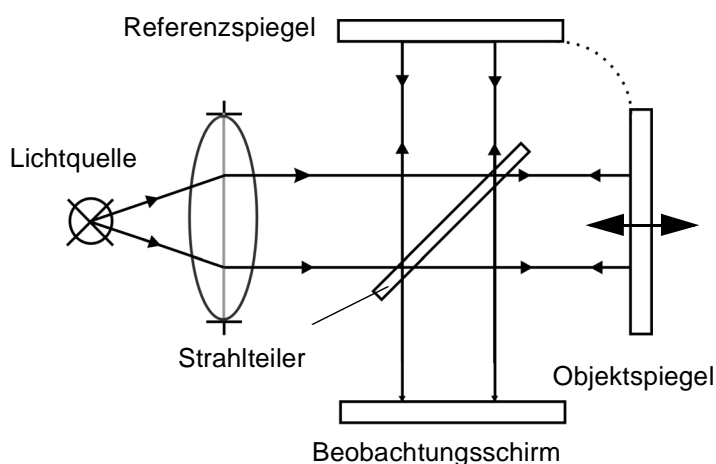


Bild 3.2: Michelson-Interferometer

dem auf dem Beobachtungsschirm entstehenden Interferenzbild ist die Objektform über die Gleichung $z(x, y) = \phi_O(x, y) \cdot \lambda/2\pi$ zu bestimmen. Bei einem unebenen Objekt

Der wichtigste Interferometer-Grundtyp ist das Michelson-Interferometer (siehe Bild 3.2). Ein paralleler, üblicherweise kohärenter Lichtstrahl wird über einen Strahlteiler aufgespalten und dem Objekt- und Referenzspiegel zugeführt. Nach der jeweiligen Reflexion werden der Referenzstrahl bekannter Phase $\phi_R(x, y)$ und der Objektstrahl unbekannter Phase $\phi_O(x, y)$ wieder überlagert. Aus

beschreiben die Interferenzfiguren die jeweiligen Höhenlinien. Die Auswertung erfolgt zumeist durch Bildverarbeitungsmethoden.

Durch die Auswertung lokaler Phasen der Interferenzfigur bei der kohärenten Interferometrie können Auflösungen von bis zu $0,1 \text{ nm}$ erreicht werden [35]. Die Entfernungen können jedoch nur relativ und nicht absolut vermessen werden. Problematisch ist daher vor allem der begrenzte Eindeutigkeitsbereich des Verfahrens von $\lambda/2$ bei der Vermessung von Objekten mit Kanten; bei den üblicherweise verwendeten Wellenlängen von $400 - 1000 \text{ nm}$ ist dieser sehr klein. Darüber hinaus können nur optisch glatte Oberflächen (siehe Abschnitt 4.3) vermessen werden, da durch Wechselwirkung mit der Oberfläche bei kohärenter Beleuchtung Speckle (vgl. Abschnitt 4.3.2) entstehen und dadurch eine Rekonstruktion unmöglich wird.

Das Problem der Speckle-Entstehung bei optisch rauen Oberflächen kann durch Verwendung längerer Wellenlängen, durch welche die Oberfläche glatter erscheint, vermieden werden. In [82] wird ein CO_2 -Laser mit einer Wellenlänge von $10,6 \mu\text{m}$ als Lichtquelle vorgeschlagen. Nachteilig ist neben den erhöhten Kosten einer derartigen Lösung auch die Abnahme des lateralen Auflösungsvermögens mit größer werdenden Wellenlängen.

Eine andere Variante zur Vermeidung von Specklen ist die Nutzung von zwei (oder mehreren) Lichtquellen verschiedener Wellenlängen λ_1 und λ_2 bei der heterodynen Interferometrie [25],[41],[122]. Die Differenz $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ muss konstant sein und im Bereich weniger nm liegen. Für jeden Objektpunkt werden die beiden korrelierten Phasen $\Phi_1(x, y)$ und $\Phi_2(x, y)$ bestimmt. Die Höheninformation wird aus der Phasendifferenz $\Delta\Phi(x, y)$ beider Phasen gewonnen, die mit der gesuchten Koordinate über $\Delta\Phi(x, y) = 2\pi \cdot z(x, y)/\Lambda$ mit der effektiven Wellenlänge $\Lambda = \lambda_1\lambda_2/|\lambda_1 - \lambda_2|$ verknüpft sind. Wesentlich ist, dass die durch Speckle verursachte additive Phase verschwindet, da nur noch Phasendifferenzen ausgewertet werden. Der Eindeutigkeitsbereich ist jedoch auch hier auf die halbe effektive Wellenlänge beschränkt. Darüber hinaus ist der elektronische Aufwand zur erforderlichen Stabilisierung der Laserdioden sehr hoch.

Wird anstelle der kohärenten Lichtquelle Weißlicht mit kurzer Kohärenzlänge verwendet, so treten nur dann Interferenzen auf, wenn Objekt- und Referenzspiegel aufeinander abgeglichen werden. Somit sind die optischen Weglängen im Objekt- und Referenzarm bis auf die Kohärenzlänge gleich, was auch absolute Entfernungsmessungen ermöglicht. Gegenüber dem Michelson-Interferometer wird beim Kohärenzradar [13],[36] der optisch glatte Objektspiegel durch das zu vermessende Objekt ersetzt, das in Strahlrichtung verschoben wird. Beim Kohärenzradar wird jedoch nicht die o. g. Phasenauswertung angewendet, die aufgrund der zufälligen Phase der einzelnen Speckle scheitern würde, sondern ein einziges subjektives Speckle betrachtet. Dieses Speckle zeigt bei Verschiebung des Objektes in longitudinaler Richtung eine Intensitätsmodulation, da es trotz zufälliger Phase mit der Referenzwelle interferiert. Eine Variante des Kohärenzradars, das ohne bewegliche Teile aufgebaut ist und somit auch für die Vermessung von schnell beweglichen Objekten geeignet ist, wird in [23] vorgeschlagen.

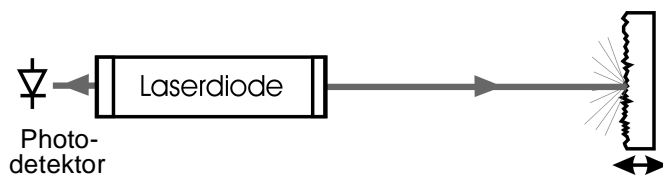


Bild 3.3: Laser-Feedback-Interferometer

Ein weitaus einfacherer Aufbau ergibt sich bei der „Laser-Feedback-Interferometry“, auch selbst-mischende oder induzierte Modulation genannt [33],[121]. Eine Laserdiode beleuchtet eine diffus reflektierende Oberfläche. Ein

kleiner Teil des Laserlichts wird zurückgestrahlt und in den Laserresonator zurückgekoppelt. Wird der Diodenstrom moduliert, so bewirkt die rückgekoppelte Strahlung eine Veränderung in dem elektrischen Feld des Laserresonators in Form einer Frequenz- und Amplitudenmodulation. Diese Veränderung kann mit Hilfe eines hinter der Laserdiode angeordneten Photodetektors aufgefangen und analysiert werden. *Donati et al.* [33] geben eine erreichbare longitudinale Auflösung von $2/\lambda$ in einem Messbereich von $1-2\text{ m}$ an. Eine longitudinale Auflösung von $12/\lambda$ wird mit einer sägezahnartigen Modulation der Diodenleistung in [121] erreicht.

3.6 Speckle-Methoden

Das Aussehen der Speckle, die bei der Beleuchtung einer rauen Oberfläche mit (teil-) kohärentem Licht entstehen, hängt in definierter Weise von den Parametern wie Spotdurchmesser auf dem Objekt d_o , Abstand Objekt - Schirm z und Wellenlänge λ ab. Der Durchmesser eines objektiven Speckles für einen quadratischen Lichtspot der Kantenlänge L mit homogener Intensitätsverteilung ist gegeben durch

$$d_{sp} = \frac{\lambda \cdot z}{L}$$

Aus dieser Gleichung wird deutlich, dass aus der Speckle-Größe die Entfernung zwischen einem CCD-Sensor und dem Objekt berechnet werden kann. Die Bestimmung der Speckle-Größe in einem Speckle-Feld ist jedoch sehr aufwendig. Erreicht wird eine longitudinale Auflösung von $10\ \mu\text{m}$ bei einer Messunsicherheit von $50\ \mu\text{m}$ und einem Messbereich von $1\ \text{mm}$ [124].

Eine andere Möglichkeit (siehe Bild 3.4) der Entfernungsmessung mithilfe der Speckle ist die Beobachtung der Speckle-Bewegung auf einer Ebene P mit einem definierten Abstand zu einer rauen Objektoberfläche, auf der ein Laserstrahl fokussiert wird. Die Speckle wandern mit einer definierten Geschwindigkeit auf der Oberfläche, wenn die

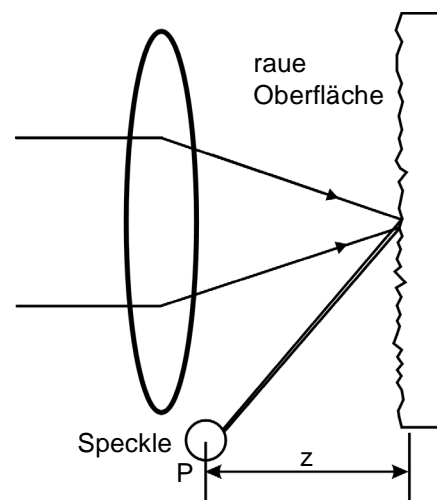


Bild 3.4: Speckle-Methode: Entfernungsmessung über Objektbewegung

Objektoberfläche senkrecht zur optischen Achse bewegt wird. Die Entfernung z lässt sich über die Gleichung

$$z = \frac{v_{sp} \cdot r}{1,4 \cdot v_o}$$

mit den Größen Speckle-Geschwindigkeit v_s , Geschwindigkeit der Objektoberfläche v_o und Defokussierung r berechnen [95].

Im Labormaßstab wurde in [59] ein fokussierter Laserstrahl akustooptisch um $0,2 \text{ mm}$ periodisch ausgelenkt und die entstehende Speckle-Bewegung von einem Gittersensor erfasst und bewertet. Die Messung benötigt jedoch aufgrund der periodischen Auslenkung einen lateralen Bereich von $0,2 \text{ mm}$ auf der Objektoberfläche. Dadurch verschlechtert sich die laterale Auflösung erheblich.

3.7 Laufzeitverfahren

Die optischen Laufzeitverfahren basieren grundsätzlich auf der Messung der Zeit zwischen dem Aussenden eines optischen Impulses und dessen Wiedereintreffen auf einem Sensor nach seiner Reflexion auf dem zu vermessenden Oberflächenpunkt [11],[78],[85],[132]. Die optischen Laufzeitverfahren nutzen die konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes v in einem homogenen Medium mit konstanter Brechzahl n aus ($v = c/n$). Aufgrund der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ im Vakuum (Luft: $n \approx 1$) ist für das Erreichen einer hohen Ortsauflösung eine hohe Zeitauflösung notwendig. Beispielsweise ist für eine Ortsauflösung von $0,1 \text{ mm}$ eine Zeitauflösung von $0,7 \text{ ps}$ erforderlich. Diese Auflösungen sind jedoch nur mit sehr aufwendiger Elektronik realisierbar. In [78] und [132] wird ein Lasermodule für ein hochgenaues PulsLaserradar beschrieben, das in einer Messentfernung von $1 - 2 \text{ m}$ eine longitudinale sowie laterale Messunsicherheit im Submillimeterbereich erreicht. Ein gepulster Laser mit Pulslängen im Pikosekundenbereich in Kombination mit einem Sampling-Oszilloskop ermöglicht in [85] Messunsicherheiten von $75 \mu\text{m}$.

Des Weiteren ist es möglich, ein Objekt mit amplitudenmodulierten Lichtsignalen zu beleuchten und somit die Zeitmessung in eine Phasenmessung zu überführen - durch Messung der Phasendifferenz zwischen gesendetem und reflektiertem Signal [135]. Hohe Auflösungen erfordern Modulationsfrequenzen von einigen 100 MHz und hohe Phasenaufösungen. Mithilfe eines Lock-in-Verstärkers ist es möglich, Phasendifferenzen von $0,1^\circ$ genau messen zu können.

Eine weitere Variante der Laufzeitverfahren nutzt frequenzmoduliertes Licht [50],[74]. Aufgrund der Frequenzmodulation entspricht die Laufzeitdifferenz zwischen Referenz- und Objektwelle einem bestimmten Wellenlängenunterschied, der dadurch detektiert werden kann, dass beide Wellen zur Interferenz gebracht werden. Das entstehende Interferenzsignal enthält eine Schwebungsfrequenz v_s .

Durch periodisches Verstimmen der Laserfrequenz über einen Bereich $\Delta\nu$ mit der Frequenz ν_m erhält man für die Entfernung z den Ausdruck

$$z = \frac{c \cdot \nu_s}{4 \cdot \nu_m \cdot \Delta\nu}$$

Dieses Verfahren wird als Chirpradar bezeichnet. Durch Verwenden einer Laser-Detektor-Array-Konfiguration [28] kann dieses punktförmige Verfahren auf eine flächenhafte Messung ausgedehnt werden.

Der Unterschied zu den anderen 3D-Sensorprinzipien besteht darin, dass die Messunsicherheit unabhängig von der Objektentfernung ist. Vorausgesetzt, dass genügend Licht vom Objekt reflektiert wird, ist die Messunsicherheit auch unabhängig von der Beobachtungsapertur. Die Größe des Spots auf der Objektoberfläche bestimmt die laterale Auflösung.

3.8 Fokusverfahren

Der reale Schärfegrad eines optischen Systems ist beugungsbegrenzt - es wird auch bei ideal korrigierten optischen Systemen immer einen verschwommenen Punkt als Bild geben, der durch ein Beugungsscheibchen (auch Airy-Scheibchen) gekennzeichnet ist. Wird ein optisches System defokussiert, so führt dies im Bild zu einer Verschlechterung der Auflösung, gleichbedeutend mit dem Verlust feiner Bilddetails (siehe Bild 3.5). Betrachtet man nur einen einzelnen Bildpunkt, so bewirkt die Defokussierung eine Verbreiterung der Intensitätsverteilung und Abnahme des Intensitätsmaximums. Alle Fokusverfahren nutzen die Veränderung der Intensitätsverteilung aus, indem der Verlauf der gemessenen Intensität für einen oder mehrere Bildpunkte über verschiedene Fokuseinstellungen verfolgt wird. Darüber hinaus ist allen Fokusverfahren gemeinsam, dass sie monokular sind, d. h. sie besitzen nur ein Objektiv. Dadurch können Beleuchtungs- und Beobachtungsstrahlengang vor dem zu vermessenden Objekt vereint werden. Das durch dieses Objektiv tretende Strahlenbündel besitzt einen großen Öffnungswinkel, damit der Schnittpunkt der Strahlen möglichst genau bestimmt werden kann.

3.8.1 Fokussuche („Depth-from-Focus“)

Der Abstand b des scharfen Bildes eines Objekts von der Hauptebene einer dünnen Linse ist in der geometrischen Optik durch die Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{f} - \frac{1}{g} \quad (3.4)$$

gegeben. Wird im Abstand g' von der Linse ein Bildsensor platziert, so verteilt sich im Modell der geometrischen Optik der vom Punkt P ausgehende, durch die Linse tretende

Lichtfluss gleichmäßig auf einen Kreis mit dem Durchmesser $2R$.

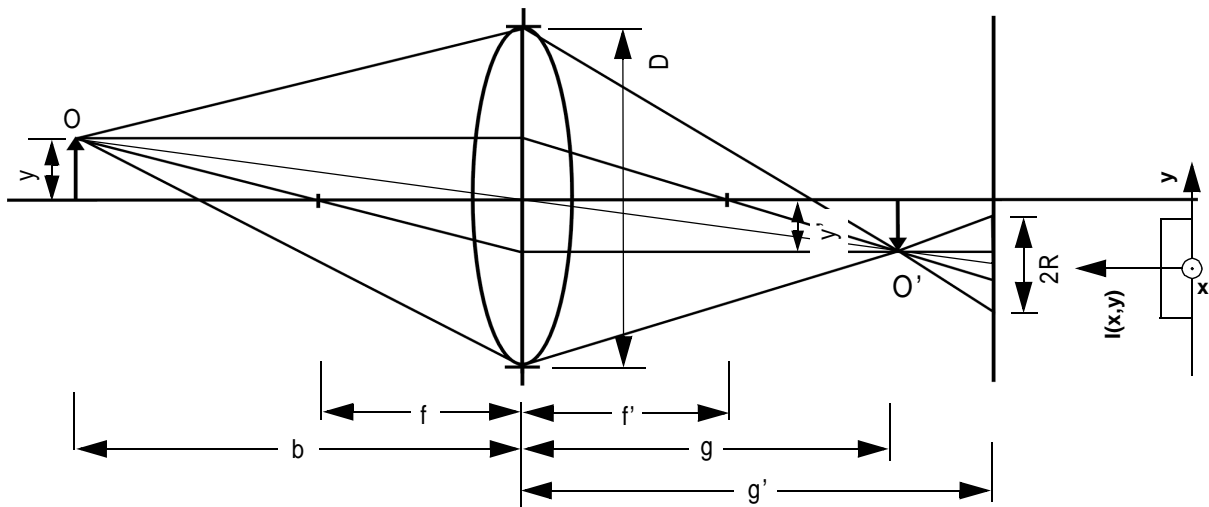


Bild 3.5: Unschärfescheibchen bzw. Intensitätsverteilung $I(x,y)$ eines defokussierten Punktes gemäß geometrischer Optik

Für das bildseitige Lichtbündel gilt

$$2R = \frac{g' - g}{g} D \quad (3.5)$$

Daraus ergibt sich mit Gleichung (3.4) der Durchmesser des Unschärfescheibchens zu

$$2R = D \left(\frac{g'}{f} - \frac{g'}{b} - 1 \right) \quad (3.6)$$

Ist der Durchmesser minimal, ist das System fokussiert und somit „scharf“.

Zur Erfassung der gesamten Oberfläche wird bei den so genannten „Depth from Focus“-Verfahren häufig der Objektstisch oder der Kameraarm sukzessive entlang der optischen Achse verschoben und die Bildschichten jeweils mit einem CCD-Sensor erfasst. In den so erhaltenen Bildern wird die Bildschärfe unter Anwendung eines digitalen Operators ermittelt. Da sich die Unschärfekreise benachbarter Objektpunkte überlagern, kann die Schärfe nicht mehr direkt aus dem Radius des Unschärfescheibchens über Gleichung (3.6) bestimmt werden. Da jede reale Linse für räumliche Frequenzen einen Tiefpass darstellt [126], können in den erhaltenen Bildern jedoch diejenigen Bereiche als scharf bestimmt werden, in denen hohe Ortsfrequenzen vorhanden sind oder der Kontrast eines aufprojizierten Gitters maximal ist. Das Ergebnis der Zuordnung jener Punkte bzw. Bereiche zu den Stelhöhen des Objektstisches ist eine zweieinhalbdimensionale Höhenkarte. Grundsätzlich muss zur Beurteilung der Fokussierung auf der Basis der Bestimmung der Bildschärfe eine Eigenstruktur auf der Oberfläche vorhanden sein. Hochfrequente Anteile sind nur dann detektierbar, wenn ausreichend große Helligkeitsänderungen in den Bildbereichen vorkommen. Fehlt diese Eigenstruktur, kann die Vermessung zu lückenhaften Entfernungsbildern führen. Dieses Problem kann durch eine aktive Beleuchtung vermieden werden. Über die Projektion eines Lichtmusters

können an allen Orten der Objektoberfläche hohe Ortsfrequenzen erzeugt werden, die eine lückenlose Vermessung ermöglichen. Die longitudinale Auflösung wird bei den Fokusverfahren auch durch die Schrittweite des Objektisches bestimmt.

Darrel und Wohn [26] berechnen die Entfernung zwischen Objektiv und Objekt aus der jeweiligen lokalen Bildschärfe einer Bildfolge, die mit unterschiedlichen Fokuseinstellungen des Objektivs aufgenommen wird. In dem zu Grunde liegenden Modell wird das defokussierte Bild als Ergebnis einer Filterung des fokussierten Bildes mit einem zweidimensionalen Filter gaußscher Intensitätsverteilung aufgefasst. Daraus folgt, dass ein defokussiertes Bild ein in der Amplitude reduziertes Leistungsspektrum in einem höherfrequenten Frequenzintervall aufweist. Dieses Intervall wird über die verschiedenen Fokuseinstellungen analysiert. Das Ergebnis ist eine dreidimensionale Abstandskarte. Es handelt sich jedoch nicht um eine telezentrische Abbildung⁴⁾. In Abhängigkeit der Fokuseinstellung ändert sich der Abbildungsmaßstab, was entweder über den servogesteuerten Zoom des Objektivs kompensiert oder durch Bestimmung einer Verzerrungsmatrix herausgerechnet werden muss. Über die erreichten Auflösungen und Messunsicherheiten werden keine Angaben gemacht. Grundsätzlich weisen die im Bereich des Sehens verwendeten Objektivs jedoch große Tiefenschärfen und Arbeitsabstände auf, was ein geringes longitudinales Auflösungsvermögen zur Folge hat.

Prinzipiell sind exakte Profilbestimmungen auf der Basis der Tiefenschärfe nur mit optischen Systemen, die große Öffnungswinkel und kurze Brennweiten besitzen, möglich. Das Problem der relativ großen Tiefenschärfen kann jedoch vermieden werden, indem ein Gitter geringer Tiefenschärfe auf die Objektoberfläche projiziert wird. Der Gitterkontrast ändert sich stark bei leichter Defokussierung. Dieser Effekt wird in [38], [39] und [88] ausgenutzt, indem der Kontrast bzw. die Modulation des projizierten Gitters analysiert wird. Über die Projektion des Gitters wird zudem eine Eigenstruktur auf den Objektoberflächen geschaffen, die es ermöglicht, auch bei homogenen, diffus streuenden Oberflächen Vermessungen durchzuführen. *Engelhardt* [38] detektiert mit Hilfe einer analogen Messkette die Bereiche eines Objektes mit maximalem lokalem Gitterkontrast, verschiebt anschließend das Objekt um ca. $0,1\text{ mm}$ in z -Richtung und misst erneut den Kontrast. Der Kontrastdetektor wird realisiert, indem das Videosignal des aufgenommenen Gitters mit seinem tiefpassgefilterten Pendant in einem Komparator verglichen wird. Das tiefpassgefilterte Videosignal entspricht der lokalen gemittelten Intensität des Bildes. Dadurch wird die Messung des lokalen Kontrastes, unabhängig von dem lokal variierenden Reflektionsgrad der Objektoberfläche, ermöglicht. Die Messunsicherheit beträgt $0,2\text{ mm}$. Aus den so gewonnenen Höhenschnitten wird die gesamte Höheninformation rekonstruiert. Ähnlich verfahren *Likun et al.* [88], die ein sinusförmiges Gitter auf ein radähnliches Objekt mit einer Höhe von $31,5\text{ mm}$ und einem Außendurchmesser von 80 mm projizieren und für jeden Bildpunkt die Modulation als Produkt aus Helligkeit und

4) telezentrisch: Optische Abbildung mit konstantem Abbildungsmaßstab, wenn das zu vermessende Objekt entlang der optischen Achse verschoben wird.

Kontrast über die verschiedenen Abstände zwischen Objektiv und Rad verfolgen. Hier wird die Bildfolge mit einer CCD-Kamera aufgenommen, über einen Frame-Grabber einem PC zugeführt und dort digital analysiert. Die Bildfolge wird mit einem minimalen Abstand von $0,2 \text{ mm}$ aufgenommen, was auch der longitudinalen Auflösung des Verfahrens entspricht.

Parallel arbeitende Methoden zur mikroskopischen Oberflächenvermessung nutzen die geringe Tiefenschärfe der Mikroskopobjektive. Hierdurch wird eine hohe longitudinale Auflösung erreicht. In [115] wird ein konventionelles Auflichtmikroskop mit Videotubus, CCD-Kamera und einem automatisch höhenverstellbaren Objektisch verwendet. Das Verfahren arbeitet mit inkohärentem Weißlicht und nutzt allein den durch Beugung verursachten Kontrastverlust (Unschärfe) bei einer Defokussierung aus. Die Vermessung glatter oder spiegelnder Oberflächen gelingt durch Projektion eines Rasters auf das Objekt. Für ein Messfeld von $130 \times 130 \mu\text{m}^2$ wird eine Messunsicherheit von 17 nm erreicht. Ein ähnliches Verfahren mit einem Laser als Lichtquelle wird von *Laguarta* [83] beschrieben. Ein passives Fokusverfahren wird von *Rönneberg* [110] vorgestellt. Bei den Anwendungen im mikroskopischen Bereich steht jedoch häufig nicht die Vermessung der dreidimensionalen Objektstruktur im Vordergrund, sondern die Möglichkeit, aus den erfassten Einzelbildern der Fokuseinstellungen ein tiefenscharfes Gesamtbild zu erzeugen [56],[72].

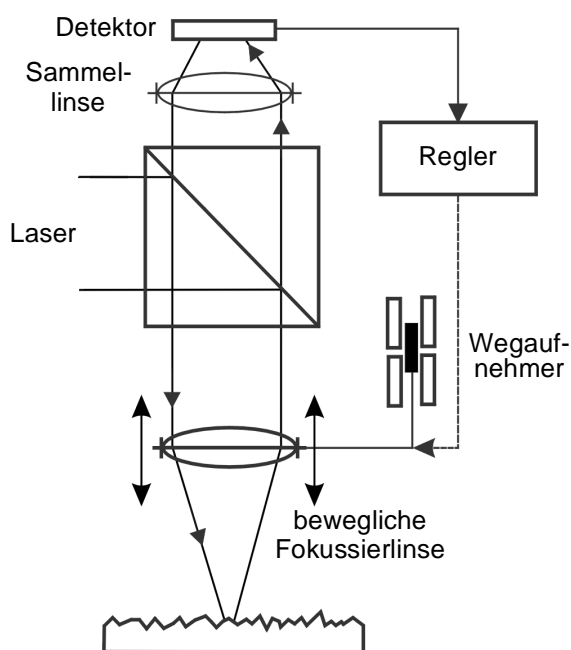


Bild 3.6: *Prinzipieller Aufbau eines Autofokussensors mit dynamischer Fokussierung*

Autofokussensoren adressieren die zu vermessende Objektoberfläche punktförmig (Bild 3.6). Ein kleiner Lichtspot wird von einer in Strahlrichtung beweglichen Fokussierlinse auf die Objektoberfläche projiziert und über dieselbe Sammellinse auf einen Detektor abgebildet. Ein Fokusregelkreis, der aus dem Fokusdetektor, dem Regler und dem Aktor besteht, regelt die longitudinale Linsenposition derart nach, dass der Spot auf der Objektoberfläche immer fokussiert ist. Die über den Wegaufnehmer gemessene Linsenposition liefert den Abstand zum Objekt und somit die Oberflächentopographie. Autofokussensoren entwickelten sich ursprünglich aus CD-Leseköpfen [134], die in großen Stückzahlen zu günstigen Preisen verfügbar sind. Im Wesentlichen unterscheiden sich die Varianten der Autofokussensoren in der Art des Detektorprinzips. In der Literatur wurden die nachfolgend beschriebenen Verfahren analysiert und realisiert. Ihr Verfahrensprinzip

basiert auf der Detektion von Abweichungen von der Strahlparallelität hinter der Fokussierlinse bzw. dem Fokussierobjektiv. Um mit kleinen Sensorabmessungen arbeiten zu können, wird vor dem Detektor eine Sammellinse positioniert.

Eine sehr frühe Anwendung eines punktförmig messenden Fokussensors, als Laser-sonde bezeichnet, wird in [112] vorgestellt. Die Strahlung eines Gaslasers wird über eine Sammellinse auf die zu vermessende Oberfläche fokussiert. Das Bild des Spots wird über einen Strahlteiler und eine zweite Linse auf einen hinter ihrer Brennebene angeordneten Photodetektor projiziert. In der Brennebene dieser zweiten Linse oszilliert eine Lochblende der Größe des Lichtspots auf der Objektoberfläche. Ist der Spot fokussiert, ist die durch die Lochblende tretende Lichtintensität genau mit der doppelten Schwingfrequenz der oszillierenden Lochblende moduliert. Anderenfalls treten neben geraden höheren Harmonischen auch ungerade Harmonische in dem über den Photodetektor auszuwertenden Spannungssignal auf. Es werden Messfehler von einigen zehn Mikrometern bei der Vermessung von matten Oberflächen angegeben.

In industriellen messtechnischen Anwendungen ist das Foucault'sche Schneidverfahren weit verbreitet. Am Ort des bildseitigen Brennpunktes wird eine Messerschneide positioniert, so dass eine Strahlhälfte abgeblendet wird. Effizienter ist es jedoch, eine Hälfte der Sammellinse vor dem Detektor abzublenden. Im konjugierten Brennpunkt wird eine Differentialfotodiode platziert.

Ist der Objektspot auf der Objektoberfläche fokussiert, werden beide Diodenhälften mit gleicher Intensität beleuchtet. Eine Defokussierung bewirkt eine Verschiebung der Beleuchtung zwischen der einen oder der anderen Fotodiode. Nachteilig ist, dass die Fotodioden genau positioniert werden müssen. Wird die Blende durch ein Doppelprisma ersetzt, welches das einfallende Licht auf ein getrenntes Fotodiodenpaar ablenkt, so ist die Anforderung an die Positionierungsgenauigkeit der Detektoren nicht so hoch, da sich Justierungsfehler in gewissen Grenzen aufheben (siehe Bild 3.7). Ein weiterer Vorteil des Verfahrens ist die hohe Kennliniensteilheit und die daraus resultierende Unempfindlichkeit gegenüber Messfehlern. Ein nach dem modifizierten Foucault'schen Prinzip arbeitender Sensor ist kommerziell erhältlich und industriell einsetzbar [20],[137]. Der Fangbereich der Linse, d. h. der Messbereich, wird mit $100 \mu\text{m}$ angegeben, die Genauigkeit des Verfahrens ist kleiner als $1 \mu\text{m}$.

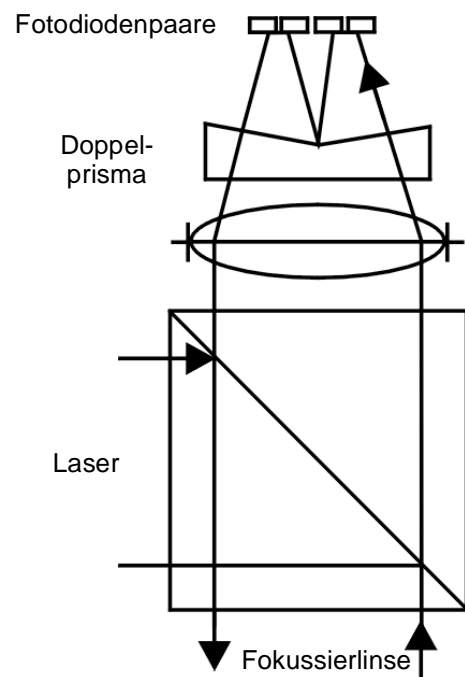


Bild 3.7: Modifizierte Foucault-Methode

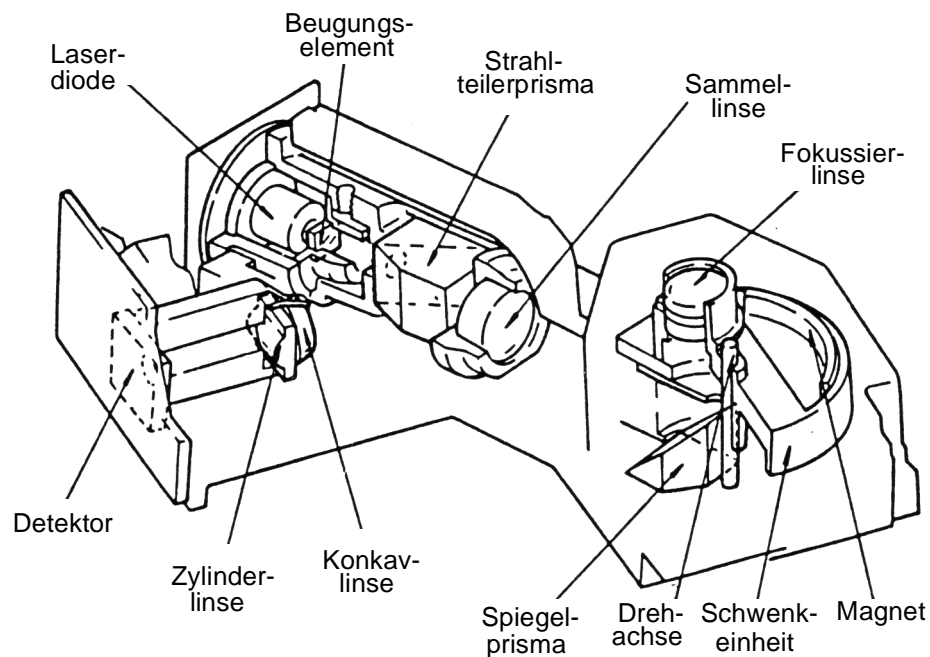


Bild 3.8: Anordnung und Funktion der Optik im Sony CDP-101 [134]

Beim Astigmatismusverfahren⁵⁾ wird der Objektpot über ein astigmatisches System auf den Detektor abgebildet. Dadurch entstehen zwei Fokalebene. Das Spotbild erscheint nur in der Mitte der Ebenen rund. Elliptisch erscheint es hingegen, wenn der Spot auf dem Objekt defokussiert ist. Die Form des Objektpots kann einfach mit einer Vierquadrantendiode, die um 45° gegen die vertikale bzw. horizontale Bildlinie verdreht ist, ausgewertet werden. Ist der Spot auf dem Detektor rund, liefern alle vier Fotodioden einen Fotostrom gleicher Stärke [18],[24]. Ein astigmatisches System kann beispielsweise aus einer Sammell- und einer Zylinderlinse oder zwei gekreuzten Zylinderlinsen aufgebaut werden. Das Astigmatismusverfahren hat sich inzwischen in den Abtastköpfen von CD-Playern (siehe Bild 3.8) gegenüber anderen Verfahren wie z. B. der Foucault Methode durchgesetzt, da diese in der Realisierung zu teuer sind.

In der Lichtwaage (siehe Bild 3.9) wird der von der Objektoberfläche reflektierte Strahl hinter der Fokussierlinse über einen Strahlteiler in zwei Strahlen aufgeteilt. Bei einem Teilstrahl wird vor dem konjugierten Brennpunkt, bei dem anderen hinter dem konjugierten Brennpunkt eine Lochblende eingefügt. Hinter jedem Detektor befindet sich eine Fotodiode. Die Lochblenden erhalten im Falle des auf der Objektoberfläche fokussierten Spots gleiche Lichtintensitäten. Bei Defokussierung des Lichtspots auf der Objektoberfläche wird eine der Fotodioden stärker beleuchtet. Die Differenz der Lichtströme im Verhältnis zur Summe der Lichtströme der beiden Blenden wird als Abstandssignal ausgewertet. Konfokale (koaxiale) Makroskope, die nach der Methode der Lichtwaage

5) Astigmatismus: Aberration, durch die ein objektseitiges homozentrisches Strahlenbündel in ein bildseitiges astigmatisches Strahlenbündel mit elliptischen Querschnitt überführt wird [104].

arbeiten, werden in [40],[54],[55],[62] vorgestellt.

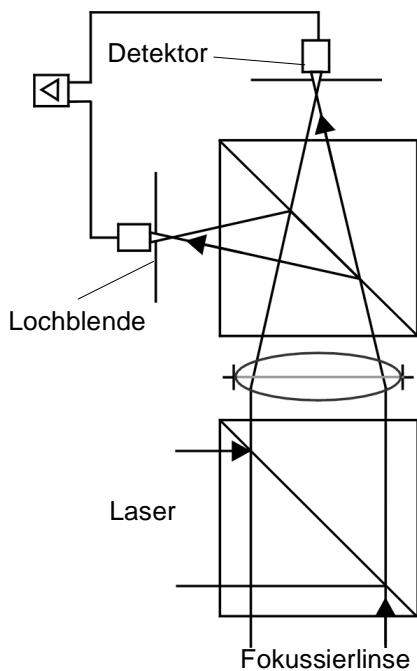


Bild 3.9: Konfokales Makroskop auf Basis der Lichtwaage

Konfokale Mikroskope arbeiten nach einer von *Minsky* [91] Anfang der 60er Jahre zum Patent angemeldeten Methode. Mittlerweile wird das Prinzip sowohl in der Mikroskopie biologischer Präparate als auch in technischen Anwendungen wie der Materialforschung und Halbleitertechnologie eingesetzt. Konfokale Mikroskope bilden nur dann einen Punkt des Objekts ab, wenn dieser in der Schärfeebene des Mikroskops liegt. Beleuchtungs- und Beobachtungsstrahlengang sind konfokal mit gemeinsamer Schärfeebene angeordnet. Eine vor dem Detektor angeordnete Lochblende blendet reflektiertes Licht, das von außerhalb der Schärfeebene angeordneten Objektpunkten kommt, aus. In konfokalen Laser-Scanning-Mikroskopen wird über bewegliche Galvanometerspiegel das Anregungslicht einer

Laserquelle rasterförmig über das unter dem Mikroskop befindliche Objekt bewegt, so dass sehr schnell ein dreidimensionales Bild des Objektes konstruiert werden kann. Einen guten Einblick in die Funktionalität von konfokalen Laserscanning Mikroskopen bietet [109].

Eine weitere Möglichkeit der Abstandsbestimmung über eine punktförmige Abtastung der Objektoberfläche ist die Nutzung der chromatischen Aberration (vgl. Abschnitt 4.4.2). Wird eine Linse mit starker chromatischer Aberration zur Projektion eines Gitters oder eines Punktes mit weißem Licht eingesetzt, so ergeben sich für die unterschiedlichen Wellenlängen (z. B. rot oder blau) unterschiedliche Fokusebenen. Die weißen Streifen eines projizierten Gitters färben sich z. B. rötlich, wenn das Gitter für den roten Wellenlängenbereich fokussiert und für die anderen Farben defokussiert ist. Die Farb- bzw. Höheninformationen können über einer Farbkameraaufnahme oder mittels eines Spektrometers ausgewertet werden [8],[42],[92],[106]. Dieses Verfahren ist inzwischen als Sensor mit variablen Arbeitsabständen, longitudinalen Auflösungen und Messgenauigkeiten kommerziell verfügbar. Nachteilig ist, dass Xenon-Lampen mit einer Leistung von 150 W eingesetzt werden müssen.

Bei einem von der Firma Rodenstock patentierten Messprinzip [45] wird Licht einer modulierten Lumineszenzdiode ($\lambda = 850 \text{ nm}$) in eine Glasfaser eingekoppelt. Das am Faserende austretende Lichtbündel wird von der Fokussieroptik auf einen Punkt fokussiert. Die Pupille dieser Optik ist in zwei Teile aufgeteilt. Das von der Objektoberfläche reflektierte und durch die Fokussieroptik hindurchtretende Licht wird von zwei Empfangsfasern zu einem Empfänger geleitet. Die Faserenden dieser beiden Empfangsfasern sind so ange-

ordnet, dass bei idealer Fokussierung jeder Empfänger gleich viel Lichtleistung erhält. Das Ausgangssignal der Empfängerdioden ist dem Abstand der Oberfläche vom Bildpunkt der Fokussieroptik proportional. Es wird bei einem freien Arbeitsabstand von 3 mm ein Messbereich von ebenfalls 3 mm bei einer Auflösung von $0,1\text{ }\mu\text{m}$ angegeben.

3.8.2 Defokussmessung

Durch Vermessen des Durchmessers $2R$ des durch die defokussierte Abbildung entstehenden Unschärfescheibchens kann gemäß Gleichung (3.6) auch direkt der Grad der Defokussierung bestimmt werden (engl. „Depth-from-Defocus“). Voraussetzung ist die Kenntnis aller Kameraparameter wie Brennweite, numerische Apertur und Bildweite. Es muss durch den Messaufbau sichergestellt sein, dass die Fokusebene entweder vor oder hinter dem Objekt liegt, um eindeutige Abstandswerte zu erhalten.

Viele der in der Literatur beschriebenen Verfahren, die eine Defokussmessung einsetzen, basieren auf dem Prinzip der Fokusgradientenbestimmung. Aus dem mit dem Abstand des Objektes von der Fokusebene zunehmenden Grad der Unschärfe im Bild, also dem Durchmesser des Unschärfescheibchens, wird über Gleichung (3.6) auf den Abstand g' geschlossen. Problematisch ist die Tatsache, dass ein weicher Intensitätsverlauf im aufgenommenen Bild sowohl durch eine fokussierte Abbildung eines weichen Objektkontrastes als auch durch die defokussierte Abbildung eines scharfen Objektkontrastes entstanden sein kann [53]. Die passiven Fokusgradientenverfahren setzen als a priori Annahme voraus, dass alle Objekte im Bild scharfe Kanten aufweisen. Es wird angenommen, dass durch die Defokussierung eine gaußförmige Punktverwaschungsfunktion entsteht [46],[105]. Gegenüber dem anfangs beschriebenen geometrischen Modell einer zylinderförmigen Punktverwaschungsfunktion werden in diesem Ansatz Beugungseffekte, z. B. an Linsenfassungen, berücksichtigt. Die Bestimmung der Halbwertsbreite dieser Gaußfunktion an den Kanten im Bild dient als Maß für die Entfernung zum entsprechenden Objektpunkt. *Pentland* [105] vergleicht in einem weiteren Ansatz mehrere mit unterschiedlichen Blenden aufgenommene Bilder auf ihre Unschärfe und rekonstruiert aus diesem Vergleich die Tiefeninformation. Im Bereich des Maschinensehens wurden weitere Varianten dieses Verfahrens untersucht [22],[46],[53],[84]. Von *Geissler* [47] wurde diese Methode im mikroskopischen Bereich eingesetzt, um die Größenverteilung von Gasblasen unter brechenden Wellen in einem Messvolumen von einigen Zentimetern sowie die Biomasse in der industriellen Fermentation anhand $4\text{--}6\text{ }\mu\text{m}$ großer biologischer Zellen zu bestimmen.

Ohne dieses a priori Wissen über die Objekteigenschaften erlauben aktive Fokusgradientenverfahren die Bestimmung des Abstandes zum Objekt. Sie projizieren ein bekanntes Muster auf die Objektoberfläche. Vorteilhaft gegenüber den passiven Verfahren ist zudem, dass der Grad der Unschärfe an zahlreichen Stellen des Objektes bestimmt werden kann - auch wenn die zu vermessenden Objekte keine scharfen Kanten aufweisen. Wird z. B. ein feines Streifenmuster auf das Objekt projiziert, so kann die

Breite der Streifen direkt bewertet werden. Auch hier können wie bei den Depth-from-Focus-Verfahren Objektive mit großer Tiefenschärfe eingesetzt werden, wenn ein Muster mit geringer Tiefenschärfe auf das Objekt projiziert wird.

3.9 Fazit

Die Übersicht über die 3D-Sensoren zeigt, dass unterschiedliche Messprinzipien und Bauformen existieren, die je nach Messbereich und -genauigkeit entweder für die mikroskopische (z. B. Rauheitsmessung) und/oder makroskopische Topographiebestimmung geeignet sind. Teilweise sind die in der Literatur beschriebenen Verfahren allenfalls als Funktionsmuster aufgebaut worden. Viele der Verfahren werden bereits in der Praxis erfolgreich eingesetzt. Optische Verfahren sind grundsätzlich den mechanischen Abtastverfahren vorzuziehen, da die geringen Kontaktflächen zwischen Abtastnadel und Oberfläche des Objektes bei mechanischen Verfahren hohe Anpressdrücke zur Folge haben, die sowohl den Messtaster als auch die Oberfläche beschädigen können. Des Weiteren ist die Messgeschwindigkeit bei den mechanischen Verfahren sehr viel geringer.

Interferometrische Verfahren besitzen sehr hohe optische Auflösungen, jedoch relativ kleine laterale Messbereiche. Eine Ausnahme stellt das Kohärenzradar dar, das sowohl einen großen lateralen wie auch longitudinalen Messbereich besitzt. Die Messunsicherheit entspricht der Oberflächenrauheit des Objektes. Bei diesem Messsensor ist jedoch der apparative Aufwand sehr hoch. Die Lasertriangulation hat ein hohes Auflösungsvermögen bei großen Arbeitsabständen. Der in der Messaufgabe erforderliche Triangulationswinkel, der sich aus der Anforderung ergibt, die Elektrode durch den Düsenkanal vermessen zu müssen, verhindert den möglichen Einsatz eines Triangulationssensors. Allen Laufzeitverfahren ist gemeinsam, dass allerhöchste Anforderungen an Sensorik und Signalverarbeitung bestehen. Zudem konnten bisher keine ausreichend kleinen Messunsicherheiten erreicht werden. Der longitudinale Auflösungsabstand bei den Depth-from-Focus-Verfahren ist abhängig von der Schärfentiefe der Messobjektive. Im mikroskopischen Bereich sind zwar die Schärfentiefen gering, jedoch auch der laterale und longitudinale Messbereich. Für den makroskopischen Bereich steigen die Schärfentiefen der Objektive und verschlechtern somit das longitudinale Auflösungsvermögen. Entsprechendes gilt für die Defokusmessung.

Ein auf dem Astigmatismusverfahren basierender Autofokussensor erscheint vielversprechend für die Messaufgabe unter Berücksichtigung der gestellten prozessbedingten und technischen Randbedingungen. Der 3D-Sensor ist auf der Basis von wenigen kommerziell erhältlichen optischen und optoelektronischen Komponenten zusammenstellbar. Gegenüber den dynamisch fokussierenden Verfahren, deren Messbereich über den Fahrweg der Fokussieroptik eingeschränkt ist, kann ein großer Messbereich über das Verfahren einer mechanischen z-Achse realisiert werden.

Tabelle 3.1: Zusammenfassende Bewertung der Messverfahren

Messverfahren	Eignung	Bemerkung
mechanisch	bedingt	lange Messzeiten, empfindlich, geringe laterale Auflösung
induktiv, kapazitiv	bedingt	störanfällig (kapazitiv), abhängig von der Materialbeschaffenheit (induktiv), nur elektrisch leitfähige Oberflächen vermessbar, geringe laterale Auflösung
akustisch	nein	große Messunsicherheit, geringe laterale Auflösung
Triangulation	nein	Vermessung der Elektrode durch Düsenkanal aufgrund des erforderlichen Triangulationswinkels nicht möglich
Interferometrische Verfahren	bedingt	kleiner Messbereich, hoher apparativer Aufwand
Kohärenzradar	ja	kleine Messunsicherheit, großes Messvolumen, aber hoher apparativer Aufwand
Speckle-Methoden	nein	große Messunsicherheit, kleiner Messbereich
Laufzeit	nein	große Messunsicherheit, hohe Anforderungen an die Auswertesensorik
Depth-From-Focus	nein	geringe longitudinale Auflösung bei Vermessung von makroskopischen Objekten
Depth-From-Defocus	nein	Vermessung nicht eindeutig bei unterschiedlichen Objektkontrasten
Astigmatismus, Lichtwaage, Foucault	ja	einfacher Aufbau, großer Messbereich, hohe laterale Auflösung
Chromatische Aberration	ja	variabler Messbereich, geringe Messunsicherheit, aber hoher apparativer Aufwand
Rodenstock	bedingt	kleiner longitudinaler Messbereich

Obwohl die punktförmig abtastenden Verfahren i. Allg. lange Messzeiten für die Abtastung von größeren Feldern benötigen, können die Verschleißmerkmale der Düse und der Elektrode mittels weniger Messpunkte erkannt werden. Für die Erkennung des Elektrodenverschleißes genügt im günstigsten Fall ein Messpunkt. Lediglich im Bereich der Düsenkanalmündung ist eine feinere Abtastung notwendig, um die Düsenkanalaufweitung und Defekte an der Düsenstirnfläche sicher erkennen zu können. Die vorliegende Arbeit wird sich aus den oben genannten Gründen auf die Analyse optischer Makroskope, die auf dem Astigmatismusverfahren basieren, konzentrieren.

4 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die mathematischen und physikalischen Grundlagen dargestellt, die für eine theoretische Betrachtung optischer Makroskope mit einer Laserquelle von besonderer Bedeutung sind.

Da ein Laser aufgrund seiner besonderen Strahleigenschaften als Lichtquelle im 3D-Sensor als besonders geeignet erscheint, widmet sich der erste Abschnitt zunächst der Beschreibung einiger qualitativer Eigenschaften von Lasern. Licht einer Single-Mode Laserquelle weist im Idealfall eine gaußförmige Intensitätsverteilung auf. Das Verständnis des Verhaltens eines Gaußschen Strahls beim Durchgang durch ein Linsensystem ist eine Voraussetzung für die Erstellung eines mathematischen Modells als Grundlage für eine numerische Simulation zur Auslegung optischer Komponenten eines optischen Makroskops. Das Ziel der numerischen Simulation ist dessen Optimierung hinsichtlich Kennliniensteilheit, Messbereich und Messunsicherheit.

Der nächste Abschnitt behandelt die Wechselwirkung von Laserlicht mit technischen Oberflächen. Diese Wechselwirkung basiert auf der räumlich kohärenten Überlagerung von Lichtwellen durch diffuse Reflexion an rauen Oberflächen. Sie äußert sich in einer ausgeprägten granularen Struktur des reflektierten Lichts, dem so genannten Speckle-Phänomen, und hat einen wesentlichen Einfluss auf die Messgenauigkeit des Verfahrens.

Die den Laserstrahl transformierenden Linsen werden in der numerischen Simulation als ideal angenommen, d. h. Abbildungsfehler werden vernachlässigt. In realen Linsensystemen können sie jedoch nicht ausgeschlossen werden. Eine Übersicht über mögliche Aberrationen wird im letzten Abschnitt gegeben und diskutiert.

4.1 Laser

Wegen der besonderen Strahleigenschaften stellt ein Laser (Abk. für engl. **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) ein vielseitig einzusetzendes Messwerkzeug dar. Grundlage eines Lasermessverfahrens ist die Wechselwirkung des Laserlichts mit der Oberfläche des Messobjekts. Diese prägt dem reflektierten Laserlicht Informationen über das Messobjekt auf. Ein Teil dieser kodierten Laserstrahlung kann über einen Detektor aufgefangen und ausgewertet werden. Im Allgemeinen sind zwischen dem Laser, dem Messobjekt und dem Detektor Strahlformungs- und -führungselemente, z. B. Linsen, angeordnet.

Der Laser wurde erstmals im Jahr 1960 realisiert. Mit ihm war es möglich, kohärente elektromagnetische Strahlung, wie sie aus der Rundfunk-, Fernseh- und Mikrowellentechnik bereits bekannt war, im optischen Spektralbereich zu erzeugen. Die Grundlage für die Wirkungsweise eines Lasers ist die stimulierte Emission bei der Wechselwirkung eines Strahlungsfeldes mit Materie, in der Regel mit Atomen oder Molekülen.

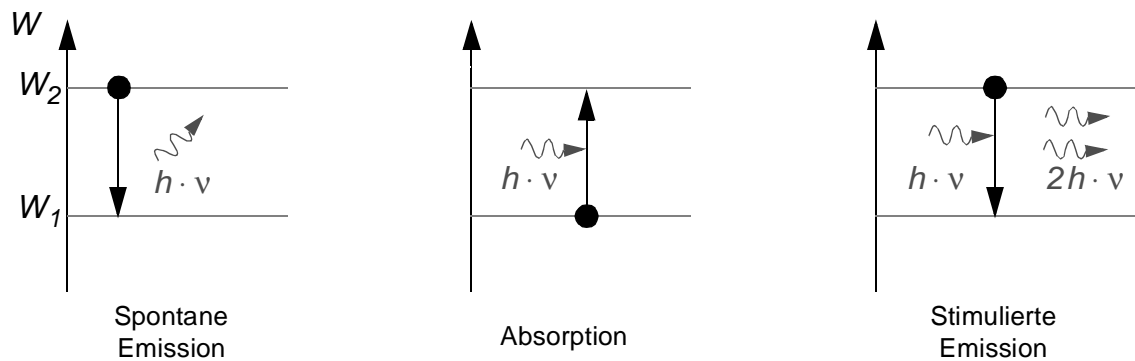


Bild 4.1: Energieniveau-Schema eines Atoms

Bei der spontanen Emission wird ein Atom durch Zufuhr von Energie in einen angeregten Zustand gehoben und fällt anschließend innerhalb der Rekombinationszeit (nach etwa 10^{-8} s) spontan in den Grundzustand zurück, wobei es die zuvor absorbierte Energie in Form einer elementaren Lichtwelle ausstrahlt (siehe Bild 4.1). Die bei der spontanen Emission ausgesendeten Wellen haben untereinander keine feste Phasenbeziehung: Das Licht ist inkohärent. Trifft jedoch eine ankommende Lichtwelle der Frequenz ν mit $h \cdot \nu = W_2 - W_1$ (h : Plancksches Wirkungsquantum) auf ein Atom, das sich durch vorangegangene Absorption von Energie in einem angeregten Zustand befindet, so wird dieses Atom auf das Energieniveau W_1 gehoben. Dabei kommt es zur Ausstrahlung einer elementaren Lichtwelle mit gleichen Eigenschaften (Wellenlänge, Phase, Ausbreitungsrichtung und Polarisation). Die einfallende Lichtwelle wird verstärkt, die emittierte Lichtwelle schwingt in derselben Strahlungs-Mode wie die einfallende. Die Gesamtheit jener emittierten Lichtwellen ist kohärent (vgl. Abschnitt 4.3.1).

Voraussetzung für ein Überwiegen der stimulierten Emission gegenüber der Absorption ist das Vorliegen einer Besetzungsinversion¹⁾ (1. Laserbedingung). Eine Besetzungsinversion kann durch äußere Energiezufuhr, das Pumpen, erreicht werden. Pumpen kann optisch durch Strahlungszufuhr, durch Elektronenstoß, Elektronenstrom oder chemischen Reaktion erfolgen. Zusätzlich ist es erforderlich, dass das Strahlungsfeld eine hohe spektrale Energiedichte besitzt, damit die Wahrscheinlichkeit für eine stimulierte Emission höher ist als die einer spontanen. Die Konzentration der Strahlungsenergie auf wenige Moden gelingt durch die Rückkopplung der Strahlung in einem optischen Resonator. In diesem können sich nur bestimmte Resonatormoden, d. h. bestimmte räumliche Feldverteilungen mit diskreten Frequenzwerten, ausbilden. Ein Laserresonator schwingt ausgehend von einer spontanen Emission dann selbsterregt, wenn die in einem Umlauf im Resonator erreichte Verstärkung der Strahlung die auftretenden Verluste durch Streuung, Absorption und Auskopplung der Strahlung mehr als kompensiert (2. Laserbe-

1) Besetzungsdichte ist im oberen Energieniveau höher als im unteren verglichen mit thermischer Besetzung, die durch eine Boltzmann-Verteilung gegeben ist und mit zunehmender Energie abnimmt.

dingung). Bild 4.2 zeigt ein grundlegendes Laserschema:

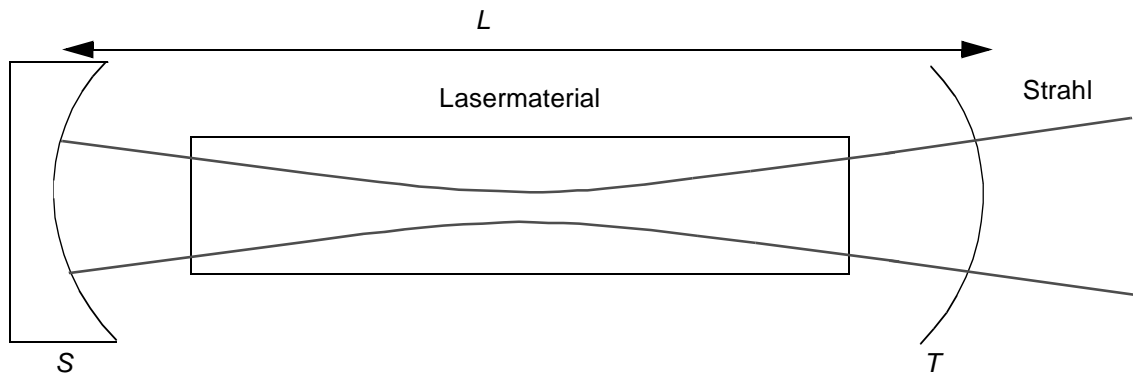


Bild 4.2: Schema eines Lasers: Resonatorlänge L , vollreflektierender Spiegel S , teildurchlässiger Spiegel T

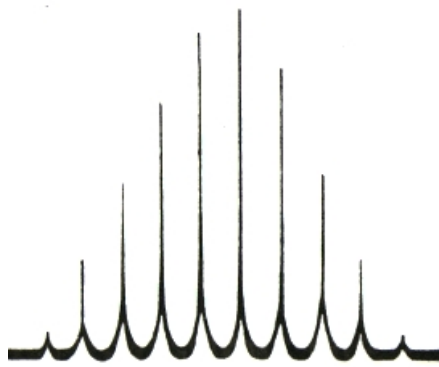


Bild 4.3: Longitudinale Moden [58]

Der Resonator bestimmt die möglichen Schwingungsfrequenzen. Auf der Resonatorlänge L bilden sich stehende Wellen. Der Resonator schwingt, wenn zwischen den Spiegeln ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge liegt, d. h. $L = m\lambda/(2n)$, mit der Brechzahl n und der ganzzahligen Ordnungszahl m . Diese Bedingung ist für unterschiedliche Wellenlängen λ und damit Frequenzen ν erfüllt. Es gibt folglich eine unendliche Anzahl von longitudinalen Schwingungsmoden, jede mit der Frequenz ν_m mit dem Frequenzabstand zur darauf folgenden Mode $\Delta\nu = c/(2 \cdot n \cdot L)$. Das Lasermaterial bestimmt, welche der Oszillationsfrequenzen ausgenutzt werden. Materialspezifisch wird die Frequenz ν durch den Abstand $h \cdot \nu = W_2 - W_1$ zwischen den Energieniveaus bestimmt. Diese Frequenz entartet jedoch

aufgrund der Verweilzeit vor der spontanen Emission, der Dopplerverbreiterung und anderer Effekte [58],[120] zu einer Linienbreite $\Delta\nu$. Die möglichen Frequenzen liegen damit innerhalb eines glockenförmigen Verstärkungsprofils (siehe Bild 4.3), d. h. der Breite der Spektrallinie. Weitere höhere Energieniveaus $W_n > W_2$ können durch Pumpen eingestellt werden. In Kombination mit dem Lasermaterial werden im Resonator folglich nur gewisse schmale Bänder ausgewählt und verstärkt. Dies ist der Grund für die extreme Monochromasie der Laserstrahlung. Im Allgemeinen besitzt Laserlicht nur eine Farbe. Ein frequenzstabilisierter HeNe-Laser erreicht eine Wellenlängenstabilität von $\pm 0,0007 \text{ pm}$ bei der Wellenlänge $632,8 \text{ nm}$.

Neben diesen longitudinalen oder axialen Schwingungsmoden, die sich entlang der z-Achse des Resonators ausbilden, können auch transversale Moden entstehen. Sie werden TEM_{*m,n*}-Moden²⁾ genannt. Die Indizes m und n sind ganzzahlige Werte transver-

saler Schwingungsknotenlinien in der x - und y -Richtung quer zum austretenden Strahl.



Bild 4.4: TEM-Modenformen für rechteckige Spiegel im Resonator [58]

Der Strahl ist in seinem Querschnitt in ein oder mehrere Gebiete aufgeteilt (siehe Bild 4.4). Das Auftreten transversaler Moden hängt vom Resonatoraufbau und seiner Justierung ab. Unterschiedliche Intensitätsverteilungen ergeben sich für rechteckige oder runde Spiegel. Analytisch kann die mögliche Feld- bzw. Intensitätsverteilung sowohl für Rechteck- als auch Rotationssymmetrie in guter Näherung berechnet werden. Die resultierende Feldverteilung ist das Produkt der Feldverteilung einer gaußverteilten Grundmode und Hermiteschen Polynomen (Rechtecksymmetrie) bzw. Laguerre-Polynomen (Rotationssymmetrie) der Ordnung m und n . Die niedrigste Mode entspricht der TEM_{00} -Mode. Für Messaufgaben wird nur diese Mode aufgrund ihrer Eigenschaften genutzt. Die Leistungsdichte ist ideal gaußverteilt. Der Strahl hat den geringsten Öffnungswinkel und kann somit auf den kleinsten Punkt fokussiert werden. Eigenschaften, die eine Voraussetzung für ein Vermessungssystem sind, das einen fokussierten Laserspot auswertet.

Laserquellen in verschiedenen technischen Anwendungen in den Bereichen Lasermesstechnik, Materialbearbeitung, Lasermedizin etc. zeichnen sich im Vergleich zu konventionellen Lichtquellen durch eine

- hohe spektrale Energiedichte,
- Monochromasie,
- große zeitliche und räumliche Kohärenz,
- Amplitudenstabilität im Einmodenbetrieb sowie
- kleine Strahldivergenz und damit extrem gute Fokussierbarkeit

aus. Verschiedenste Materialien kommen als aktive Medien in Betracht. Gemäß des laseraktiven Materials werden sie eingeteilt in Gas-, Farbstoff-, Festkörper-, Halbleiter-, Freie-Elektronen- und Plasma-Superstrahlungslaser. Die Wellenlängen reichen vom Röntgen- bis in den fernen Infrarotbereich. Nur wenige von den oben genannten Lasersystemen haben bisher praktische Bedeutung erlangt. Halbleiterlaser weisen den größten Marktzuwachs auf, vorangetrieben durch das starke Wachstum der Kommunika-

2) TEM: transversale elektrische und magnetische

tionstechnik. CO₂- und ND:YAG-Laser³⁾ sind sehr leistungsstarke Systeme mit Ausgangsleistungen bis zu 45 kW bzw. 4 kW, die vorwiegend in der Materialbearbeitung eingesetzt werden [87].

4.2 Laserlicht als Gaußsches Strahlenbündel

Die numerische Simulation optischer Makroskope setzt die genaue Kenntnis der Ausbreitung des Laserstrahls in homogenen Medien voraus. Ein Laserstrahl kann als Näherung mit dem Modell einer ebenen harmonischen Welle beschrieben werden. In der Realität besitzt er jedoch aufgrund seines endlichen Strahldurchmessers, im Gegensatz zur ebenen Welle, eine beugungsbegrenzte Strahldivergenz. Die Folge sind nichtebene Wellenfronten. Das ebene Modell genügt z. B. dann nicht mehr, wenn das Fokussierverhalten des Laserstrahles genauer beschrieben werden soll. Hier eignet sich das Modell eines Gaußschen Strahlenbündels bzw. eines Gaußschen Strahls, der eine Intensitätsverteilung der Form $\exp(-az^2)$ aufweist (siehe Bild 4.5).

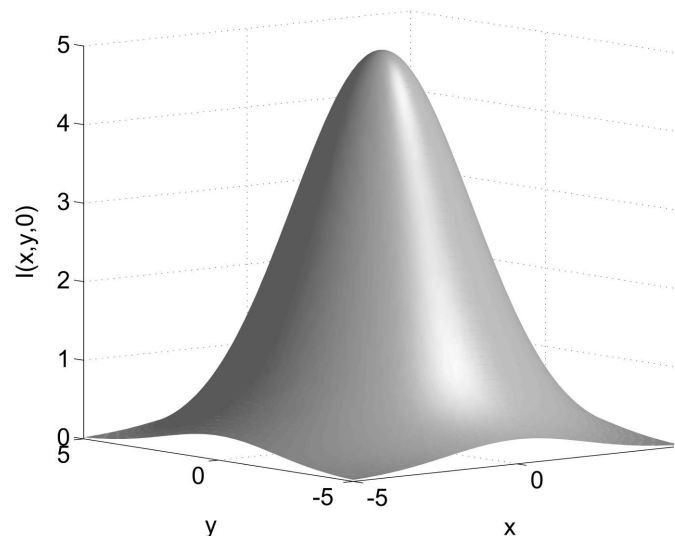


Bild 4.5: Radialer Intensitätsverlauf eines Gaußschen Strahles

Es müssen somit Gleichungen, welche die Ausbreitung eines Gaußschen Strahls in einem Linsensystem beschreiben, hergeleitet werden. Ausgangspunkt der Betrachtungen sind die Maxwell'schen Gleichungen, aus denen zunächst die Wellengleichung für homogene, isotrope und raumladungsfreie Medien abgeleitet werden muss. Anschließend wird gezeigt, dass eine Welle mit Gaußscher Intensitätsverteilung eine Lösung dieser Wellengleichung darstellt. Mithilfe dieser Lösung kann ein komplexer Strahlparameter definiert werden, der die Ausbreitung eines kreisförmigen oder elliptischen Gaußschen Strahls innerhalb eines Mediums vollständig beschreibt. Abschließend wird gezeigt, dass die Ausbreitung eines Gaußschen Strahls in einem Linsensystem über eine Matrixtransformation des komplexen Gaußschen Strahlparameters berechnet werden kann. Die Ausführungen gehen im Wesentlichen auf die Arbeiten von *Kogelnik* [76], *Marcuse* [90] und *Yariv* [140] zurück.

3) Mit Neodym dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat. Nd tritt an die Stelle von Yttrium in $Y_3Al_5O_{14}$

4.2.1 Wellengleichung in homogenen, isotropen und raumladungsfreien Medien

Arbeiten von *J. C. Maxwell* und spätere Forschungen seit dem 18. Jahrhundert haben die elektromagnetische Natur des Lichts nachgewiesen. Die vier Maxwellschen Gleichungen bestimmen das Verhalten von elektrischen und magnetischen Feldern. In differentieller Form lauten sie für ein raumladungsfreies Medium ohne elektrische Leitfähigkeit (Stromdichte $\vec{J} = 0$ und Raumladungsdichte $\rho = 0$)

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4.2)$$

$$\nabla \vec{D} = 0 \quad (4.3)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (4.4)$$

(Elektrische Erregung \vec{D} , elektrische Feldstärke \vec{E} , magnetische Erregung \vec{H} und magnetische Induktion \vec{B}). Diese Gleichungen sind allgemein gültig. Des Weiteren existieren zwei Materialgleichungen, die im homogenen, isotropen Medium, als das die Linsen und die sie umgebende Luft angenommen werden, Gültigkeit besitzen

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (4.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (4.6)$$

(Permeabilität μ , Permittivität ϵ). Zusammengefasst ergeben sich die Gleichungen für die weitere Herleitung

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (4.7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4.8)$$

$$\nabla(\epsilon \vec{E}) = 0 \quad (4.9)$$

Die Rotationsbildung der Gleichung (4.7) und die Anwendung der Vektoridentität $\nabla \times \nabla \times \vec{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ ergibt

$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla \left(\vec{E} \cdot \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \right) = \nabla \times \left(\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \quad (4.10)$$

Da im als homogen angenommenen Medium die elektrische Erregung und damit auch die elektrische Feldstärke divergenzfrei sind, erhält man schließlich die Wellengleichung

$$\Delta \vec{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (4.11)$$

Für die magnetische Feldstärke kann eine entsprechende Gleichung abgeleitet werden⁴⁾. Lichtwellen sind im freien Raum transversal, d. h. die Feldkomponente des elektrischen

Feldstärkevektors in Ausbreitungsrichtung ist gleich Null⁵⁾. Ferner stehen die Feldstärkevektoren der magnetischen und elektrischen Feldstärke senkrecht aufeinander. Deren Kreuzprodukt weist in Richtung der Wellenausbreitung. Gleichung (4.11) gilt für jede Komponente des elektrischen Feldstärkevektors - d. h. jede seiner Komponenten erfüllt die skalare Wellengleichung

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (4.12)$$

mit der Phasengeschwindigkeit $v = 1/(\sqrt{\epsilon\mu})$. Die Phasengeschwindigkeit entspricht im Medium mit der Dielektrizitätskonstante ϵ/ϵ_0 der Lichtgeschwindigkeit c . Diese Gleichung ist näherungsweise auch für jede Komponente des Feldstärkevektors erfüllt, wenn ϵ im Raum variiert. Häufig ist das Licht monochromatisch, d. h. die Welle schwingt mit einer einzigen definierten Frequenz ν . In diesem Fall bietet sich die komplexe Schreibweise der Form

$$F(x, y, z, t) = \operatorname{Re}\{G(x, y, z)e^{j\omega t}\} \quad (4.13)$$

an. Die Kreisfrequenz ω ist definiert als $\omega = 2\pi\nu$. Die Zeitabhängigkeit der Form $\exp(j\omega t)$ führt dazu, dass die zweimalige zeitliche Differentiation des elektrischen Feldstärkevektors in Gleichung (4.11) in eine Multiplikation mit $(j\omega)^2$ überführt werden kann. Somit gilt

$$\Delta\psi + k^2\psi = 0 \quad (4.14)$$

mit der Wellenzahl $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$. Licht, als elektromagnetische Welle, wird vollständig durch die Ausbreitungsrichtung der Welle, den Polarisationszustand⁷⁾ sowie durch zwei der drei Größen Frequenz, Ausbreitungsgeschwindigkeit und Wellenlänge beschrieben ($c = \omega/k = \lambda\nu$).

4.2.2 Ausbreitung von Gaußschen Strahlen im homogenen Medium

Als Lösungsansatz für die skalare Wellengleichung (4.14) wird eine nahezu ebene Welle der Form

$$\psi = u(x, y, z)e^{-jkz} \quad (4.15)$$

angenommen, deren Energie fast ausschließlich in Richtung der z-Koordinate transpor-

- 4) Da die Gleichungen hier voneinander unabhängig auftreten, in den Maxwell'schen Gleichungen jedoch immer voneinander abhängig sind, müssen zur Berechnung der zugehörigen magnetischen Feldstärke immer die Maxwell'schen Gleichungen herangezogen werden.
- 5) In realer Materie sind elektromagnetische Wellen i. Allg. nicht rein transversal, da ein Medium dissipierend wirken kann und/oder freie Ladungen enthält.
- 6) Gilt nur für lineare Medien.
- 7) Der Polarisationszustand ist durch die Bewegung, die der Vektor \vec{E} der elektrischen Feldstärke in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung beschreibt, gekennzeichnet.

tiert wird. k ist die Ausbreitungskonstante der Welle im Medium. Die schnelle Veränderlichkeit der Funktion ψ wird durch den Exponentialfaktor ausgedrückt. Die Abhängigkeit der Funktion u von z kann als vergleichsweise langsam angenommen werden. In Zylinderkoordinaten kann deshalb der Laplace-Operator Δ in guter Näherung durch

$$\Delta = \nabla_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} + r \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (4.16)$$

ersetzt werden. Die Anwendung des Laplace-Operators auf Gleichung (4.15) hat als Ergebnis

$$\nabla^2 \psi = \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} - k^2 u \right) e^{-jkz} \quad (4.17)$$

Die zweite Ableitung von u nach z kann gegenüber der ersten Ableitung von u nach z und dem Faktor $k^2 u$ vernachlässigt werden [90]. Dies führt nach Einsetzen von Gleichung (4.17) in Gleichung (4.14) zu der Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (4.18)$$

Eine Welle mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung ist eine exakte Lösung der Gleichung (4.18)⁸⁾. Um dies zu beweisen, wird gemäß Kogelnik [76] u in der Form

$$u = A \exp \left[-j \left(P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right) \right] \quad (4.19)$$

geschrieben. P stellt den komplexen Phasen-, q den komplexen Strahlparameter dar. Die Parameter eines Gaußschen Strahls können nun bestimmt werden. Gleichung (4.19) eingesetzt in Gleichung (4.18) ergibt

$$2k \left(P'(z) + \frac{j}{q(z)} \right) + \left(\frac{k}{q(z)} \right)^2 (1 - q'(z)) r^2 = 0 \quad (4.20)$$

P' und q' kennzeichnen jeweils die partiellen Ableitungen von P und q nach z . Damit der linke Ausdruck in Gleichung (4.20) für alle z und r Null ist, müssen beide Terme jeweils für sich gleich Null sein, d. h. $q'(z) = 1$ und $P'(z) = -j/(q(z))$. Die Integration beider Gleichungen ergibt

$$q(z) = z + q_0 \quad \text{und} \quad (4.21)$$

$$P(z) = -j \ln \left(1 + \frac{z}{q_0} \right) \quad (4.22)$$

Eingesetzt in Gleichung (4.19) folgt als Ergebnis

$$u = \exp \left\{ -j \left[-j \ln \left(1 + \frac{z}{q_0} \right) + \frac{k}{2(q_0 + z)} r^2 \right] \right\} \quad (4.23)$$

Gemäß Yariv [140] wird nun die Integrationskonstante q_0 als rein imaginär angenommen

8) Sie stellt jedoch aufgrund der in Gleichung (4.16) und (4.18) getroffenen Vernachlässigungen eine Näherungslösung der Wellengleichung dar.

und mit der Variablen w_0 definiert als

$$q_0 = j \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{2\pi n}{k} \quad (4.24)$$

Die beiden Faktoren in Gleichung (4.23) werden unter Berücksichtigung von q_0 umgeschrieben und getrennt voneinander betrachtet. Der erste Faktor schreibt sich demgemäß als

$$\exp \left[-\ln \left(1 - j \frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right) \right] \quad (4.25)$$

Mithilfe der Umformung $\ln(a + jb) = \ln(\sqrt{a^2 + b^2}) + j \cdot \arctan(b/a)$ folgt

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2 w_0^4 n^2}}} \exp \left[j \cdot \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right) \right] \quad (4.26)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (4.24) in Gleichung (4.23) und Aufteilung in Real- und Imaginärteil erhält man

$$\exp \left[\frac{-jkr^2}{2(q_0 + z)} \right] = \exp \left\{ \frac{-r^2}{w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right)^2 \right]} - \frac{jkr^2}{2z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda z} \right)^2 \right]} \right\} \quad (4.27)$$

Es werden folgende Parameter definiert

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right)^2 \right] = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right) \quad (4.28)$$

$$z(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda z} \right)^2 \right] = z \left(1 + \frac{z_R^2}{z^2} \right) \quad (4.29)$$

$$\eta(z) = \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right) = \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right) \quad (4.30)$$

$$z_R \equiv \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad (4.31)$$

Das Einsetzen dieser Parameter in die Gleichungen (4.26) und (4.27) ergibt die Lösung der skalaren Wellengleichung $\psi(x, y, z) = Au(x, y, z) \exp(-jkz)$ ($A = \psi_0$)

$$\psi(x, y, z) = \psi_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{\left\{ -j[kz - \eta(z)] - r^2 \left[\frac{1}{w^2(z)} + \frac{jk}{2R(z)} \right] \right\}} \quad (4.32)$$

eine Welle, die sich in Richtung der z -Achse ausbreitet. Der Term $\exp-(r^2/w(z)^2)$ beschreibt die radiale Abnahme der Feldamplitude gemäß einer Gauß-Funktion.

Aus dem Vergleich von Gleichung (4.32) mit Gleichung (4.23) kann ein komplexer Strahlparameter

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi n w^2(z)} \quad (4.33)$$

definiert werden [76]. Der Phasenparameter P ergibt sich ebenfalls aus dem Vergleich mit Gleichung (4.23) zu

$$P(z) = \ln\left(\frac{w_0}{w(z)}\right) + j \cdot \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n}\right) \quad (4.34)$$

$\eta(z)$ bzw. $P(z)$ kennzeichnen eine zusätzliche Phasenverschiebung, die durch die Strahlgeometrie hervorgerufen wird. $w(z)$ wird als Strahlradius bezeichnet (engl. beam half width). Er entspricht der Entfernung $r = w(z)$ von der Strahlachse $r = 0$, bei der die Feldamplitude⁹⁾ um den Faktor $1/e$ im Vergleich zu ihrem Maximalwert abgesunken ist. Der Strahlradius nimmt sein Minimum w_0 bei $z = 0$ an. w_0 wird als Strahltaille bezeichnet. Hier ist die Phasenfront eben. $R(z)$ kennzeichnet den Krümmungsradius (engl. radius of curvature) der nahezu sphärischen¹⁰⁾ Phasenfronten. Ein Gaußscher Strahl wird an einem bestimmten Ort im Raum vollständig durch die Parameter $w(z)$ und $R(z)$ gemäß Gleichung (4.32) beschrieben, wenn die Strahltaille w_0 und die Ebene $z = 0$ bekannt sind. Die Größe z_R heißt Rayleigh-Länge. Für $z = z_R$ hat sich der Strahlradius auf $\sqrt{2}w_0$ vergrößert. Für $|z| \ll z_R$ ist der Strahlradius nahezu unabhängig von z und entspricht in etwa der Strahltaille w_0 . Für $|z| \gg z_R$ wächst der Strahl nahezu linear mit z an. Die Krümmungsradien sind für große z identisch mit denen von Kugelwellen, die ihren Ursprung bei $z = 0$ haben. Sie nehmen ihr Minimum bei $z = z_R$ an.

In größerer Entfernung von der Ebene $z = 0$ hat der Gaußsche Strahl einen konstanten beugungsbedingten halben Öffnungswinkel, der über die Gleichung

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} \quad (4.35)$$

definiert ist. Es folgt

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0 n} \quad (4.36)$$

Eine Welle mit Gaußschem Intensitätsprofil, die in transversaler Richtung durch eine Apertur der Größe w_0 begrenzt ist, breitet sich somit im Fernfeld für $z \gg \pi w_0^2 n / \lambda$ gemäß

9) Die Intensität des Strahls ist an dieser Stelle auf den Faktor $1/e^2$ abgesunken, da bei jeder Welle die Intensität, d. h. die transportierte Leistung pro Flächeneinheit, dem Quadrat der Amplitude proportional ist $I \sim E^2$.

10) Genau genommen sind die Wellenfronten elliptisch, für $r^2 \ll z^2$ ist diese Aussage aber zulässig.

Gleichung (4.36) aus.

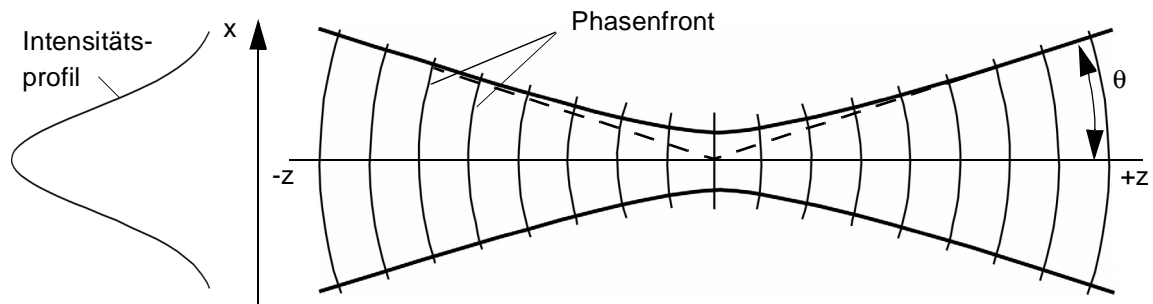


Bild 4.6: Ausbreitung eines Gaußschen Strahls

Der Gaußsche Strahl ist die einfachste, allerdings nicht die einzige Näherungslösung der Wellengleichung. Er entspricht der TEM₀₀-Mode. Es existiert noch eine Vielzahl weiterer Lösungen in Form der bereits in Abschnitt 4.1 genannten transversalen TEM_{m,n}-Moden.

Die Intensität eines Gaußschen Strahls kann über die Gleichung

$$I(x, y, z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{T/2} |u(x, y, z; t)|^2 dt = |E(x, y, z)|^2 \quad (4.37)$$

berechnet werden. Für einen Gaußschen Strahl gilt

$$I(x, y, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-2 \frac{(x^2 + y^2)}{w(z)^2}} \quad (4.38)$$

4.2.3 Elliptische Gaußsche Strahlen

Durch Astigmatismus oder Zylinderlinsen werden kreisförmige Gaußsche Strahlen in elliptische Gaußsche Strahlen transformiert. Die zuvor hergeleitete Lösung für kreisförmige Gaußsche Strahlen ist auf elliptische Gaußsche Strahlen übertragbar. Anstatt von Gleichung (4.19) wird als Lösung

$$u = A \exp \left[-j \left(P(z) + \frac{k}{2q_x(z)} x^2 + \frac{k}{2q_y(z)} y^2 \right) \right] \quad (4.39)$$

angenommen, da die Wellengleichung auch Lösungen der Form

$$E \sim \exp \left[-\frac{x^2}{w_x(z)} - \frac{y^2}{w_y(z)} \right] \quad (4.40)$$

erlaubt [140]. Die Herleitung entspricht im Wesentlichen der für den kreisförmigen Gaußschen Strahl. Das Ergebnis ist eine Welle der Form

$$\psi(x, y, z) = \psi_0 \frac{\sqrt{w_{0x} w_{0y}}}{\sqrt{w_x(z) w_y(z)}} \exp \left\{ -j \left[kz - \eta(z) - x^2 \left(\frac{1}{w_x(z)^2} + \frac{jk}{2R_x(z)} \right) - y^2 \left(\frac{1}{w_y(z)^2} + \frac{jk}{2R_y(z)} \right) \right] \right\} \quad (4.41)$$

mit den Parametern eines elliptischen Gaußschen Strahls in der xz -Ebene

$$q_{0x} = j \frac{\pi w_{0x}^2 n}{\lambda} \quad (4.42)$$

$$w_x^2(z) = w_{0x}^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda(z - z_x)}{\pi w_{0x}^2 n} \right)^2 \right] \quad (4.43)$$

$$R_x = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_{0x}^2 n}{\lambda(z - z_x)} \right)^2 \right] \quad (4.44)$$

Für die Phasenverschiebung η gilt

$$\eta(z) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\lambda(z - z_x)}{\pi w_{0x}^2 n} \right) + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\lambda(z - z_y)}{\pi w_{0y}^2 n} \right) \quad (4.45)$$

Die Ergebnisse, die für den kreisförmigen Gaußschen Strahl hergeleitet wurden, gelten jeweils getrennt für die xz - und yz -Ebene eines elliptischen Gaußschen Strahls. Die Position der Strahltaile $z = 0$ ist nicht in jedem Fall dieselbe für beide Ebenen, sie hat die Koordinate $z = z_x$ in der xz -Ebene und $z = z_y$ in der xy -Ebene.

4.2.4 Transformation eines Gaußschen Strahls

Nachfolgend werden Gleichungen bestimmt, mit deren Hilfe die Ausbreitung eines Gaußschen Strahls durch ein optisches System berechnet werden kann. Zunächst wird die den komplexen Strahlparameter beschreibende Gleichung (4.33) wie folgt umgeformt

$$q(z) = \frac{R(z) \left(1 + j \frac{\lambda R(z)}{n\pi w(z)^2} \right)}{1 + \left(\frac{\lambda R(z)}{n\pi w(z)^2} \right)^2} \quad (4.46)$$

Die Division von Gleichung (4.28) durch Gleichung (4.29) ergibt

$$\frac{w(z)^2}{R(z)} = \left(\frac{\lambda}{n\pi w_0^2} \right)^2 z \quad (4.47)$$

Eingesetzt in Gleichung (4.46) sowie den Nenner mithilfe von Gleichung (4.29) ersetzt, ergibt

$$q(z) = z + j \frac{n\pi w_0^2}{\lambda} = z + q_0 \quad (4.48)$$

Der Ursprung $z = 0$ befindet sich am Ort der Strahltaile w_0 . Der Realteil der Gleichung ist gleich Null, gleichbedeutend mit einem unendlichen Krümmungsradius der Wellenfront. Für jeden komplexen Wert von $q(z)$ sind der Strahlradius sowie der Krümmungs-

radius der Wellenfront über Gleichung (4.33) oder (4.48) exakt bestimmt. Anstatt z als Abstand von der Strahltaile zu definieren, kann z nun als Abstand zwischen zwei beliebigen Ebenen definiert werden. Wird der komplexe Strahlparameter am Ort z_1 auf der optischen Achse mit q_1 und am Ort $z_2 > z_1$ mit q_2 bezeichnet, so kann die Strahltransformation über eine Strecke aufgrund der Linearität des Ausdrucks in Gleichung (4.48) einfach über

$$q_2 = q_1 + d_1 \quad (4.49)$$

ermittelt werden ($d_1 = z_2 - z_1$). Tritt ein Strahl durch eine ideal dünne Linse der Brennweite f , so verändert sich der Krümmungsradius der Wellenfront, jedoch nicht der Strahlradius ($w_3 = w_2$). Bei einer sphärischen Welle mit dem Radius R_2 , die von einer Linse der Brennweite f transformiert wird, gilt für den Radius R_3 der bildseitigen Welle

$$\frac{1}{R_3} = \frac{1}{R_2} - \frac{1}{f} \quad (4.50)$$

Die Strahlen einer sphärischen Welle stehen senkrecht auf der Wellenfront. Die Phasenfronten eines Gaußschen Strahls werden in gleicher Weise transformiert. Somit gilt für den komplexen Strahlparameter

$$\frac{1}{q_3} = \frac{1}{q_2} - \frac{1}{f} \quad (4.51)$$

Formal entspricht die Transformation eines Gaußschen Strahls der einer sphärischen Welle. In invertierter Form lautet Gleichung (4.51)

$$q_3 = \frac{q_2}{-\frac{1}{f}q_2 + 1} \quad (4.52)$$

Der komplexe Strahlparameter im Abstand d_2 hinter der Linse wird mit q_4 bezeichnet und errechnet sich aus q_3 gemäß

$$q_4 = q_3 + d_2 \quad (4.53)$$

Die Zusammenfassung der Gleichungen (4.49), (4.52) und (4.53) ergibt

$$q_4 = \frac{\left(1 - \frac{d_2}{f}\right)q_1 + d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f}}{-\frac{1}{f}q_1 + 1 - \frac{d_1}{f}} \quad (4.54)$$

Diese Gleichung kann auch in der Form

$$q_4 = \frac{A_4 q_1 + B_4}{C_4 q_1 + D_4} \quad (4.55)$$

geschrieben werden. Hieraus wird deutlich, dass die Transformation entsprechend dem

ABCD-Gesetz für Strahlen in der geometrischen Optik [34],[140] über die Matrix

$$\begin{bmatrix} A_4 & B_4 \\ C_4 & D_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{d_2}{f} & d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d_1}{f} \end{bmatrix} \quad (4.56)$$

durchgeführt werden kann. Die Transformationsmatrix eines Systems von beliebig vielen optischen Elementen ergibt sich aus der Multiplikation der Einzelmatriizen. Die Transformation des komplexen Gaußschen Strahlparameters kann für eine komplizierte Anordnung von Linsenelementen berechnet werden. Der Strahlradius und der Krümmungsradius können anschließend wieder aus Gleichung (4.33) bestimmt werden. Zwischen $w(z)$, $R(z)$ und $q(z)$ bestehen die Zusammenhänge

$$\frac{1}{w(z)^2} = -\frac{\pi}{\lambda} \operatorname{Im}\left(\frac{1}{q(z)}\right) \quad (4.57)$$

$$\frac{1}{R(z)} = \operatorname{Re}\left(\frac{1}{q(z)}\right) \quad (4.58)$$

Das *ABCD*-Transformationsgesetz ist ebenfalls getrennt für beide Ebenen auf die komplexen Strahlparameter $q_x(z)$ und $q_y(z)$

$$q_x(z) = \frac{1}{R_x(z)} - j \frac{\lambda}{\pi n w_x(z)^2} \quad (4.59)$$

$$q_y(z) = \frac{1}{R_y(z)} - j \frac{\lambda}{\pi n w_y(z)^2} \quad (4.60)$$

anwendbar.

4.3 Wechselwirkung des Laserlichts mit technischen Oberflächen

In der optischen Messtechnik wird zwischen optisch glatten und technischen Oberflächen unterschieden. Als Bezugsgröße dient die Wellenlänge. Als optisch glatt wird eine Oberfläche bezeichnet, deren Oberflächenrauheit weit unterhalb der Wellenlänge liegt. Für optisch hochwertige Komponenten gilt beispielsweise die Forderung nach einer maximalen Unebenheit der Oberfläche von $\lambda/16$. Oberflächen werden hingegen als technisch, optisch rau bzw. diffus reflektierend bezeichnet, wenn die Rauheit in der Größenordnung der Wellenlänge liegt.

4.3.1 Kohärenz

Die Eigenschaft der Lichtquelle beeinflusst die Überlagerung der Lichtwellen. Bei nahezu allen auf der Verwendung von Laserstrahlen basierenden Messverfahren spielt die Art

der kohärenten Überlagerung eine zentrale Rolle. Zum einen ermöglicht sie Messverfahren, zum anderen basieren auf ihr Effekte, die sich verschlechternd auf die Messgenauigkeit auswirken können.

Kohärenz ist in der Optik ursprünglich das Synonym für Interferenzfähigkeit. Es existieren zwei Grenzfälle: die rein kohärente Überlagerung von Lichtwellen, die zur Interferenz führt und die rein inkohärente Überlagerung, die keine Interferenz zur Folge hat. Diese beiden Grenzfälle lassen sich leicht analytisch behandeln, stellen jedoch eine Idealisierung der physikalischen Wirklichkeit dar. Zwischen diesen beiden Extremen existiert der Bereich der Teilkohärenz.

Allgemein formuliert bedeutet Kohärenz, dass zwischen den Lichtwellen eine Korrelation besteht, die einerseits an einem Ort \vec{r}_1 zur Zeit $t + \tau$ (t variabel, τ fest) und andererseits an einem Ort \vec{r}_2 zum Zeitpunkt t vorhanden sind. Es besteht eine definierte Phasendifferenz zwischen den Lichtwellen. Ein Maß für die Stärke der Korrelation ist der komplexe Kohärenzgrad

$$\mu_{12} \equiv \frac{\Gamma_{12}}{\sqrt{\Gamma_{11}}\sqrt{\Gamma_{22}}} = \frac{\langle E_1(t+\tau)E_2^* \rangle}{\sqrt{\langle |E_1|^2 \rangle}\sqrt{\langle |E_2|^2 \rangle}} \quad (4.61)$$

zweier komplexer Signale E_1 und E_2 , die von den Raumpunkten S_1 und S_2 mit der zeitlichen Verzögerung τ ausgesendet werden (E^* : konjugiert komplexe Feldstärke). Im kohärenten Grenzfall ist $|\mu_{12}| = 1$, im inkohärenten $|\mu_{12}| = 0$ und im Bereich der Teilkohärenz gilt $0 < |\mu_{12}| < 1$. Für die resultierende Bestrahlungsstärke (Intensität) in einem Raumpunkt gilt das allgemeine Interferenzgesetz für teilkohärentes Licht

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}(\mu_{12}) \quad (4.62)$$

Es wird zwischen räumlicher und zeitlicher Kohärenz unterschieden. Die zeitliche Kohärenz bezieht sich direkt auf die endliche Kohärenzzeit Δt_c eines Signals, während der ein einzelner Wellenzug existiert. Fallen die Raumpunkte S_1 und S_2 zusammen, so stellt der Kohärenzgrad aus Gleichung (4.61) die Eigenkohärenz des Feldes dar. $\Gamma_{12}(\tau) = \Gamma_{11}(\tau)$ ist somit die Eigenkohärenzfunktion des Feldes. Aus μ_{12} wird der komplexe zeitliche Kohärenzfaktor μ_{11} an einem Ort innerhalb eines Zeitintervalls τ . Die Eigenkohärenzfunktion ist ein Maß für die zeitliche Kohärenz und ist eng mit der Kohärenzzeit und damit der Frequenzbandbreite einer Lichtquelle verknüpft. Die Fourier-Transformierte der Eigenkohärenzfunktion ist das Leistungsspektrum. Es beschreibt die spektrale Energieverteilung einer Lichtquelle. Die Kohärenzzeit Δt_c ist der Kehrwert der Frequenzbandbreite $\Delta \nu$. Für ideal monochromatisches Licht ist die Frequenzbandbreite somit Null und die Kohärenzzeit unendlich. An vorgegebenen Raumpunkten kann innerhalb der Kohärenzzeit die Phase der Welle hinreichend genau vorausgesagt werden.

Der zeitliche Kohärenzzusammenhang kann darüber hinaus noch über die Kohärenzlänge

$$l_c = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (4.63)$$

beschrieben werden.

Effekte räumlicher Kohärenz, oder präziser räumlicher Transversalkohärenz, beziehen sich dagegen auf die räumliche Korrelation, die zwischen den Signalen bzw. Wellenzügen an zwei verschiedenen Punkten \vec{r}_1 und \vec{r}_2 in einer zur Ausbreitungsrichtung des Lichts senkrechten Ebene bei fehlender zeitlicher Verzögerung besteht. Räumliche Kohärenz liegt auch bei thermischen Lichtquellen vor, wenn die Quelle räumlich ausgedehnt ist. Zu einem festen Zeitpunkt t fällt der Kohärenzgrad mit wachsendem Abstand zwischen den zwei Raumpunkten von seinem Maximalwert 1 auf Null ab. Der Wert von d , bei dem die Funktion praktisch den Wert Null erreicht hat, gibt das Kohärenzintervall an.

Ein jedes Strahlungsfeld ist innerhalb eines Zylinders, dem so genannten Kohärenzvolumen, mit der Kohärenzlänge als Höhe und dem Kohärenzintervall als Durchmesser partiell kohärent. Laserlicht weist sowohl eine hohe räumliche als auch zeitliche Kohärenz, entsprechend einer großen Kohärenzlänge bzw. Kohärenzzeit, auf.

4.3.2 Grundlagen der Speckle-Theorie

Die räumliche Kohärenz von Laserlicht manifestiert sich in einer körnigen Erscheinung bei der diffusen Reflexion an technischen Oberflächen. Eine Eigenschaft, die sich auf die Leistungsfähigkeit des untersuchten Messverfahrens auswirkt. Es folgt deshalb eine kurze Darstellung der relevanten Grundlagen der Speckle-Theorie. Eine detaillierte Ausführung ist in [52] zu finden. Andere Veröffentlichungen, deren Thema die Analyse der statistischen Eigenschaften von Speckle-Phänomenen ist, sind *Stoffregen* [125], *George* [48], *Holoubek* [63] und *Kowalczyk* [79]. Die statistischen Eigenschaften der Speckle-Muster hängen zum einen von der Kohärenz des auf die technische Objekt Oberfläche einfallenden Lichts, zum anderen von den Oberflächeneigenschaften des Objektes selbst ab.

Wird nahezu monochromatisches Licht von einer optisch rauen Oberfläche reflektiert, so setzt sich die resultierende Welle an einem entfernten Beobachtungspunkt aus einer Vielzahl von kohärenten Elementarwellen zusammen. Sie kommen von unterschiedlichen mikroskopisch kleinen Oberflächenelementen des Objektes. Ist diese Objekt Oberfläche rau, so haben die Elementarwellen unterschiedliche Weglängen zurückgelegt. Am Beobachtungspunkt interferieren sie aufgrund ihrer zufälligen Phasen, deren Differenz jedoch zeitlich konstant ist, kohärent und es ergibt sich eine granulare Intensitätsstruktur, das Speckle-Muster.

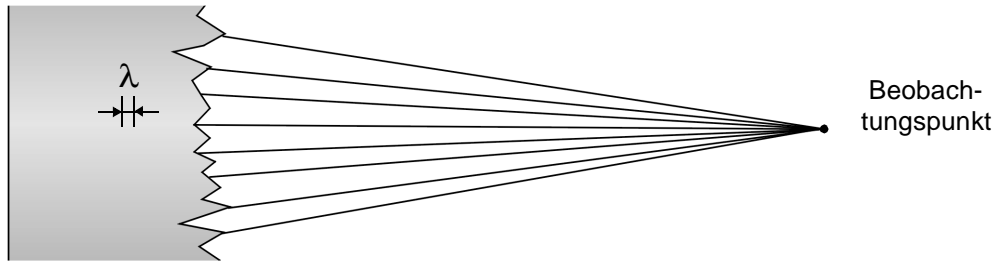


Bild 4.7: Objektive Speckle

Entstehen diese Speckle bei der Ausbreitung des Lichts im freien Raum (Bild 4.7), so werden sie als objektive Speckle bezeichnet. Die so genannten subjektiven Speckle [62] entstehen dagegen in der Bildebene eines optischen Systems, wenn eine kohärent beleuchtete technische Objektoberfläche innerhalb des Schärfentiefebereichs des optischen Systems abgebildet wird [43]. In diesem Fall müssen sowohl Beugung als auch Interferenz betrachtet werden. Selbst für ein ideal korrigiertes, also aberrationsfreies abbildendes optisches System, kann die Intensität an einem Punkt in der Bildebene aus der Addition von Anteilen, die von unterschiedlichen, unabhängigen Punkten auf der Objektoberfläche stammen, resultieren.

Statistische Eigenschaften eines polarisierten Speckle-Feldes

Zunächst werden die statistischen Eigenschaften der Speckle an einem Punkt im Raum (first-order statistical properties) betrachtet. Den Ausführungen liegt die Annahme einer ideal monochromatischen Welle zu Grunde. Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass die Speckle ideal polarisiert sind. Ausgangspunkt der Betrachtungen ist die Feldkomponente einer elektromagnetischen Welle an einem Beobachtungspunkt (x, y, z) zu einem Zeitpunkt t . Für eine monochromatische Welle gilt

$$u(x, y, z; t) = E(x, y, z) e^{-j\omega t} \quad (4.64)$$

mit der Feldamplitude $E(x, y, z) = |E(x, y, z)| \exp(j\theta)$. Ihre Intensität ist gegeben durch

$$I(x, y, z) = |E(x, y, z)|^2 \quad (4.65)$$

An einem bestimmten Punkt im Raum setzt sich die Amplitude aus einer Vielzahl von Elementarwellen $1/(\sqrt{N}) \cdot a_k(x, y, z)$ zusammen. Für die resultierende Amplitude im Punkt (x, y, z) gilt somit

$$E(x, y, z) = \sum_{k=1}^N \frac{1}{\sqrt{N}} a_k(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| e^{j\theta_k} \quad (4.66)$$

Von Interesse sind die statistischen Größen des Speckle-Musters bzw. -Feldes, seine Intensität sowie seine Phase an einem Punkt im Raum.

Die Elementarwellen besitzen folgende statistische Eigenschaften:

- i) Die Amplitude a_k/\sqrt{N} und Phase ϕ_k der k-ten Elementarwelle sind statistisch unabhängig voneinander und unabhängig von allen anderen Elementarwellen.
- ii) Die Phasen ϕ_k sind gleichmäßig im Intervall $(-\pi, \pi)$ verteilt.

Diese Annahmen gelten für raue Oberflächen mit einer kurzreichweitigen Korrelation der Mikrostruktur. Im Allgemeinen kann in der Praxis davon ausgegangen werden, dass die Anzahl der Amplituden der Elementarwellen, die sich im Punkt P kohärent überlagern, sehr groß ist ($N \rightarrow \infty$). Jeder einzelne von einem Punkt auf der Objektoberfläche stammende und von allen anderen unabhängige Amplitudenanteil hat somit nur einen geringen Einfluss auf die Gesamtamplitude im Punkt P. Gemäß dem zentralen Grenzwertsatz ergibt sich für die Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion von Real- und Imaginärteil des komplexen Feldes in P eine annähernde zirkulare Normal- bzw. Gaußverteilung. Die Wahrscheinlichkeitsdichte der für die Praxis relevanten, zu messenden Größe der Intensität ergibt sich zu

$$p_I(I) = \frac{1}{2\sigma^2} e^{-\frac{I}{2\sigma^2}}, \text{ für } I \geq 0 \text{ mit} \quad (4.67)$$

$$\sigma^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2} \quad (4.68)$$

Gleichermaßen gilt für $-\pi \leq \theta < \pi$ die Wahrscheinlichkeitsdichte der Phase

$$p_\theta(\theta) = \frac{1}{2\pi} \quad (4.69)$$

Somit folgt, dass die Intensität eines Speckle-Feldes an einem Ort P eine negative exponentielle Charakteristik aufweist und hohe Intensitäten folglich mit zunehmend geringerer Wahrscheinlichkeit auftreten. Die Phasen hingegen sind gleichverteilt.

Anschließend werden die statistischen Eigenschaften der Intensität, d. h. deren Standardabweichung und Varianz, betrachtet. Für das n-te Moment der Intensität gilt

$$\langle I^n \rangle = n!(2\sigma^2)^n = n! \langle I \rangle^n \quad (4.70)$$

Daraus folgt für $n = 1$, gleichbedeutend mit der mittleren Intensität im Speckle-Feld,

$$\langle I \rangle = 2\sigma^2 \quad (4.71)$$

Für das zweite Moment gilt gemäß Gleichung (4.70)

$$\langle I^2 \rangle = 2 \langle I \rangle^2 \quad (4.72)$$

Unter Anwendung der Berechnungsformel für die Varianz einer Wahrscheinlichkeitsverteilung [19]

$$\sigma^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 \quad (4.73)$$

folgt aus Gleichung (4.72)

$$\sigma^2 = \langle I \rangle^2 \quad (4.74)$$

Somit ist die Standardabweichung σ gleich der mittleren Intensität im Speckle-Feld. Eine weitere wichtige Größe stellt der Speckle-Kontrast C dar, der als Quotient aus Standardabweichung und der mittleren Intensität definiert ist. Aus dieser Definition folgt, dass der Kontrast eines polarisierten Speckle-Feldes immer 1 ist.

In vielen praktischen Anwendungsfällen stellt die Intensität an einem bestimmten Ort im Raum eine Überlagerung aus mehreren Speckle-Feldern dar. Dies ist z. B. dann der Fall, wenn eine raue Oberfläche das gestreute Licht teilweise depolarisiert oder der einfallende Strahl aus mehreren optischen Frequenzen besteht. Grundsätzlich können sich Speckle-Felder auf Amplitudengrundlage, also kohärent, oder auf Intensitätsbasis und folglich inkohärent überlagern. Eine Überlagerung auf Amplitudengrundlage ändert die Statistik der Intensität nicht, die gesamte Intensität gehorcht weiterhin negativer exponentieller Statistik. Der Speckle-Kontrast ist somit $C = 1$. Im Falle einer Überlagerung von N statistisch voneinander unabhängigen Speckle-Feldern auf Intensitätsbasis folgt für den Kontrast

$$C = 1/\sqrt{N} \quad (4.75)$$

Dies ist entscheidend für die Betrachtung von einer möglichen Reduktion des Speckle-Kontrastes zur Verminderung des Einflusses der Speckle auf die Vermessung.

Während sich die vorhergehenden Ausführungen auf die statistischen Eigenschaften von Specklen an einem bestimmten Punkt im Raum konzentriert haben, wird anschließend näher auf die räumliche Struktur der Speckle eingegangen. Sie bilden die Grundlage für die Abschätzung der theoretischen Messunsicherheit optischer Makroskope.

Räumliche Struktur von Speckle-Feldern

Die so genannte „Second-order Statistic“ von Speckle Phänomenen beschreibt die statistischen Eigenschaften zwischen zwei getrennten Punkten im Speckle-Feld. Zunächst wird das Speckle-Feld nach der Ausbreitung im freien Raum in einer Ebene nahe der streuenden Objektfläche analysiert.

Aus der Berechnung der Autokorrelationsfunktion der Intensitätsverteilung $I(x, y) = |E(x, y)|^2$ des komplexen Speckle-Feldes in der (x, y) -Ebene im Abstand z parallel zur (ξ, η) -Ebene der streuenden Oberfläche lässt sich die Größe eines Speckles berechnen.

Die Autokorrelationsfunktion berechnet sich wie folgt

$$R_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) I(x_2, y_2) \rangle \quad (4.76)$$

Die Mittelung bezieht sich auf ein Ensemble von rauen Oberflächen. Die Breite dieser Autokorrelationsfunktion stellt ein Maß für die mittlere Breite eines Speckles dar. Unter der Annahme, dass die Mikrostruktur der Objektoberfläche so fein ist, dass sie von einer Linse der Größe der Beobachtungsfläche nicht mehr aufgelöst werden kann, lautet das Ergebnis der Herleitung [52]

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 [1 + |\mu_E(\Delta x, \Delta y)|^2] \quad (4.77)$$

Der komplexe räumliche Kohärenzgrad μ_E ist wie folgt definiert

$$\mu_E(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{\langle E(x_1, y_1) E^*(x_2, y_2) \rangle}{[|E(x_1, y_1)|^2 |E(x_2, y_2)|^2]^{1/2}} \quad (4.78)$$

Besteht auf der Objektoberfläche eine Intensitätsverteilung $|P(\xi, \eta)|^2$ eines gestreuten Lichtpunktes, so kann der komplexe räumliche Kohärenzgrad aus der Fouriertransformation dieser Verteilung berechnet werden. Es gilt

$$\mu_E(\Delta x, \Delta y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |P(\xi, \eta)|^2 e^{j \frac{2\pi}{\lambda z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y)} d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |P(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \quad (4.79)$$

Somit hängt μ_E bis auf Multiplikationsfaktoren nur von den Koordinatendifferenzen $\Delta x = x_1 - x_2$ und $\Delta y = y_1 - y_2$ ab. Der Betrag von μ_E stellt ein Ähnlichkeitsmaß dar und ermöglicht Wahrscheinlichkeitsaussagen über Veränderungen der Intensität und der Phase zwischen zwei Punkten im Speckle-Feld. Bei vorgegebener Intensitätsverteilung $|P(\xi, \eta)|^2$ eines Lichtspots auf der Objektoberfläche kann mittels Gleichung (4.79) zunächst μ_E und daraus unter Anwendung von Gleichung (4.77) die Autokorrelationsfunktion der Intensitäten berechnet werden.

4.4 Optische Abbildungen

4.4.1 Gaußsche Abbildung

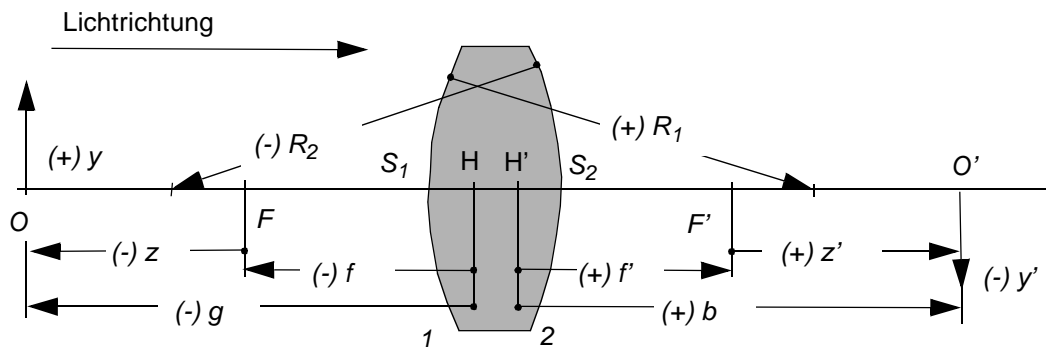


Bild 4.8: Haupt- und brennpunktbezogene Strecken und Winkel.

Für die Abbildung eines Punktes durch eine dünne Linse¹¹⁾ erhält man für den Grenzfall $d_l \rightarrow 0$ (Linsendicke) und unter der Annahme, dass sich die Linse im Medium Luft befindet ($n_{Luft} \approx 1$) die Linsengleichung für dünne Linsen

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = (n_l - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (4.80)$$

Die Brennweiten ergeben sich für die Grenzfallbetrachtung, dass entweder die Objekt- oder die Bildweite ins Unendliche gerückt werden. Für eine dünne Linse gilt $f = f'$. Daher ist

$$\frac{1}{f} = (n_l - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (4.81)$$

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad (4.82)$$

Letztere wird als Gaußsche Linsenformel bezeichnet. Das Verhältnis der Bildgröße bzw. Bildweite und der korrespondierenden Objektgröße bzw. Objektweite wird als Abbildungsmaßstab bezeichnet. Es gilt

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{-b}{g} \quad (4.83)$$

Neben diesen hauptpunktbezogenen Abbildungsgleichungen (4.82) und (4.83) existiert ein weiteres gebräuchliches Gleichungssystem, das über die brennpunktbezogenen Entfernungen z und z' definiert ist [120].

4.4.2 Aberrationen

Eine exakt scharfe Abbildung jedes Punktes eines Objekts in der Bildebene eines optischen Elements ist durch die Beugung des Lichts an der Blende des abbildenden

¹¹⁾ Ist die Dicke einer abbildenden Linse zu vernachlässigen, so wird sie als dünne Linse bezeichnet.

Systems, durch konstruktiv bedingte Aberrationen oder Herstellungsfehler in der Realität nur näherungsweise zu erreichen. Aberrationen bezeichnen Abweichungen vom Strahlenverlauf der Gaußschen Abbildung, vor allem von der Strahlenvereinigung im Bildpunkt. Sie resultieren aus der Diskrepanz zwischen der mathematischen Transformation der Gaußschen Abbildung¹²⁾ und dem Brechungsgesetz. Diese macht sich insbesondere bei der Abbildung ausgedehnter Objekte bemerkbar. Aberrationen erzeugen eine Verbreiterung und Verschiebung der Bildpunkte zu teilweise nicht rotationssymmetrischen Zerstreungsfiguren. Das Resultat sind Maßstabsverzerrungen, Verluste an Kontrast, Auflösung und damit an Bildqualität. Während der Einfluss der Beugung an der Blendenbegrenzung naturgegeben ist, können die konstruktivbedingten Aberrationen durch geeignete Maßnahmen minimiert, aber nicht völlig eliminiert werden. Es verbleiben auch bei korrigierten optischen Systemen so genannte Zonenfehler. Diese Restaberrationen treten in Zonen auf, deren Achsenabstand das $\sqrt{2}/2$ -fache des Achsenabstands des korrigierten Randbereichs der Pupille oder des Bildfeldes beträgt [104].

Aberrationen überlagern Fehler, die aus der Beugung resultieren, und sind in der Praxis oft wesentlich gravierender in ihren Auswirkungen. Es gibt zwei Kategorien von Aberrationen, die monochromatischen Aberrationen sowie Farbfehler bzw. chromatische Aberrationen.

Seidelsche Aberrationen

Unter dem Begriff der Seidelschen Aberrationen werden Abbildungsfehler dritter Ordnung¹³⁾ zusammengefasst. Sie ergeben eine verbesserte Näherung der Theorie erster Ordnung und sind Teil der monochromatischen Aberrationen. Die Seidelschen Aberrationen umfassen die sphärischen Aberrationen, die Koma, den Astigmatismus, die Bildfeldkrümmung und Verzerrungen. Generell verursachen die monochromatischen Aberrationen eine Kaustik. Als Kaustik wird die Einhüllende der gebrochenen Strahlen bezeichnet. Die Spitze der Kaustik fällt mit dem Gaußschen Bildpunkt zusammen.

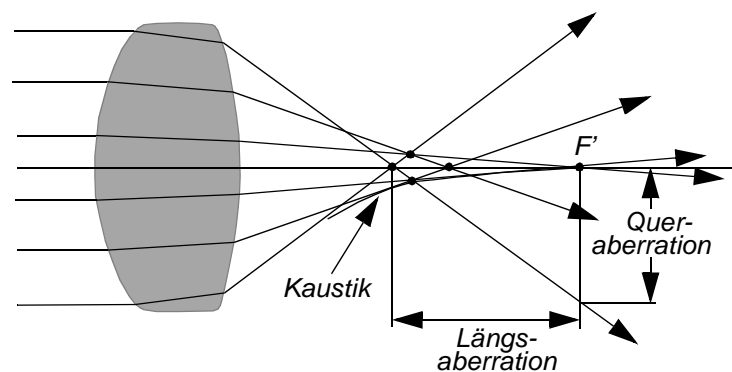


Bild 4.9: Sphärische Aberrationen einer Linse

Durch sphärische Aberrationen (siehe Bild 4.9) werden die achsenfernen Strahlen bei der

12) Theorie erster Ordnung, d. h. $\sin \varphi \approx \varphi$.

13) $\sin \varphi \approx \varphi - \frac{\varphi^3}{3!}$

Abbildung eines Objektpunktes stärker gebrochen als die achsennahen Strahlen. Dadurch entsteht ein Zerstreungskreis anstatt eines Bildpunktes. Eine sphärische Aberration entspricht für nicht paraxiale Strahlen folglich einer Abhängigkeit der Brennweite von der Blendenöffnung. Der Abstand zwischen dem axialen Schnittpunkt eines Strahls und dem paraxialen Brennpunkt wird als sphärische Längsaberration bezeichnet. Die Höhe über der Achse, bei der ein bestimmter Strahl die Bildebene schneidet, wird Queraberration genannt.

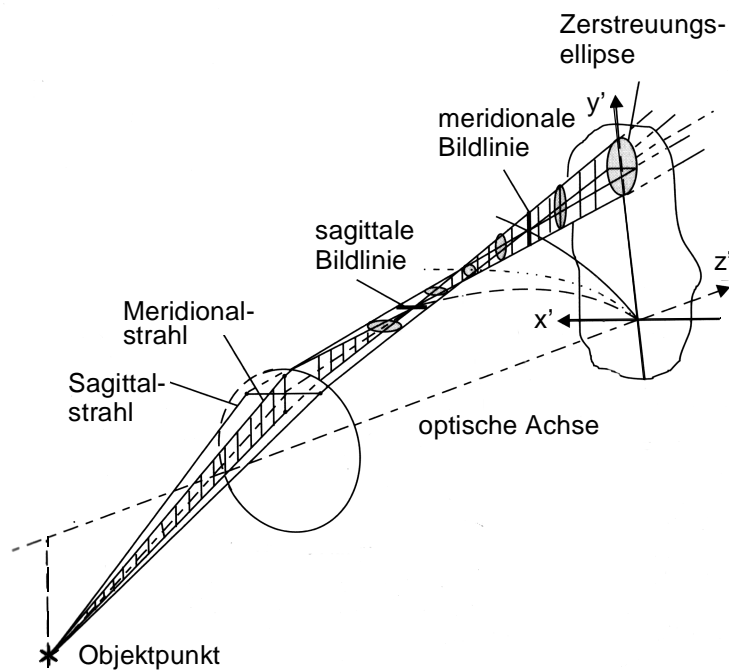


Bild 4.10: Zweischalenfehler bei der Abbildung eines außeraxialen Punktes durch eine brechende Kugelfläche [104]

Die Koma (Asymmetriefehler) entsteht, wenn sich der Objektpunkt von der optischen Achse entfernt. Das bildseitige Strahlenbündel ist asymmetrisch und wird aufgrund der erzeugten schweiförmigen, kometenhaften Zerstreungsfigur Koma genannt. Es werden Strahlen in der Meridional- und Sagittalebene unterschieden. Die Meridionalebene (auch Tangentialebene) ist die Ebene, die aus optischer Achse und Vektor zum Objektpunkt gebildet wird. Eine Sagittalebene ist jede Ebene senkrecht zur Meridionalebene, die einen ausgewählten Lichtstrahl enthält. Strahlen der meridionalen Koma sind asymmetrisch, die der sagittalen Koma

symmetrisch. Durch Astigmatismus wird ein objektseitiges homozentrisches Bündel (gerader oder schiefer Kegel ohne Aberrationen) in ein Bündel mit elliptischem Querschnitt überführt. Ein Objektpunkt wird in zwei zueinander senkrechte Bildlinien abgebildet, deren Abstand die astigmatische Differenz bildet.

Axialer Astigmatismus tritt bei nicht axialsymmetrischen optischen Systemen wie Zylinderlinsen oder sphärischen Linsen mit Oval- und Sattelpassfehlern auf. Der Astigmatismus schiefer Bündel, auch als Zweischalenfehler (siehe Bild 4.10) bezeichnet, entsteht dadurch, dass für flächenorthogonal einfallende Strahlenbündel eine Kugelfläche in der Sagittalebene eine gegenüber der Meridionalebene veränderte effektive Krümmung besitzt. Als Resultat verlieren die einfallenden schiefen Bündel ihre Rotationssymmetrie. Die Sagittal- und Meridionalstrahlen schneiden sich in je einer Bildlinie, die gegenüber der Gaußschen Bildebene in Abhängigkeit von der Objekthöhe und vom halben Bildwinkel um jeweils eine bestimmte Strecke defokussiert ist. In der Gaußschen Bildebene entsteht

eine elliptische Zerstreungsfigur. Durch den Astigmatismus schiefer Bündel entsteht zusätzlich eine Wellenaberration, d. h. eine Abweichung der Wellenfronten von der Kugelform.

Die Bildfeldwölbung und die Verzeichnung sind Lagefehler, welche die Geometrie des Bildes mit Bezug auf die Maßstabstreue und Ebenenlage, nicht aber die Bildschärfe, verändern. Beim zuvor beschriebenen Astigmatismus entstehen zwei Bildschalen, die durch geeignete Korrekturmaßnahmen wieder zu einer Bildfeldschale vereint werden können. Die Durchbiegung beider Schalen, die als Bildfeldwölbung bezeichnet wird, verbleibt jedoch. Ein ebenes Objekt wird folglich durch die Bildfeldwölbung auf eine Kugelfläche abgebildet.

Ist der Abbildungsmaßstab eines optischen Systems nicht konstant über das gesamte Bildfeld, so spricht man von einer Verzeichnung. Die geometrische Maßstabstreue ist somit gestört. Unterschieden wird zwischen kissen- und tonnenförmiger Verzeichnung. Eine kissenförmige Verzeichnung liegt beispielsweise vor, wenn der Abbildungsmaßstab mit zunehmendem Abstand von der optischen Achse abnimmt.

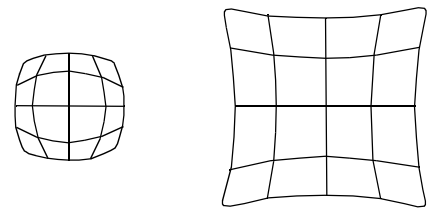


Bild 4.11: Tonnen- und kissenförmige Verzeichnung

Chromatische Aberrationen

Die chromatischen Aberrationen oder Farbfehler resultieren aus der Dispersion von Glasmaterialien, d. h. der Abhängigkeit der Brechkraft von der Wellenlänge des Lichts. Größe und Lage der Bilder sind somit unterschiedlich für verschiedene Wellenlängen.

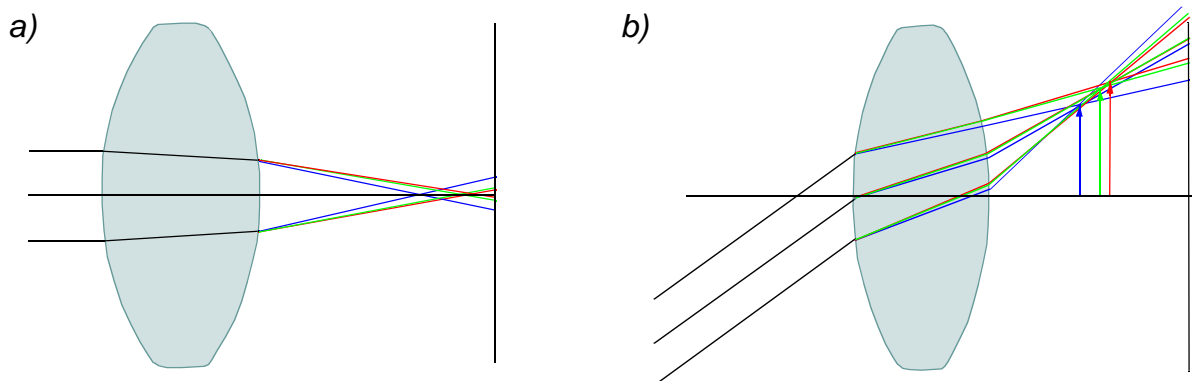


Bild 4.12: Chromatische Aberrationen: a) Farblängsfehler, b) Farbquerfehler.

Die Bilder können in den Randbereichen bei starken chromatischen Aberrationen sichtbare Farbsäume aufweisen. In diesem Fall wird von Farbquerfehlern gesprochen. Darüber hinaus existieren auch Farblängsfehler. Die Bilder liegen in diesem Fall in verschiedenen Ebenen, sind aber gleich groß. Die Farben erscheinen dann unterschiedlich scharf.

5 Theoretische Analyse eines optischen Makroskops

5.1 Numerische Simulation eines optischen Makroskops

Die numerische Simulation eines optischen Makroskops ist ein sehr hilfreiches Werkzeug, um Einblicke in die Verknüpfung der einzelnen Parameter des optischen Systems zu gewinnen. Aus diesen Zusammenhängen kann der Aufbau des Makroskops in Bezug auf die Kennlinie und den Messbereich des auszuwertenden Messsignals optimiert werden. Dies beinhaltet das Einstellen einer möglichst steilen Kennlinie. Dadurch wird eine geringe Empfindlichkeit gegenüber Störgrößen erreicht (siehe Abschnitt 5.3.2).

5.1.1 Modell eines optischen Makroskops

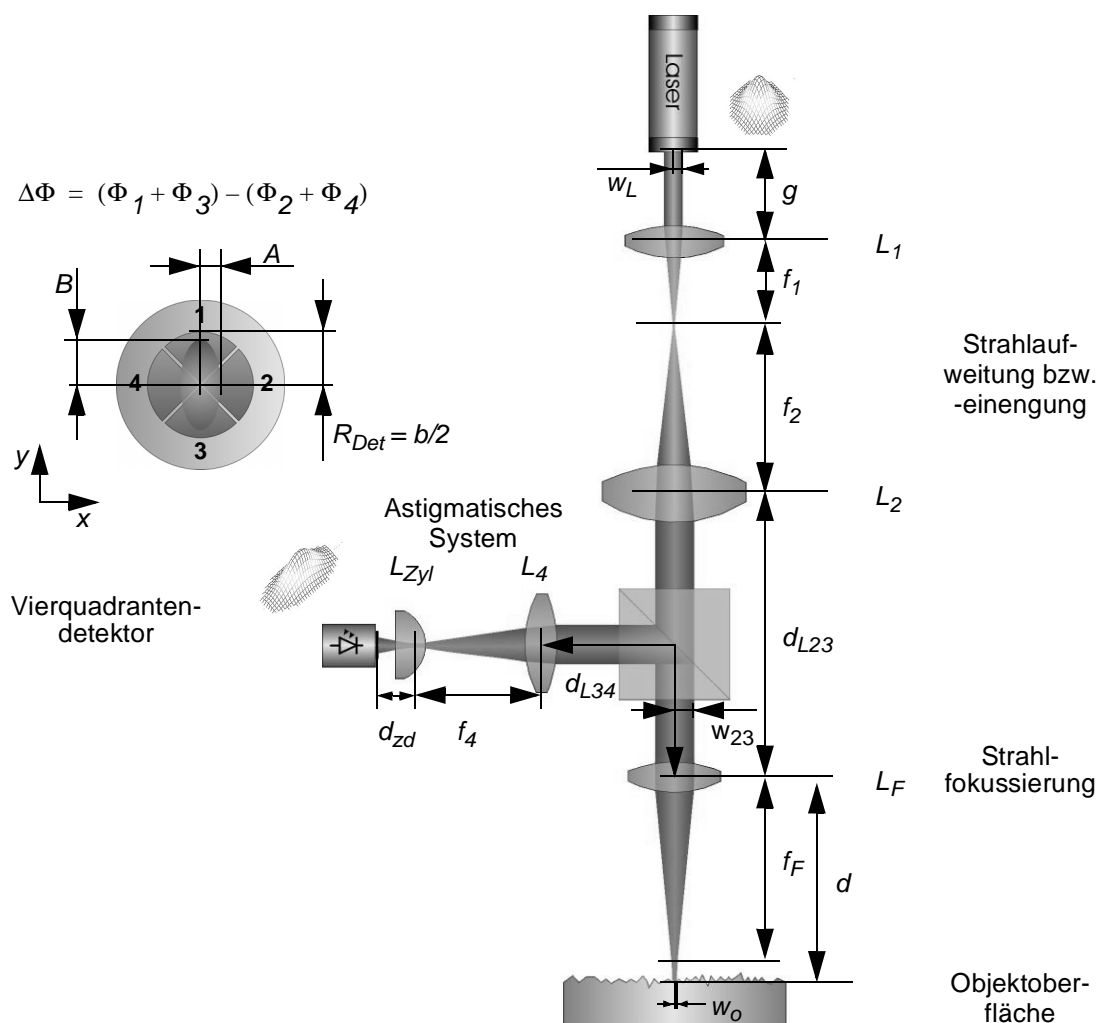


Bild 5.1: Modell des optischen Makroskops für die numerische Simulation

Ein optisches Makroskop, das auf dem Astigmatismusverfahren aufbaut, wird analysiert. Es stellt ein geometrisch-optisches Detektorprinzip dar, das auf der Erfassung von kleinsten Abweichungen der Strahlparallelität in dem von der Objektfläche reflektierten Strahl basiert. Fällt die Brennebene des auf das Objekt einfallenden Strahls mit der

Ebene der Objektoberfläche zusammen, so ist der reflektierte Strahl nach Passieren der Fokussierlinse f_F wieder parallel. Der Strahl ist dann genau in der Hauptebene der Zylinderlinse fokussiert und wird folglich nicht gebrochen. Der Spot auf dem Vierquadrantendetektor (um 45° in der Brennebene verdreht) ist rund und das Detektor-Differenz-Signal Null. Bei kleinen Abweichungen von der Strahlparallelität ergeben sich auf dem Detektor Strahlellipsen und von Null verschiedene Detektor-Differenz-Signale.

Der prinzipielle Aufbau, auf den die numerische Simulation zurückgeht, ist in Bild 5.1 dargestellt. Die Kennlinie $\Delta\Phi$ des Messsystems ergibt sich als Differenzsignal $(\Phi_1 + \Phi_3) - (\Phi_2 + \Phi_4)$ der Lichtströme auf den einzelnen Quadranten. Zu vermuten ist, dass der Messbereich und die Steigung der Kennlinie maßgeblich von der Strahlaufweitung bzw. -einengung, der Brennweite der Strahlfokussierlinse, dem astigmatischen System sowie der Lage und Größe des Vierquadrantendetektors bestimmt werden. Der Einfluss der Teilsysteme wird numerisch analysiert. Darüber hinaus wird der erreichbare minimale Strahlradius auf der Objektoberfläche in Abhängigkeit der Brennweite der Linse f_F , des objektseitigen Strahlradius w_{23} und der Wellenlänge der Laserquelle berechnet. Der objektseitige Strahlradius ist eine Funktion der Strahlaufweitung bzw. -einengung bei vorgegebener Strahltaile w_L des Lasers.

Die Strahltaile w_L befindet sich im Abstand g vor der ersten Linse der Strahlaufweitung bzw. -einengung. Diese besteht aus den zwei Linsen L_1 und L_2 mit den Brennweiten f_1 bzw. f_2 . Je nach Wahl der Brennweiten (f_1 größer oder kleiner f_2) wird der Strahl aufgeweitet oder eingeeengt. Die Linse L_F der Brennweite f_F erzeugt auf der Objektoberfläche den Spot mit dem Radius w_o . Der Abstand dieser Linse zur Objektoberfläche beträgt d . Das von der Oberfläche reflektierte Licht durchläuft dann das astigmatische System, bestehend aus einer Sammellinse der Brennweite f_4 und der Zylinderlinse der Brennweite f_5 . Die Zylinderlinse ist in der bildseitigen Brennebene der Linse L_4 positioniert. Der Detektor befindet sich im Abstand d_{zd} hinter der Brennebene der Linse L_4 . Sein Radius beträgt $b/2$. A und B sind jeweils die halben Längen der großen bzw. kleinen Achse der Strahlellipse der xz - bzw. yz -Ebene am Ort des Detektors (siehe Bild 5.1).

Für die Berechnungen wird angenommen, dass das Intensitätsprofil des Gaußschen Strahls beim Durchgang durch die optischen Bauteile erhalten bleibt. Dies ist dann gegeben, wenn beim Durchgang keine Beugung, z. B. an der Linsenbegrenzung, auftritt. Der Durchmesser des optischen Bauteils, Linse oder Blende, muss am Ort der Linse mindestens 6-mal größer sein als der Radius des Gaußschen Strahls [34]. Des Weiteren werden alle Linsen in der Simulation als aberrationsfreie, dünne Linsen angenommen.

5.1.2 Brenneraufbau

Aus dem Brenneraufbau ergeben sich Randbedingungen für das Verhältnis von Strahlradius und Brennweite der Fokussierlinse eines optischen Makroskops. Es sollen sowohl Düse als auch Elektrode vermessen werden können. Da bei der Vermessung der Elektrode im Prinzip eine Bestimmung des Abbrandes des Hafniumstiftes in der Elektrodennmitte genügt, ergibt sich der maximal erlaubte halbe bildseitige Öffnungswinkel u des Strahls aus dem minimalen Düsenkanalradius d_D und dem größten Abstand Elektrode-Düsenstirnfläche.

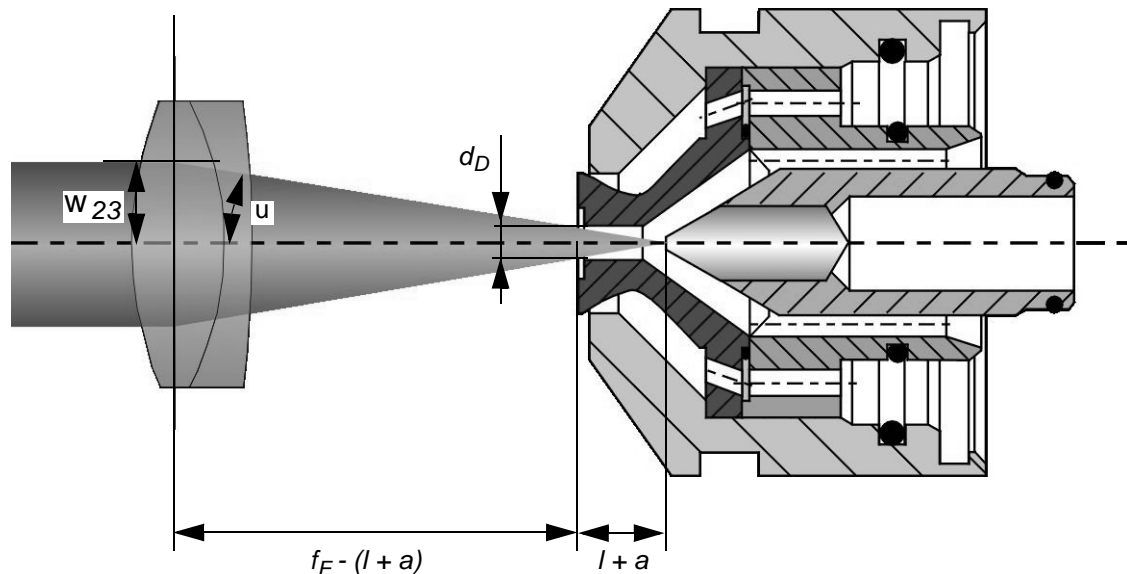


Bild 5.2: Randbedingungen für den halben bildseitigen Öffnungswinkel u des Messstrahls

Es gilt

$$u < \operatorname{atan}\left(\frac{d_D}{2(l+a)}\right) \text{ bzw. } \frac{w_{23}}{f_F} < \frac{d_D}{2(l+a)} \quad (5.1)$$

Das zulässige Verhältnis von Strahlradius zu Brennweite w_{23}/f_F für den Plasmabrenner PC 605 SP beträgt für $l = 7\text{mm}$, einen maximal zulässigen Elektrodenabbrand von $a = 1,5\text{mm}$ und einen Düsendurchmesser $d_D = 2,5\text{mm}$ $w_{23}/f_F = 0,147$. Bei Verwendung kürzerer Brennweiten muss entsprechend der Strahlradius verkleinert werden.

5.2 Realisierung und Ergebnisse der numerischen Simulation

Die numerische Simulation wird mit dem Programmpaket für Berechnungen, graphische Darstellungen und Programmierung MATLAB durchgeführt. Besonders vorteilhaft erweisen sich die unmittelbaren graphischen Darstellungsmöglichkeiten, die Möglichkeit der Programmierung von eigenen Funktionen, das Vorhandensein zahlreicher Funktionen und die einfache Programmierung. Eine gute Einführung in MATLAB bietet *Biran* [9].

Zur Optimierung des Systems wird die Simulation aufgeteilt in:

- i) die Berechnung der Strahlausbreitung des Gaußschen Strahls sowie
- ii) die Berechnung der Intensitätsverteilung auf dem Detektor und des Detektor-Differenz-Signals auf der Basis der in i) berechneten Ergebnisse am Ort des Detektors.

5.2.1 Gleichungen

Alle Herleitungen und Berechnungen basieren auf den im Abschnitt 4.2 dargestellten theoretischen Grundlagen. Dort wurde der komplexe Strahlparameter $1/q(z)$ eingeführt, der die Ausbreitung eines Gaußschen Strahles im freien Raum beschreibt. Für den komplexen Parameter eines Gaußschen Strahls gilt

$$q(z) = z + j \frac{n\pi w_0^2}{\lambda} = z + jz_R \quad (5.2)$$

Der Strahlradius $w(z)$ und Krümmungsradius $R(z)$ sind mit dem komplexen Strahlparameter über die Gleichungen (4.57) und (4.58) verknüpft. Der komplexe Strahlparameter eines bildseitigen Strahls q_a nach der Transformation durch eine dünne Linse berechnet sich aus dem des objektseitigen Strahls q_e über das ABCD-Gesetz

$$q_a = \frac{Aq_e + B}{Cq_e + D} \quad (5.3)$$

A , B , C und D sind die Elemente der Strahlmatrix, einer für jedes optische Bauteil bzw. die Kombination von mehreren Bauteilen charakteristischen 2×2 -Matrix

$$M_{St} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

Die Gesamtmatrix einer Basiszelle (siehe Bild 5.3) setzt sich aus drei Teilmatrizen zusammen, Strahlausbreitung um die Strecke b , Fokussierung mittels einer dünnen Linse der Brennweite f und Strahlausbreitung um die Strecke g^1 .

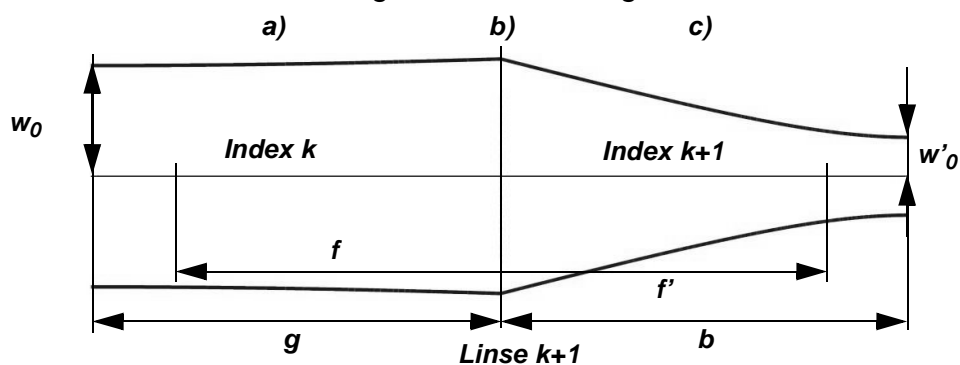


Bild 5.3: Basiszelle der Simulation: a) Ausbreitung entlang einer Strecke g , b) Durchgang durch dünne Linse der Brennweite f und c) Ausbreitung entlang einer Strecke b .

1) Bei der Multiplikation der Strahlmatrizen ist darauf zu achten, dass sie in umgekehrter Reihenfolge mit Bezug auf den Durchlauf des Gaußschen Strahls durch das optische System angeordnet sind.

Sie lautet

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{b}{f} & g + b - \frac{gb}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{g}{f} \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

Nachdem q_a mit Gleichung (5.3) berechnet wurde, können Strahl- und Krümmungsradius bestimmt werden. Bei komplexen Systemen wird die Rechnung sehr unübersichtlich. Deshalb wird eine Vereinfachung hergeleitet, die innerhalb einer Simulation einfach zu implementieren ist.

Eine Berechnung der Transformation eines Gaußschen Strahls durch ein aus Linsen und dazwischenliegenden Strecken bestehendes optisches System beginnt sinnvollerweise bei $z = 0$. Es gilt $q_e = jz_R$. Gleichung (5.3) lautet somit

$$q_a = \frac{jAz_R + B}{jCz_R + D} \quad (5.6)$$

Die Produkte der imaginären Terme im Zähler und Nenner werden in den Variablen $A' = Az_R$ und $C' = Cz_R$ zusammengefasst. Da sich die Parameter Krümmungs- und Strahlradius aus dem Reziprokwert von $q(z)$ berechnen, wird Gleichung (5.6) dementsprechend umgeformt. Mit den definierten Variablen A' und C' gilt

$$\begin{aligned} \frac{1}{q_a} &= \frac{D + jC'}{B + jA'} = \frac{(D + jC')(B - jA')}{A'^2 + B^2} \\ &= \frac{BD + A'C'}{A'^2 + B^2} + j \frac{BC' - A'D}{A'^2 + B^2} \end{aligned} \quad (5.7)$$

Am Ort der Strahlteile ist die Welle eben, ihr Strahlradius ist unendlich. Folglich kann der Ort der Strahlteile $z' = b$ berechnet werden. Es gilt $R_a = \infty$ und somit

$$\frac{1}{R_a(z)} = \operatorname{Re}\left(\frac{1}{q_a(z)}\right) = 0$$

Aus Gleichung (5.7) folgt

$$BD + A'C' = 0 \quad (5.8)$$

Mithilfe dieser Gleichung kann die Lage der bildseitigen Strahlteile berechnet werden, wenn der Abstand g der objektseitigen Strahlteile von der Linse bekannt ist.

Dann berechnet sich der Ort der bildseitigen Strahlteile innerhalb der Basiszelle gemäß

$$b = \frac{f(g(g-f) + z_R^2)}{(g-f)^2 + z_R^2} \quad (5.9)$$

Für den Fall, dass die objektseitige Strahlteile in der objektseitigen Brennebene der Linse liegt, d. h. $f = g$, gilt $b = f$. Entsprechend wird eine Strahlteile in der objektseitigen

Brennebene einer Linse in die bildseitige Brennebene und nicht ins Unendliche abgebildet.

Aus dem Imaginärteil von $1/q(z)$

$$\operatorname{Im}\left(\frac{1}{q_a(z)}\right) = -\frac{\lambda}{\pi w_0'^2} = \frac{BC' - A'D}{A'^2 + B^2}$$

kann die bildseitige Strahltaile berechnet werden. Die Rechnung wird vereinfacht, wenn in dieser Gleichung A' oder B mithilfe von Gleichung (5.8) ersetzt werden. Gleichung (5.8) nach A' oder B aufgelöst ergibt

$$A' = -\frac{BD}{C} \text{ bzw. } B = -\frac{A'C}{D}$$

Eingesetzt in Gleichung (5.8) folgt als übersichtliches Ergebnis für die Berechnung der bildseitigen Strahltaile

$$w(z=b) = w_0' = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{A'}{D}} = -\sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{B}{C}} \quad (5.10)$$

für $A', D \neq 0$ bzw. $B, C \neq 0$. Mithilfe der Gleichungen (5.8) und (5.10) können die Strahltaile und deren Ort für jedes komplexe optische System, für das eine Strahlmatrix M_{St} bestimmt werden kann, ermittelt werden.

Im Falle der Basiszelle bedeutet das

$$w_0'^2 = z_R \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{f-b}{f-g}$$

Nach Einsetzen von (5.9) sowie mit $w_0^2 = z_R \lambda / \pi$ ergibt sich der Ausdruck für die bildseitige Strahltaile

$$w_0' = \frac{w_0 f}{\sqrt{(f-g)^2 + z_R^2}} \quad (5.11)$$

Vor und hinter der Strahltaile w_0 folgt der Strahlradius in Abhängigkeit der Ausbreitungsrichtung z der Beziehung

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R')^2} \quad (5.12)$$

mit der bildseitigen Rayleigh-Länge

$$z_R' = \frac{z_R f^2}{(g-f)^2 + z_R^2} \quad (5.13)$$

Der Gaußsche Strahl vor dem astigmatischen Linsensystem hat gemäß der Herleitung (siehe Abschnitt 4.2.2, Gleichung (4.38)) eine rotationssymmetrische Intensitätsverteilung der Form

$$I(x, y, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-2 \left(\frac{r}{w(z)} \right)^2} \quad (5.14)$$

mit $r^2 = x^2 + y^2$. Nach dem Durchgang durch das astigmatische System ist sein Strahlprofil nur dann rund, wenn die Ebene der bildseitigen Strahltaille mit der Ebene der Oberfläche des Objekts zusammenfällt, ansonsten ist es elliptisch. Die Intensität eines elliptischen Gaußschen Strahls auf dem Detektor berechnet sich gemäß

$$I(x, y, z) = I_0 \left(\frac{w_{0x} w_{0y}}{AB} \right) e^{-2 \left(\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} \right)} \quad (5.15)$$

5.2.2 Berechnung der Strahlausbreitung

Die Gleichungen (5.9), (5.11), (5.12) und (5.13) bilden die Grundlage für die Berechnung der Strahlausbreitung in der Simulation. Die Berechnungen werden jeweils für die xz - und yz -Ebene getrennt durchgeführt. Die Berechnung der Strahlausbreitung gliedert sich wie folgt:

Ausgehend von der bekannten Lage b_0 der Strahltaille des Laserstrahls am Ort $z = 0$ wird zunächst zusammen mit der Rayleigh-Länge z_{R0} der Strahlradius über Gleichung (5.12) im Intervall $[0, b_0]$ bis zur ersten Linse berechnet und graphisch dargestellt.

Anschließend wird dann der Ort b_1 und die bildseitige Strahltaille w_{01} über die Gleichungen (5.9) und (5.11) mit dem Parameter $g_1 = 0 - b_0$ berechnet. Der Strahlradius $w_1(z)$ wird im Intervall $[-b_1, d_{12} - b_1]$ zwischen den aufeinander folgenden Linsen bestimmt. Der Strahlradius am Ort der ersten Linse ist somit $w_1(-b_1)$, der Radius am Ort der zweiten Linse $w_1(d_{12} - b_1)$. Für die graphische Darstellung wird der im Intervall $[-b_1, d_{12} - b_1]$ berechnete Strahl um die Strecke b_0 verschoben.

Dieser Berechnungsschritt wird für jede der nachfolgenden Linsen durchgeführt. Daraus lässt sich der relativ einfache Formalismus ableiten, der in der Simulation innerhalb einer Schleife mit dem Zählindex k implementiert wird (Indizierung: siehe auch Bild 5.3):

1. Berechnung der Lage der bildseitigen Strahltaille hinter der k -ten Linse

$$b_{k+1} = \frac{f_{k+1}(g_{k+1}(g_{k+1} - f_{k+1}) + z_{Rk}^2)}{(g_{k+1} - f_{k+1})^2 + z_{Rk}^2} \quad (5.16)$$

und der Strahltaille

$$w_{0,k+1} = \frac{w_{0k} f_{k+1}}{\sqrt{(f_{k+1} - g_{k+1})^2 + z_{Rk}^2}} \quad (5.17)$$

mit

$$g_{k+1} = d_{k,k+1} - b_k \quad (5.18)$$

2. Ermittlung der Rayleigh-Länge des bildseitigen Strahls

$$z_{R,k+1} = \frac{z_{Rk} f_{k+1}^2}{(g_{k+1} - f_{k+1})^2 + z_{Rk}^2} \quad (5.19)$$

3. Berechnung von $w_{k+1}(z)$ im Intervall $z_{k+1} = [-b_{k+1}, d_{k+1, k+2} - b_{k+1}]$

$$w_{k+1, z_{k+1}} = w_{0k} \sqrt{1 + (z_{k+1}/z_{R, k+1})^2} \quad (5.20)$$

4. Graphische Darstellung des Strahlradius in dem um die Strecke

$$b_{k+1} + \sum_{n=0}^k d_{k-n, k-n+1} \text{ verschobenen Intervall } z_k.$$

Ein Sonderfall ergibt sich für die Strahlberechnung zwischen Werkstückoberfläche und Fokussierlinse. Das System wird abgewickelt, d. h. der Strahl wird nicht reflektiert, sondern breitet sich ab der Werkstückoberfläche weiter in positiver z-Richtung aus. Dem Werkstück kann die Strahlmatrix

$$M_{Werkst} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.21)$$

zugeordnet werden. Die Gesamtmatrix für die Basiszelle, bestehend aus der Ausbreitung um die Strecke b hinter dem Werkstück, der Reflexion an der Werkstückoberfläche und der Ausbreitung um die Strecke g vor dem Werkstück lautet

$$M_G = \begin{bmatrix} 1 & g+b \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.22)$$

Diese Gesamtmatrix erhält man ebenfalls aus der bereits bekannten Matrix der Basiszelle (Gleichung (5.5)) für $f \rightarrow \infty$. Die Strahlparameter w_0 und z_R für den Strahl vom Werkstück zurück zur Fokussierlinse ändern sich gegenüber denen des Strahls von der Fokussierlinse bis zum Werkstück nicht. In der obigen Berechnungsschleife kann das Werkstück als Linse mit unendlich großer Brennweite berücksichtigt werden. Es ist jedoch darauf zu achten, dass das Intervall hinter dem Werkstück gemäß

$$z_{k+1} = [d - b_{k+1}, 2d_{k+1, k+2} - b_{k+1}] \quad (5.23)$$

anzupassen ist.

Die Systemparameter, d. h. Linsenbrennweiten, -durchmesser und -abstände, sowie Strahlparameter des einfallenden Strahls (Rayleigh-Länge und Strahltaile) werden vorher definiert. Das Ergebnis der Simulation sind die halben Längen der großen und kleinen Achse der Strahlellipse der xz- und yz-Ebene am Ort des Detektors. Bild 5.4 zeigt eine Strahlausbreitung für ein optisches Makroskop, das in seinem Aufbau dem Modell in Bild 5.1 entspricht. Zur Verdeutlichung der Krümmung des Gaußschen Strahls nahe der Strahltaile wird die Berechnung für eine fiktive Wellenlänge von $67 \mu\text{m}$ durchgeführt.

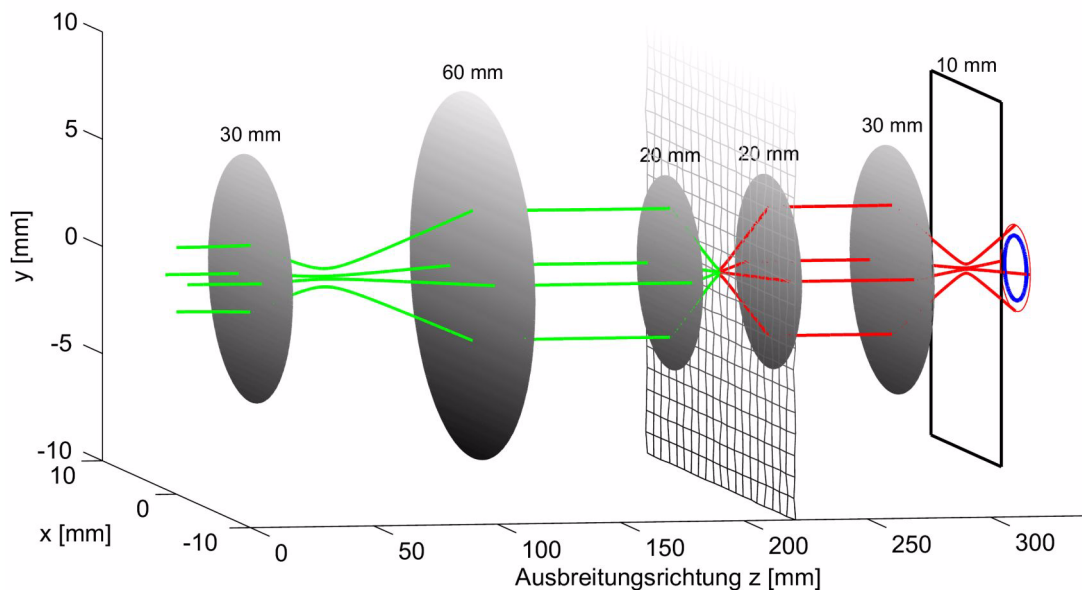


Bild 5.4: Strahlausbreitung ausgehend vom Laser durch ein Linsensystem bis zum Werkstück, zurück durch die Fokussierlinse und das astigmatische System bis zum Detektor für eine fiktive Wellenlänge von $67 \mu\text{m}$

In der Darstellung ist die z -Achse gegenüber der x - und y -Achse gestaucht dargestellt, um die Krümmung der Strahlen sichtbar zu machen. Die Objektoberfläche wird als Gitter, die kreisförmigen Linsen werden als schattierte Flächen wiedergegeben. Die Zylinderlinse wird als Rechteck abgebildet, da sie sonst den Strahlengang bis zum Detektor verdecken würde. Die Strahlen vom Laser bis zum Werkstück sind grün, die reflektierten Strahlen rot gezeichnet. Der Detektor ist als Kreis sichtbar. Neben der Kennzeichnung der Linsenbrennweiten sind auch die Linsengrößen gemäß den realen Linsendaten maßstabsgetreu gezeigt. So werden auch eventuelle Strahlabschattungen durch Blenden oder Linsenbegrenzungen sichtbar. In der Berechnung werden sie jedoch nicht berücksichtigt.

5.2.3 Simulation der Intensitätsverteilung und des Detektor-Differenz-Signals

Wie bereits erläutert, lautet die Funktion für die Intensitätsverteilung eines elliptischen Gaußschen Strahls auf dem Detektor

$$I(x, y, z_{Det}) = I_0 \left(\frac{w_{0x} w_{0y}}{AB} \right) e^{-2 \left(\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} \right)} \quad (5.24)$$

A und B , die halben Längen der Ellipsenachsen, sowie w_{0x} und w_{0y} , die Strahltaillen der beiden Gaußschen Strahlen in der xz - und yz -Ebene auf dem Detektor, sind das Ergebnis der vorher beschriebenen Berechnung der Strahlenausbreitung durch das optische System.

In Gleichung (5.24) ist die Größe I_0 , d. h. die Intensität am Ort $z = z_{Det}$, $x, y = 0$, unbekannt. I_0 stellt das Intensitätsmaximum der Intensitätsverteilung dar und kann aus dem

Lichtstrom in der Detektorebene berechnet werden. Der Lichtstrom wird über das Integral

$$\begin{aligned}\Phi &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy \\ &= I_0 \frac{w_{0x} w_{0y}}{AB} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\left(\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2}\right)} dx dy\end{aligned}\quad (5.25)$$

bestimmt. Für das Integral existiert die analytische Lösung $\pi AB/2$. Diese eingesetzt in Gleichung (5.25) und aufgelöst nach I_0 hat als Ergebnis ($P = \Phi$!)

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_{0x} w_{0y}} \quad (5.26)$$

Die Intensitätsverteilung auf dem Detektor berechnet sich somit gemäß

$$I(x, y) = \frac{2P}{\pi AB} e^{-2\left(\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2}\right)} \quad (5.27)$$

Zur abschließenden Berechnung des Detektor-Differenz-Signals müsste für jeden Quadranten das Integral

$$\Phi_{A_Q} = \frac{2P}{\pi AB} \int_{A_Q} e^{-2\left(\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2}\right)} dx dy \quad (5.28)$$

berechnet werden. Da aus Symmetriegründen die Lichtströme auf den sich gegenüber liegenden Quadranten gleich sind, genügt es, sie für die Quadranten 1 und 2 (siehe Bild 5.1) zu ermitteln. Aufgrund des kreisförmigen Detektors liegt es nahe, Gleichung (5.28) in Polarkoordinaten umzuwandeln. Mit $x = r \cos \theta$ und $y = r \sin \theta$ ergibt die Umwandlung unter Berücksichtigung der Integrationsgrenzen

$$\Phi_{Q1} = \frac{2P}{\pi AB} \int_{\pi/4}^{3\pi/4} \int_0^{R_{Det}} r \cdot e^{-2r^2 \left(\frac{\cos^2 \theta}{A^2} + \frac{\sin^2 \theta}{B^2}\right)} dr d\theta \quad (5.29)$$

$$\Phi_{Q2} = \frac{2P}{\pi AB} \int_{-\pi/4}^{\pi/4} \int_0^{R_{Det}} r \cdot e^{-2r^2 \left(\frac{\cos^2 \theta}{A^2} + \frac{\sin^2 \theta}{B^2}\right)} dr d\theta \quad (5.30)$$

Das Detektor-Differenz-Signal wird gemäß

$$\Delta\Phi = 2 \cdot \Phi_{Q1} - 2 \cdot \Phi_{Q2} \quad (5.31)$$

berechnet. Für Integrationsgrenzen ungleich ∞ existiert keine analytische Lösung der Integrale, sie müssen numerisch berechnet werden.

5.2.4 Ergebnisse der numerischen Simulation

Das Ziel der numerischen Simulation ist eine Optimierung der Kennlinie des Messsignals im Hinblick auf eine große Steigung im Nullpunkt, um eine hohe Unempfindlichkeit gegenüber Messfehlern zu erreichen. Des Weiteren muss der Messbereich optimiert werden. Ein weiterer wichtiger Qualitätsfaktor eines optischen Makroskops ist die erreichbare laterale Auflösung, die durch den erreichbaren Spotradius begrenzt wird. Die Simulation basiert auf den Gleichungen (5.16) bis (5.31).

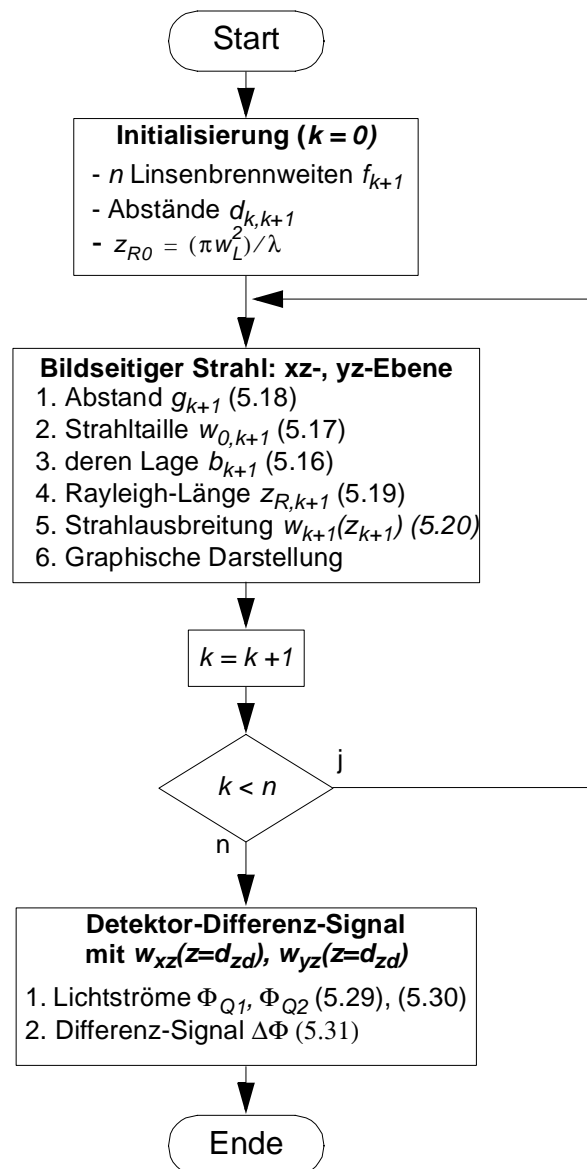


Bild 5.5: Schematischer Ablauf einer Simulation für einen festen Abstand des Messsystems von der Objektoberfläche. Die verwendeten Gleichungen sind jeweils in den Klammern angegeben.

Bild 5.5 zeigt den Ablauf der Simulation für einen festen Abstand der Fokussierlinse von der Werkstückoberfläche. Zunächst werden alle Parameter initialisiert, die sich während der Berechnungen nicht verändern. Dazu gehören die Linsenbrennweiten, die Strahltaille

$w_L = 1,5 \text{ mm}$ und Wellenlänge $\lambda = 670 \text{ nm}$ des Lasers und die Abstände zwischen den optischen Elementen. Anschließend werden für die erste Linse f_{k+1} alle bildseitigen Strahlparameter sowie der Strahlradius zwischen der ersten und zweiten Linse jeweils getrennt für die xz - und yz -Ebene berechnet und graphisch dargestellt. Dies wird solange durchgeführt, bis die letzte Linse n erreicht ist. Anschließend wird das Detektor-Differenz-Signal auf der Basis der errechneten Strahlradien in der xz - und yz -Ebene am Ort des Detektors bestimmt. Zur Bestimmung der Kennliniensteilheit und des Messbereichs wird die dargestellte Schleife für wachsende Abstände der Fokussierlinse von der Werkstückoberfläche sowie variierende Systemparameter mehrfach durchlaufen. Ein Ergebnis dieser Simulation ist beispielhaft in Bild 5.6 dargestellt.

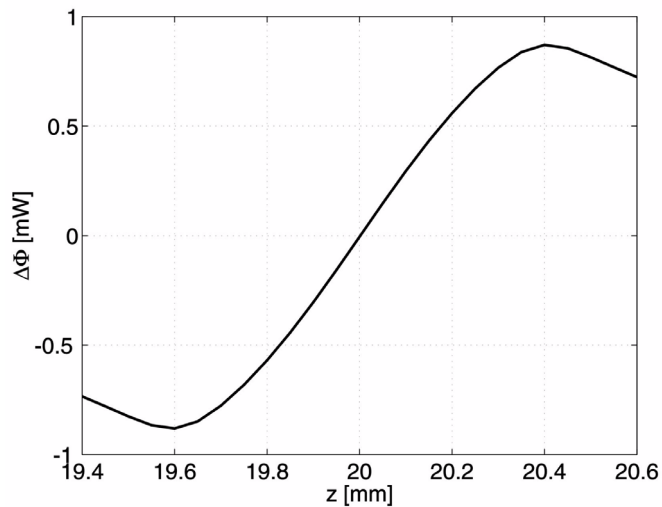


Bild 5.6: *Simuliertes Messsignal*

Der Nulldurchgang der Kennlinie innerhalb des Bereichs zwischen den beiden Extrema des Messsignals in Bild 5.6 bestimmt den Abstandswert zur Objekt Oberfläche. Da nur ein positiver Nulldurchgang im Messsignal vorhanden ist, wird der Messbereich in z -Richtung nur durch den Verfahrenweg der mechanischen Positioniereinrichtung vorgegeben. Fallen die Detektor-signalamplituden links des Minimums bzw. rechts des Maximums jedoch auf Werte nahe Null, können durch verrauschte Messsignale weitere Nulldurchgänge vorhanden sein und auch detektiert werden, was zu Messfehlern führt. Bei einer Schrittauflösung der z -Achse der Positioniereinrichtung von $50 \mu\text{m}$ sollten zwischen den Extrema mindestens 20 Messwerte vorhanden sein. Beide Faktoren begrenzen den Messbereich. Der Bereich zwischen den Extrema wird daher als Messbereich definiert und sollte den Wert von 1 mm nur geringfügig unterschreiten.

Als maßgeblich die Steilheit der Kennlinie, den Messbereich und die laterale Auflösung beeinflussende Parameter werden in nachfolgenden Simulationen

Als maßgeblich die Steilheit der Kennlinie, den Messbereich und die laterale Auflösung beeinflussende Parameter werden in nachfolgenden Simulationen

- die Brennweite der Fokussierlinse f_F
- das Verhältnis Strahlradius auf dem Detektor zu Detektorradius A/R_{Det}
- die Parameter des astigmatischen Systems, d. h. der Abstand Detektor zu Zylinderlinse d_{zd} , die Brennweiten der Zylinderlinse f_{Zyl} und der Sammellinse f_4 , sowie
- das Brennweitenverhältnis f_2/f_1 der Strahlaufweitung (Kepler-Fernrohr)

variiert.

Laterales Auflösungsvermögen

Zunächst wird der erreichbare Spotradius w_0 auf dem Werkstück in Abhängigkeit der eingesetzten Wellenlänge λ , der Brennweite f_F der Fokussierlinse L_F und der Strahltaile w_{23} vor der Fokussierlinse berechnet. Ein größerer Spotradius bedeutet ein geringeres laterales Auflösungsvermögen.

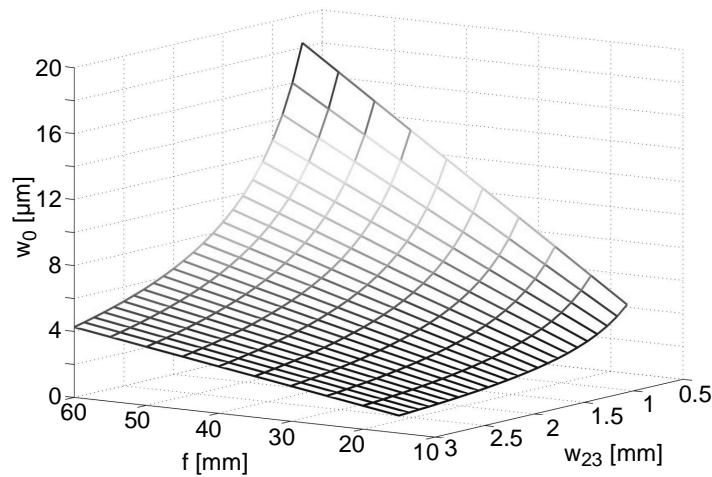


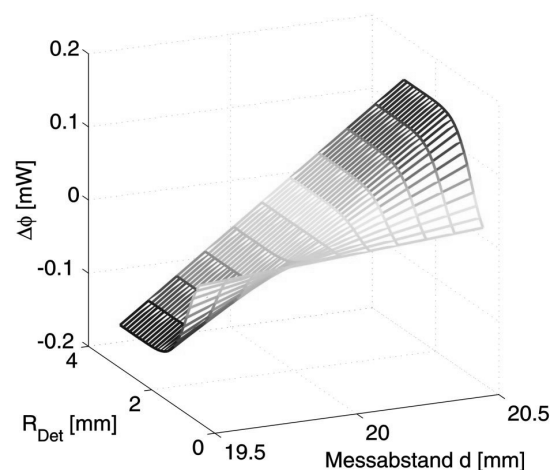
Bild 5.7: Bildseitige Strahltaile für die Wellenlänge 670 nm als Funktion der Brennweite f_F und der Strahltaile w_{23}

Die maximal zulässige Strahltaile w_{23} für eine Fokussierlinse der Brennweite 15 mm beträgt gemäß Gleichung (5.1) $2,2 \text{ mm}$. Als Wellenlänge wird $\lambda = 670 \text{ nm}$ vorgegeben. In Bild 5.7 ist der funktionale Zusammenhang dargestellt. Der erreichbare minimale Spotradius r_0 für eine 15 mm -Linse und eine Strahltaile w_{23} von $0,75 \text{ mm}$ beträgt $4,27 \mu\text{m}$. Daraus resultiert ein laterales Auflösungsvermögen von $1/\Delta x = 0,234/\mu\text{m}$.

Verhältnis Strahlradius auf dem Detektor zu Detektorradius

Im nächsten Schritt wird untersucht, inwieweit das Verhältnis Strahlradius auf dem Detektor zu Detektorradius die Steigung der Kennlinie im Nulldurchgang des Detektor-Differenz-Signals $\Delta\Phi$ beeinflusst.

a)



b)

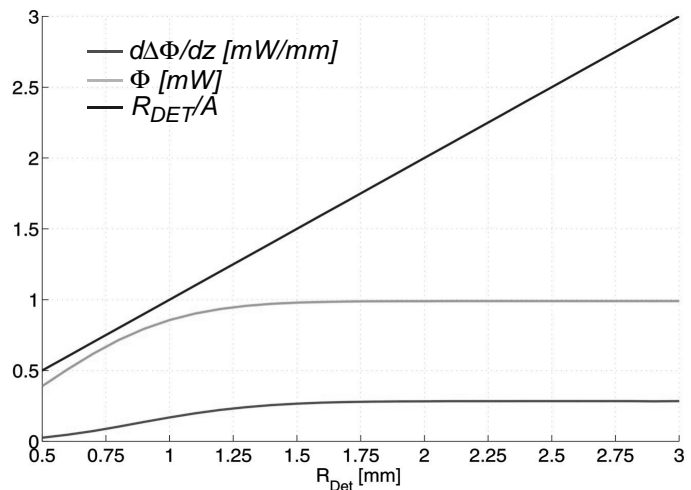


Bild 5.8: a) $\Delta\Phi$ als Funktion des Detektorradius, b) Steigung $d\Delta\Phi/dz$, Gesamtleistung Φ auf dem Detektor und Verhältnis R_{DET}/A in Abhängigkeit des Detektorradius R_{DET}

In der Simulation wird der Detektorradius $R_{Det} = b/2$ bei festem Strahlradius $w_{23} = 1,5 \text{ mm}$ verändert. Hier wird deutlich, dass die Steigung der Kennlinie (siehe Bild 5.8 a)) mit wachsendem Detektorradius größer wird. In der Praxis wird der Detektorradius durch die verfügbaren Vierquadrantendetektoren festgelegt.

Erfüllt das Verhältnis zwischen Strahlradius auf dem Detektor zu dem Detektorradius die Bedingung

$$A/R_{Det} \leq 0,6 \quad (5.32)$$

so ändert sich die Steigung nicht mehr und hat ihr Maximum erreicht. Dann fällt fast der gesamte zur Verfügung stehende Lichtstrom auf den Detektor. In dem realisierten Messaufbau (vgl. Abschnitt 7.7.5) steht ein Vierquadrantendetektor mit einem Durchmesser des Detektorfeldes von 3 mm zur Verfügung. Demzufolge ergibt sich für den Diodenlaser mit einer Strahltaile von 3 mm die Notwendigkeit, den Strahl einzuengen. Für diesen Detektordurchmesser ergibt sich ein Wert von $A(= B) \leq 0,9 \text{ mm}$. Dieser Wert ist von mehreren Systemparametern abhängig. Zum einen kann der Strahl des Diodenlasers eingengt werden, zum anderen kann über die Sammellinse L_4 des astigmatischen Systems der Öffnungswinkel des auf den Detektor treffenden Strahls variiert werden, so dass sich über den Abstand Detektor-Zylinderlinse der gewünschte Wert von A ergibt.

Parameter des astigmatischen Systems

In Abhängigkeit von den Parametern des astigmatischen Systems, d. h. den Brennweiten der Sammellinse f_4 und der Zylinderlinse f_{Zyl} sowie dem Abstand Detektor-Zylinderlinse d_{zd} , werden die Steilheit der Kennlinie und die Größe des Messbereichs berechnet. Die Brennweite der Fokussierlinse f_F beträgt 20 mm . Der Strahlradius vor der Fokussierlinse wird auf einen Wert von $0,75 \text{ mm}$ eingengt. Das in Bild 5.9 gezeigte Teleskop ist für eine Strahleinengung und -aufweitung geeignet. Es ist als Kepler-Fernrohr bekannt.

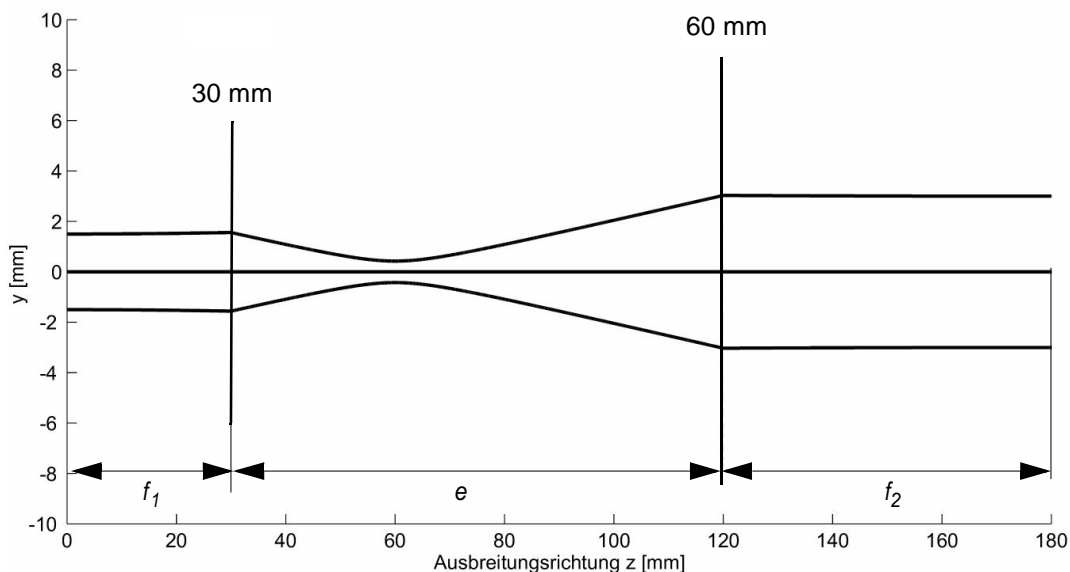


Bild 5.9: Strahlaufweitung mittels eines Teleskops mit $e = f_1 + f_2$ und $f_2 > f_1$

Es besteht aus zwei Sammellinsen, wobei die objektseitige Brennebene der Linse L_2 in der bildseitigen Brennebene der Linse L_1 angeordnet ist. Der Abstand beider Linsen ist folglich die Summe ihrer Brennweiten, das Fernrohr ist auf unendlich eingestellt. Für $f_2 > f_1$ wird der Strahl aufgeweitet (siehe Bild 5.9), anderenfalls eingeengt.

Es wird an erster Stelle der Abstand d_{zd} des Detektors von der Zylinderlinse variiert. Die Brennweite der Zylinderlinse f_{Zyl} beträgt 10 mm , die der Sammellinse L_4 30 mm .

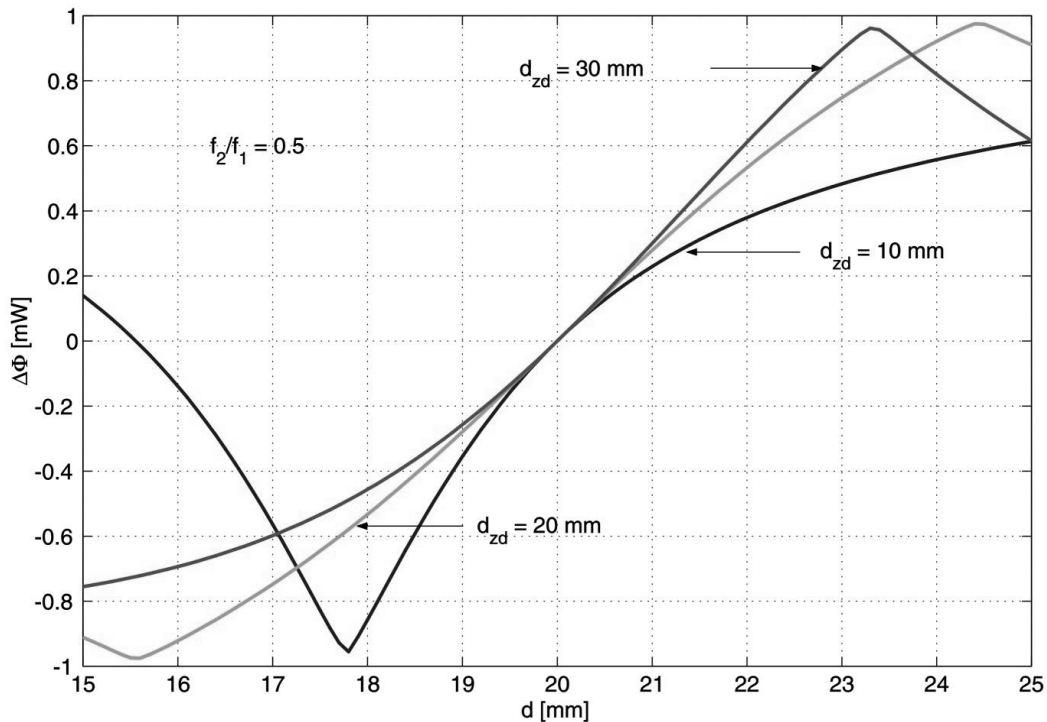


Bild 5.10: Detektor-Differenz-Signale $\Delta\Phi$ für verschiedene Abstände des Detektors von der Zylinderlinse

Bild 5.10 zeigt die Kennlinien für drei verschiedene Abstände d_{zd} von 15 , 20 und 30 mm . Der Strahl ist für einen Messabstand, d. h. einen Abstand der Fokussierlinse zur Oberfläche von $d = 20\text{ mm}$, fokussiert. Die Orte der Maxima der Kennlinie sind durch die Einschnürung des Strahlquerschnitts zu einer extrem schmalen Ellipse hoher Intensität I_0 gekennzeichnet. Die Kennlinien weisen im Nulldurchgang von $\Delta\Phi$ eine identische Steigung auf. Der Abstand d_{zd} hat demzufolge keinen Einfluss auf die Steigung der Kennlinie im wichtigen Bereich des Nulldurchgangs von $\Delta\Phi$. Der Bereich zwischen dem Maximum und Minimum der Kennlinie wird jedoch stark beeinflusst. Nur für den Abstand $d_{zd} = 20\text{ mm}$ verläuft die Kennlinie symmetrisch. Wird der Abstand verkleinert, flacht die Kennlinie nach dem Nulldurchgang sehr schnell ab. Es ist zu erwarten, dass bei kleinen Lichtströmen, d. h. bei geringer Reflexion an der Objektoberfläche, die Signale stark verrauscht sind. Für einen Abstand $d_{zd} = 30\text{ mm}$ ergibt sich ein ähnliches Ergebnis. Als Abstand d_{zd} wird deshalb im Sinne einer symmetrischen Kennlinie für die nachfolgenden Parametervariationen anderer Systemteile der Abstand von 20 mm verwendet.

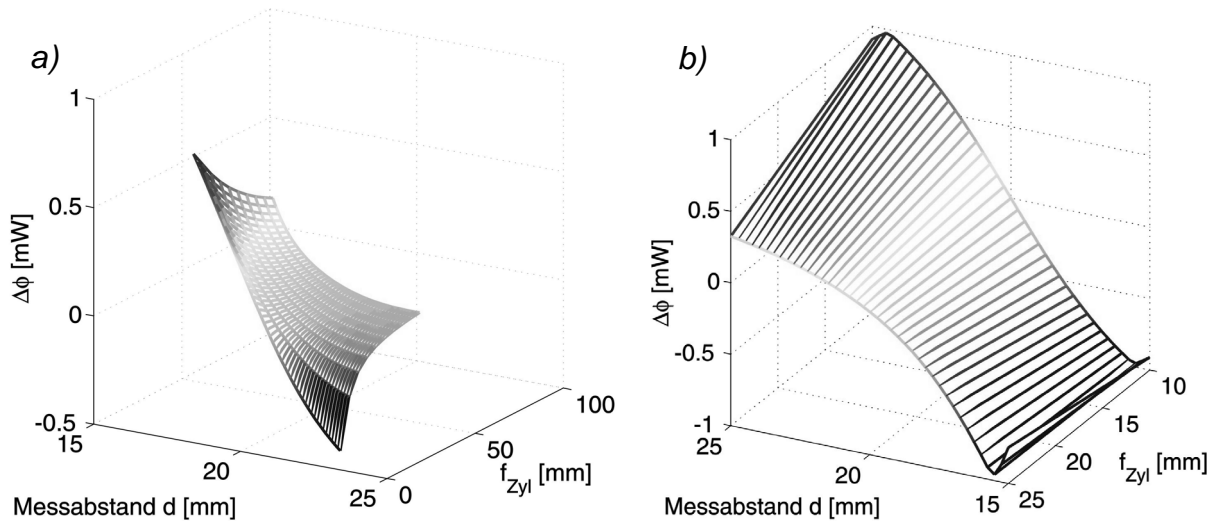


Bild 5.11: $\Delta\Phi$ als Funktion von f_{Zyl} : a) Steigung und b) Messbereich

Im Anschluss daran wird die Brennweite der Zylinderlinse variiert. Der in Bild 5.11 dargestellte Verlauf des Detektor-Differenz-Signals $\Delta\Phi$ als Funktion der Brennweite der Zylinderlinse zeigt deutlich den Einfluss auf die Steigung der Kennlinie: je kürzer die Brennweite desto größer ist die Steigung im Nullpunkt. Verbunden mit der Erhöhung der Steigung ist eine Einengung des Messbereichs.

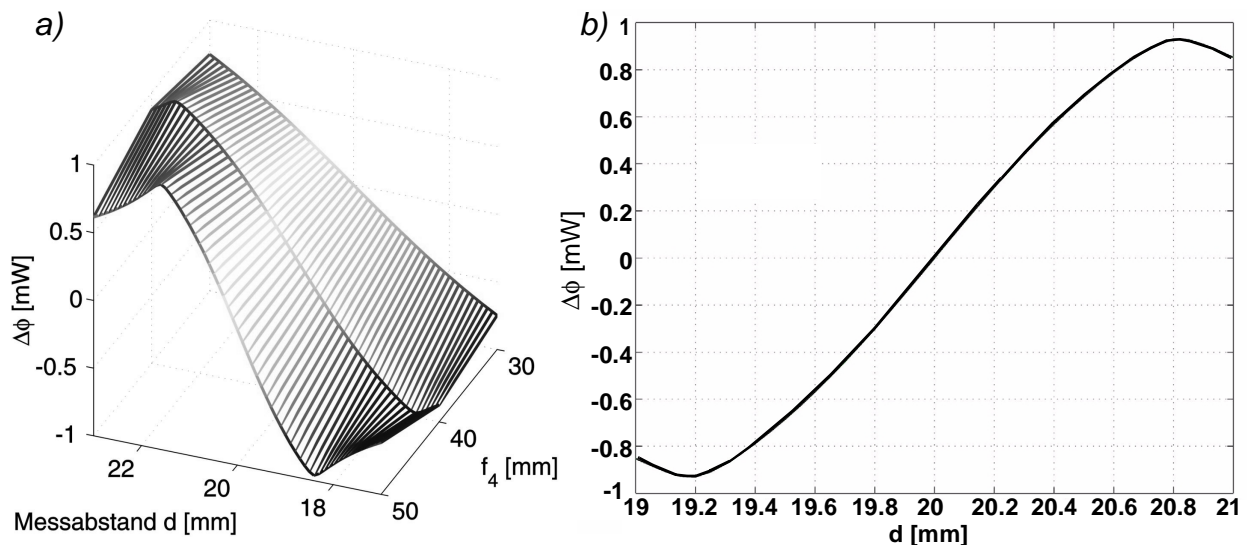


Bild 5.12: $\Delta\Phi$ als Funktion von f_4 : a) Steigung und Messbereich, b) Kennlinie für $f_4 = 70$ mm

Die Brennweite der Sammellinse L_4 des astigmatischen Teils wird im nächsten Schritt verändert (Bild 5.12). Mit längeren Brennweiten erhöht sich die Steigung der Kennlinie, während der Messbereich wiederum kleiner wird. Die Steigung der Kennlinie kann im astigmatischen Teil somit durch lange Brennweiten der Sammellinse und kurze Brennweiten der Zylinderlinse optimiert werden. Mit der Erhöhung der Steigung ist immer die Verkleinerung des Messbereichs verknüpft.

Brennweite der Fokussierlinse

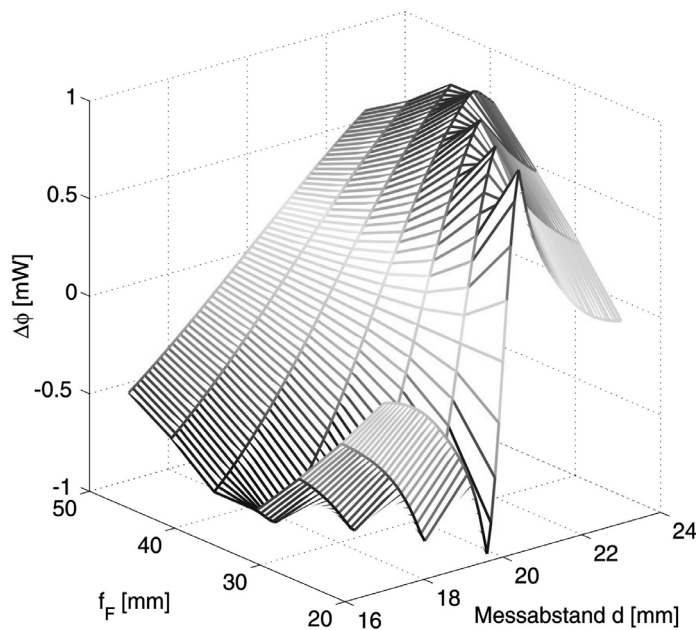


Bild 5.13: $\Delta\Phi$ als Funktion von f_F

Die Brennweite f_F der Fokussierlinse wird in 1 mm -Schritten von $f_F = 15\text{ mm}$ auf 50 mm vergrößert. Mit der Verkürzung der Brennweite geht ebenso eine Erhöhung der Kennliniensteigung und eine Verkleinerung des Messbereichs einher (siehe Bild 5.13).

Brennweitenverhältnis f_2/f_1 der Strahlaufweitung

Festzustellen bleibt, in welcher Form das Verhältnis f_2/f_1 die Steigung der Kennlinie verändert. Für einen fiktiven Detektorradius $b/2 = 4\text{ mm}$ wird dieses Verhältnis durch Vergrößerung der Brennweite f_2 bei fester Brennweite f_1 variiert, um eine Strahlaufweitung bzw. Strahleinengung mit Bezug auf die Strahltaile w_L des Laserstrahls zu erreichen. Der kleinste Wert von f_2/f_1 wird so gewählt, dass die Bedingung aus Gleichung (5.1) nicht verletzt wird. Die Strahlaufweitung hat zum einen Auswirkungen auf den erreichbaren minimalen Spotdurchmesser d_0 (siehe Bild 5.7), zum anderen ändert sich der Öffnungswinkel des auf das Werkstück einfallenden und reflektierten Strahls. Es ist zu erwarten, dass die Steigung der Kennlinie wächst, wenn sich das Verhältnis f_2/f_1 verringert. Die Ergebnisse (Bild 5.14) zeigen jedoch keinen signifikanten Einfluss. Die Steigung der Kennlinie bleibt annähernd erhalten.

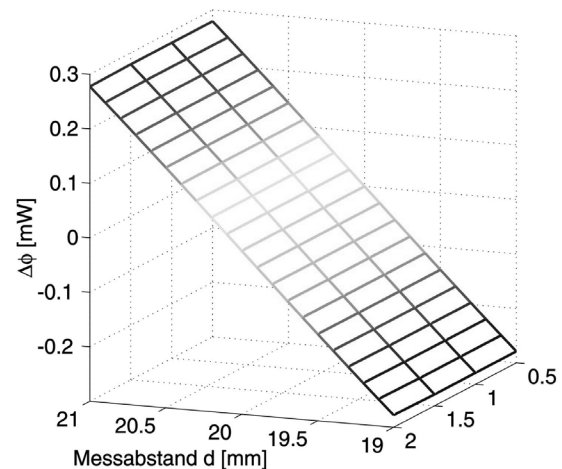


Bild 5.14: $\Delta\Phi$ als Funktion von f_2/f_1

5.2.5 Fazit

Um eine möglichst große Steigung der Kennlinie zu erzielen, sollte der Strahl vor der Fokussierlinse eingengt werden. Dann wird die Bedingung aus Gleichung (5.32) erfüllt. Dies kann im Aufbau des Makroskops durch eine Strahleinengung mithilfe eines Teleskops erreicht werden. Eine Einengung ist jedoch mit einem geringfügig verringerten lateralen Auflösungsvermögen verbunden. Ein symmetrischer Messbereich wird mit einer Brennweite $f_{Zyl} = 10 \text{ mm}$ und dem Abstand $d_{zd} = 20 \text{ mm}$ erzielt.

Durch Verkürzung der Brennweiten der Fokussier- und Zylinderlinse sowie Verlängerung der Brennweite der Linse L_4 kann die Steigung der Kennlinie weiter vergrößert werden. Dies ist jedoch mit einer Verkleinerung des Messbereichs verbunden. Diesen Maßnahmen ist gemeinsam, dass der Radius des Strahls auf dem Detektor sehr klein wird. Gleichzeitig steigt die Intensität I_0 an. Folglich verändert sich die Form der Strahlellipse sehr schnell, wird jedoch auch früher auf eine schmale Linie eingeschnürt, der Messbereich wird verkleinert. Durch Erhöhung der Laserleistung kann die Steigung der Kennlinie vergrößert werden, ohne den Messbereich zu verkleinern.

Abschließend wird die funktionale Abhängigkeit der Steigung der Kennlinie von den Linsenbrennweiten f_F , f_4 und f_{Zyl} bestimmt. Zur Untersuchung dieser Zusammenhänge werden die zuvor ermittelten Kurven durch Regressionsrechnungen interpoliert. Bild 5.15 zeigt die berechneten Polynome.

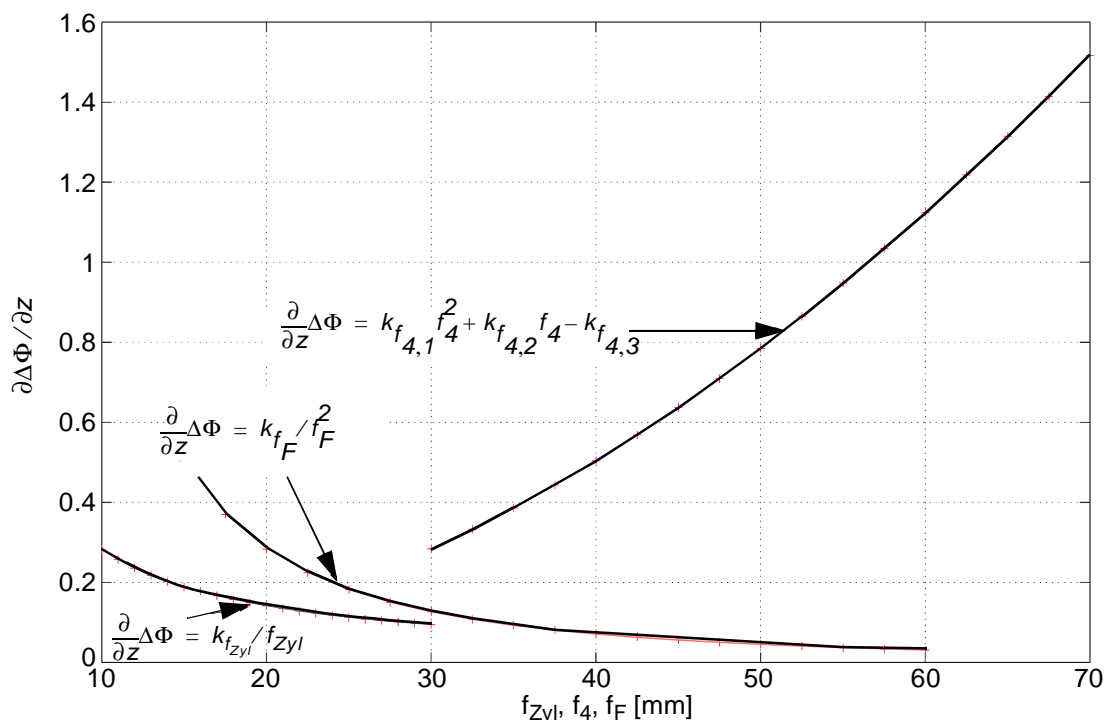


Bild 5.15: Funktionale Zusammenhänge zwischen der Steigung der Kennlinie und den Linsenbrennweiten

Die Koeffizienten k der Polynome gelten somit mit den in Bild 5.15 dargestellten Werten

nur für die Parameter $f_1 = 60 \text{ mm}$, $f_2 = 30 \text{ mm}$, $f_F = 20 \text{ mm}$, $f_4 = 50 \text{ mm}$ und $f_{Zyl} = 10 \text{ mm}$ sowie $d_{zd} = 20 \text{ mm}$ - sofern nicht die jeweilige Brennweite in der Simulation variiert wurde. Die Strahltaile des Laserstrahls beträgt $1,5 \text{ mm}$, der Radius des Detektors ebenfalls $1,5 \text{ mm}$. Am effektivsten vergrößert sich die Steigung der Kennlinie mit der Verlängerung der Brennweite f_4 .

5.3 Theoretische Messunsicherheit

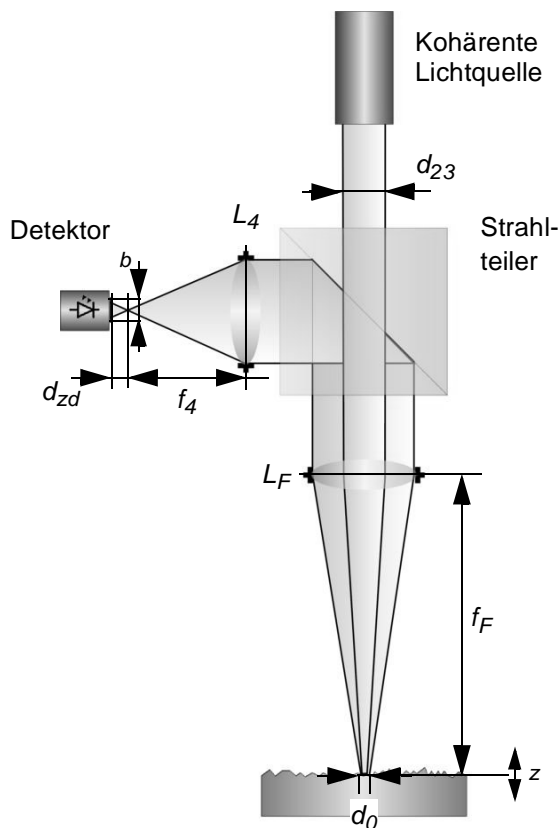


Bild 5.16: Modell zur Untersuchung der theoretischen Messunsicherheit

Der Einfluss der Speckle auf die maximale longitudinale Messunsicherheit wird theoretisch untersucht. Wie bereits in Abschnitt 3.6 erläutert, wächst die mittlere Speckle-Größe umgekehrt proportional zum Durchmesser des auf das Objekt fallenden Lichtspots bei einer freien Ausbreitung des Speckle-Feldes im Raum, d. h. für objektive Speckle. Daraus kann gefolgert werden, dass die Speckle im Speckle-Feld eine maximale mittlere Größe erreichen, wenn der Spot auf dem Werkstück fokussiert ist. Aus der Betrachtung geht hervor, dass auch der Lichtstrom in diesem Fall am stärksten schwankt. Das den Berechnungen zu Grunde liegende Modell des Beobachtungsstrahlengangs, gezeigt in Bild 5.16, soll gerade diesen stationären Fall des fokussierten Strahls auf dem Werkstück widerspiegeln. Das dargestellte zurückgestreute Speckle-Feld füllt die gesamte Linse aus. Der Grund hierfür ist

die Beobachtung, dass das Speckle-Feld aufgrund der Remission²⁾ in einem Winkel, der weit größer als der Öffnungswinkel des einfallenden Laser-Strahls ist, in den Halbraum oberhalb der Objektoberfläche abstrahlt.

Im Beleuchtungsstrahlengang wird eine Sammellinse L_F mit einem von einer kohärenten Lichtquelle stammenden Lichtbündel beleuchtet und erzeugt auf der rauhen Objektoberfläche einen fokussierten, kreisförmigen Lichtpunkt mit Gaußschem Intensitätsprofil. Im Beobachtungsstrahlengang wird der von der Oberfläche reflektierte Spot mit derselben Sammellinse kollimiert. Von einer zweiten Sammellinse L_4 wird auf einer hinter ihrer Fokusebene angeordneten kreisförmigen Vierquadrantendetektor wiederum ein Spot

2) diffuse Reflexion

projiziert. Im realen Versuchsaufbau ist die Hauptebene einer Zylinderlinse im Brennpunkt der Linse angeordnet. Bei der Berechnung der durch Speckle verursachten Schwankungen des Lichtstroms wird der Einfluss der Zylinderlinse auf die Geometrie des Strahls vernachlässigt. Der Strahl kann bei fokussiertem Lichtspot auf der Objektoberfläche als näherungsweise kreisförmig auf dem Detektor angenommen werden. Der Detektor wertet den von der rauen Objektoberfläche reflektierten Lichtstrom aus. Schwankungen des Lichtstromes bei der Messung haben einen Entfernungsmessfehler zur Folge. Für jeden neuen Lichtspot auf der rauen Objektoberfläche ergibt sich, verursacht durch die Speckle, eine andere Intensitätsverteilung auf dem Detektor - der Lichtstrom schwankt.

Das Messergebnis ist die Entfernung als Funktion des auf den Detektor einfallenden Lichtstromes. Der absolute Messfehler der Entfernung Δz ist somit abhängig von dem durch Speckle verursachten absoluten Fehler des Differenzlichtstromes $\Delta\Phi$. Sind diese Fehler $\Delta\Phi$ infinitesimal klein ($\Delta\Phi = d\Phi$), so ergibt sich der Fehler $\Delta z = dz$ aus dem Differential

$$dz = \frac{\partial z}{\partial \Phi} d\Phi \quad (5.33)$$

Ein Zusammenhang, der für genügend kleine Messfehler gilt [117]. Für die in Abschnitt 3.1 definierte Messunsicherheit (longitudinale Messunsicherheit) der Entfernung δz gilt bei einem mit dem rms-Fehler $\delta\Phi$ behafteten Lichtstrom $\Delta\Phi$ demzufolge

$$\delta z = \left(\frac{\partial}{\partial \Delta\Phi} z(\Delta\Phi) \right) \delta\Phi \quad (5.34)$$

5.3.1 Berechnung des rms-Fehlers des Lichtstromes $\delta\Phi$

Für die Rechnungen gelten folgende Vereinbarungen:

- b : Durchmesser Detektor
- A_{Det} : Detektorfläche
- f_F : Brennweite Fokussierlinse L_F
- f_4 : Brennweite Sammellinse L_4
- d_{23} : Durchmesser der Strahltaile der kohärenten Lichtquelle
- d_o : Durchmesser des Strahls auf der Objektoberfläche
- d_{Sp} : Speckle-Durchmesser in der Pupille der Linsen
- $d_{Sp'}$: Speckle-Durchmesser auf dem Detektor
- d_{zd} : Abstand Detektorebene von Brennebene der Linse L_4

Der rms-Fehler des Lichtstromes $\delta\Phi$ muss auf der Basis der statistischen Grundlagen der Speckle-Theorie berechnet werden (siehe Abschnitt 4.3.2). Ein Speckle-Feld ist durch den mittleren Durchmesser der Speckle d_{Sp} , der aus den Eigenschaften des komplexen Kohärenzfaktors abgeleitet werden kann, und seine mittlere Intensität charakterisiert. Die Standardabweichung des Lichtstromes $\delta\Phi$ kann über die Varianz von Φ berechnet werden. Es gilt

$$\delta\Phi = \sqrt{\sigma^2} = \sqrt{(\langle\Phi^2\rangle - \langle\Phi\rangle^2)} \quad (5.35)$$

Zunächst muss hinsichtlich der Berechnung des Fehlerlichtstromes geklärt werden, ob jeder Detektorquadrant einzeln betrachtet werden muss und in welcher Form sich die Einzelfehler jedes Quadranten anschließend zum Gesamtfehler überlagern. Es gilt zu klären, ob der Fehlerlichtstrom über die Gesamtdetektorfläche ermittelt werden darf.

Die Antwort liefert die Verbundwahrscheinlichkeitsdichtefunktion für zwei Intensitäten in einem Speckle-Feld an zwei verschiedenen Orten [52]. Sie lautet

$$P(I_1, I_2) = \frac{\exp\left[-\frac{I_1 + I_2}{\langle I(1 - |\mu_E|^2)}\right]}{\langle I \rangle^2 (1 - |\mu_E|^2)} I_0\left(\frac{2\sqrt{I_1 I_2} |\mu_E|}{\langle I(1 - |\mu_E|^2)}\right) \quad (5.36)$$

mit der modifizierten Besselfunktion erster Gattung nullter Ordnung $I_0(\dots)$. Liegen die Messorte von I_1 und I_2 weit auseinander, so strebt der Betrag des komplexen Kohärenzfaktors $|\mu_E|$ gegen Null ($I_0(0) = 1$) und die Verbundwahrscheinlichkeit gegen

$$P(I_1, I_2) \rightarrow \exp\left[-\frac{I_1 + I_2}{\langle I(1 - |\mu_E|^2)}\right] / \langle I \rangle^2 \rightarrow \left(\frac{1}{\langle I \rangle} e^{-\frac{I_1}{\langle I \rangle}}\right) \left(\frac{1}{\langle I \rangle} e^{-\frac{I_2}{\langle I \rangle}}\right) = P(I_1)P(I_2)$$

Die zwei Intensitäten sind also statistisch unabhängig voneinander. Eine Korrelation besteht nur bis zur mittleren Speckle-Größe, die als sehr viel kleiner angenommen werden kann als die Fläche eines Quadranten. Somit sind die auf jedem Quadranten auftretenden Intensitäten und demnach auch die Integrale über die Fläche statistisch unabhängig voneinander. Die Varianz einer Summe statistisch unabhängiger Zufallsgrößen ist gleich der Summe der Varianzen [19]. Die Varianz der Lichtströme, ermittelt über der gesamten Fläche des Detektors, ist demnach gleich der Summe der Varianzen der Lichtströme auf jedem einzelnen Detektorquadranten. Dies vereinfacht die Rechnung erheblich, da die Varianz für einen kreisförmigen Detektor berechnet werden kann.

Im nächsten Schritt muss die Größe der objektiven Speckle am Ort der Fokussierlinse berechnet werden. Auf der Objektoberfläche wird eine gaußförmige Intensitätsverteilung der Form

$$|P(\xi, \eta)|^2 \sim \exp\left[-8\frac{(\xi^2 + \eta^2)}{d_o^2}\right] \quad (5.37)$$

angenommen.

Der komplexe räumliche Kohärenzfaktor berechnet sich als Fouriertransformierte dieser Intensitätsverteilung (Gleichung (4.79))

$$\mu_E(\Delta x, \Delta y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-8\frac{(\xi^2 + \eta^2)}{d_o^2}\right] \exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda z}(\xi\Delta x + \eta\Delta y)\right] d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-8\frac{(\xi^2 + \eta^2)}{d_o^2}\right] d\xi d\eta}$$

Als Ergebnis erhält man

$$\mu_E(\Delta x, \Delta y) = \exp\left[-\frac{1}{8}\left(\frac{\pi d_o}{\lambda z}\right)^2 (\Delta x^2 + \Delta y^2)\right] \quad (5.38)$$

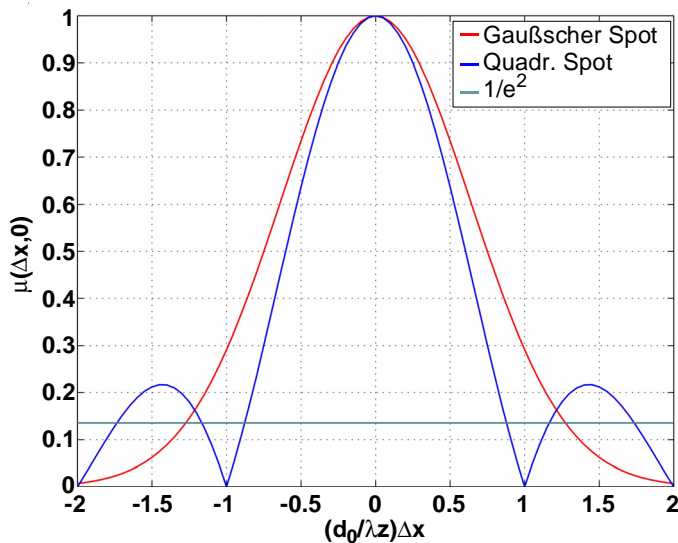


Bild 5.17: Verlauf des Korrelationskoeffizienten

Die Funktion ist wiederum eine Gaußfunktion, aus welcher der mittlere Speckle-Durchmesser ermittelt werden kann. Es liegt nahe, den mittleren Speckle-Durchmesser als den Wert von Δx (bzw. Δy) zu definieren, an dem der komplexe Kohärenzfaktor auf $1/e^2$ seines Maximalwertes abgesunken ist. Daraus ergibt sich der mittlere Speckle-Durchmesser zu

$$d_{Sp} = \frac{4\lambda z}{\pi d_o} \quad (5.39)$$

In Bild 5.17 sind die Funktionen der Beträge der Korrelationskoeffizienten für einen Spot mit gaußförmiger Verteilung und einen quadratischen Spot ($d_o = L$) dargestellt, deren Speckle-Durchmesser sich mit obiger Definition um den Faktor $4/\pi$ unterscheiden (vgl. Abschnitt 3.6).

Das Ziel der Berechnung ist die Bestimmung der Varianz des Lichtstromes auf dem Detektor. Der Lichtstrom auf einem Detektor ergibt sich als Integral der mit der Gewichtungsfunktion des Detektors multiplizierten Intensitätsverteilung $I(x, y)$

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(x, y) I(x, y) dx dy \quad (5.40)$$

$W(x, y)$ ist die reellwertige positive Gewichtungsfunktion. Im Falle einer konstanten Antwort eines kreisförmigen Detektors mit dem Radius R_{Det} über seine Fläche $A_{Det} = \pi R_{Det}^2$ lautet

$$W(x, y) = \begin{cases} 1 & x^2 + y^2 \leq R_{Det}^2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Dann ergibt sich der Lichtstrom aus der Integration der Speckle-Intensitätsverteilung über der Fläche des Detektors.

Der Mittelwert des Lichtstroms kann einfach aus Gleichung (5.40) abgeleitet werden, es gilt

$$\langle \Phi \rangle = \iint_{A_{Det}} \langle I \rangle dx dy = \langle I \rangle \cdot A_{Det} \quad (5.41)$$

Demnach entspricht der Mittelwert des Lichtstroms der koordinatenunabhängigen mittleren Intensität multipliziert mit der Fläche des Detektors.

Zur Berechnung der Varianz des Lichtstromes wird zunächst das zweite Moment $\langle \Phi^2 \rangle$ wie folgt berechnet

$$\langle \Phi^2 \rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} \langle I(x_1, y_1) I(x_2, y_2) \rangle dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 \quad (5.42)$$

Die Mittelung über das Produkt zweier Intensitäten an den Orten (x_1, y_1) und (x_2, y_2) entspricht der Autokorrelationsfunktion aus Gleichung (4.76), die nur von den Koordinatendifferenzen $\Delta x = x_1 - x_2$ und $\Delta y = y_1 - y_2$ abhängig ist. Es folgt für die Varianz des Lichtstromes im Speckle-Feld auf einem Detektor

$$\sigma_I^2 = \langle \Phi^2 \rangle - \langle \Phi \rangle^2 = A_{Det} \langle I \rangle^2 \iint_{A_{Det}} |\mu_E(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \quad (5.43)$$

Es besteht eine enge Analogie zwischen der Speckle- und der Kohärenztheorie. Mittelungen über Ensemble in der Speckle-Theorie entsprechen den zeitlichen Mittelungen der Kohärenz-Theorie (vergleiche Abschnitt 4.3.1, Gleichung (4.61) und Gleichung (4.78)). Aus Gleichung (5.35) und Einsetzen von (5.43) mit $\langle I \rangle = \langle \Phi \rangle / A_{Det}$ erhält man den rms-Fehler des Lichtstromes

$$\delta \Phi = \frac{\langle \Phi \rangle}{\sqrt{A_{Det}}} \left[\iint_{A_{Det}} |\mu_E(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \right]^{1/2} \quad (5.44)$$

Zur Berechnung des Integrals wird ein Spot mit gaußförmiger Intensitätsverteilung angenommen (siehe Gleichung (5.37)). Die Berechnung des Integrals $\iint |\mu_E(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y$ über der Fläche des Detektors kann aufgrund der angenommenen kreisförmigen Geometrie durch Umwandlung in Polarkoordinaten vereinfacht werden. Mit der Speckle-Fläche $A_{Sp} = 4\pi(\lambda z / (\pi d_o))^2$ der Detektorfläche $A_{Det} = \pi(b/2)^2$ erhält man

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{b/2} \left| \exp\left[-\frac{\pi}{2A_{Sp}} \Delta r^2\right] \right|^2 \Delta r d\Delta r d\Delta \theta = A_{Sp} \left(1 - e^{-\frac{A_{Det}}{A_{Sp}}} \right) \quad (5.45)$$

Folglich lautet das Gesamtergebnis für den rms-Fehler des Lichtstromes bei kreisförmigem Detektor und gaußförmiger Intensitätsverteilung

$$\delta \Phi = \langle \Phi \rangle \frac{\sqrt{A_{Sp}}}{\sqrt{A_{Det}}} \left[\left(1 - e^{-\frac{A_{Det}}{A_{Sp}}} \right) \right]^{1/2} \quad (5.46)$$

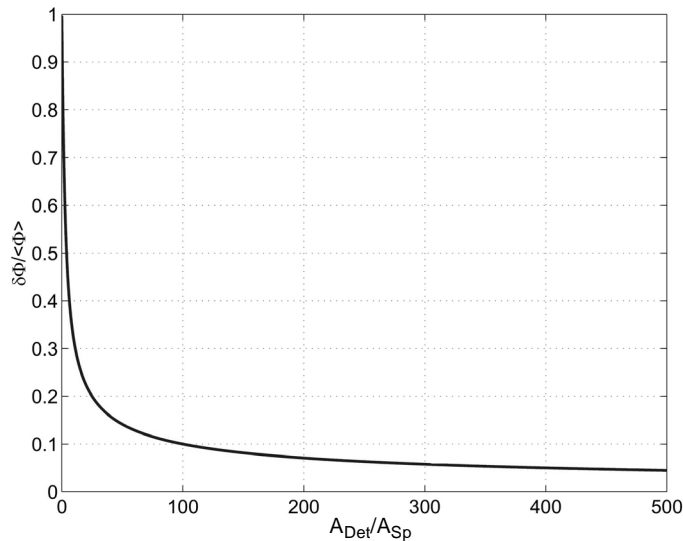


Bild 5.18: Normierter rms-Fehler des Lichtstromes in Abhängigkeit des Verhältnisses aus Detektorfläche zur Fläche eines Speckles

Für Speckle, deren Größe sehr viel kleiner ist als die Detektorfläche, strebt die Funktion $\exp(-x)$ gegen Null (siehe Bild 5.18) und die Beziehung (5.46) vereinfacht sich zu

$$\frac{\delta\Phi}{\langle\Phi\rangle} = \frac{\sqrt{A_{Sp}}}{\sqrt{A_{Det}}} = \frac{1}{\sqrt{n}}$$

Der rms-Fehler des Lichtstromes ist dann näherungsweise umgekehrt proportional der Wurzel aus der Speckle-Anzahl auf dem Detektor. Bei fester Detektorgröße müssen Maßnahmen zur Reduktion der Speckle-Größe getroffen werden, um den rms-Fehler des Lichtstroms zu reduzieren.

In der Gleichung (5.46) stellt die Speckle-Fläche A_{Sp} mit $A_{Sp} = \pi(d_{Sp}'/2)^2$ einen Speckle in der Detektorebene dar, dessen Größe noch ermittelt werden muss. Es wird eine einfache geometrische Näherung angenommen. In der Pupille der Fokussierlinse wird die Speckle-Größe d_{Sp} gemäß Gleichung (5.39) berechnet. Die Beobachtung zeigt, dass sich die Intensitätsverteilung im Speckle-Feld zwischen den beiden Linsen nicht ändert. Somit ergibt sich für die mittlere Speckle-Größe in der Hauptebene der Linse L_4

$$d_{Sp} = \frac{4\lambda f_F}{\pi d_o} \quad (5.47)$$

Die Speckle-Größe in der Detektorebene kann durch Projektion der Speckle der Linsenhauptebene in diese Ebene berechnet werden. Die Speckle haben folglich in der hinteren Brennebene der Linse annähernd den Durchmesser Null. Ihre Größe wächst hinter der Brennebene wieder linear an. Dies führt zur Gleichung für den Durchmesser der objektiven Speckle auf dem Detektor

$$d_{Sp}' = \frac{d_{zd}}{f_4} d_{Sp} = \frac{4\lambda d_{zd}}{\pi d_o} \cdot \frac{f_F}{f_4} \quad (5.48)$$

Abschließend wird der Beleuchtungsstrahlengang in die Betrachtungen einbezogen und die Abhängigkeit des Spot-Durchmessers von der eingesetzten Fokussierlinse der Brennweite f_F bestimmt. Es wird angenommen, dass die Strahltaile des Gaußschen Strahls in der vorderen Brennebene der Fokussierlinse liegt, d. h. $g = f_F$. Aus der Gleichung für die Bestimmung der Strahltaile eines Gaußschen Strahls nach der Transformation durch eine Linse (siehe Gleichung (5.11)) ergibt sich die gesuchte Abhängigkeit zu

$$2w_0' = d_o = \frac{4\lambda f_F}{\pi d_{23}} \quad (5.49)$$

d_{23} ist der Durchmesser der Strahltaile in der vorderen Brennebene der Fokussierlinse.

Daraus folgt für den Speckle-Durchmesser

$$d_{Sp'} = \frac{d_{23}d_{zd}}{f_4} \quad (5.50)$$

Bemerkenswert ist, dass die Speckle-Größe keine Funktion der Brennweite der Fokussierlinse (Bild 5.16) ist. Es wird dieselbe Linse für die Fokussierung des einfallenden Strahlenbündels und Kollimierung des reflektierten Strahlenbündels genutzt. Folglich wird die Spotvergrößerung durch Verlängerung der Brennweite (und die damit verbundene Verkleinerung der mittleren Speckle-Größe) durch die mit dem Abstand von der Objekt-oberfläche anwachsende Speckle-Größe kompensiert. Des Weiteren wird die Speckle-Größe nicht von der Wellenlänge λ der Lichtquelle beeinflusst. Stattdessen sind in einem optischen Makroskop die Brennweite der Sammellinse des astigmatischen Systems, der Abstand des Detektors von der Zylinderlinse und der Durchmesser der Strahltaile vor der Fokussierlinse die bestimmenden Faktoren für die mittlere Speckle-Größe auf dem Detektor.

5.3.2 Bestimmung des Differentials $\partial z(\Delta\Phi)/\partial\Delta\Phi$

Das Differential $\partial z(\Delta\Phi)/\partial\Delta\Phi$, d. h. der reziproke Wert der Kennliniensteigung könnte bei einfachem geometrischen Strahlenverlauf aus den geometrischen Daten des Modellaufbaus abgeleitet werden. Da jedoch aufgrund des gaußförmigen Intensitätsprofils des eingesetzten Laserstrahles keine analytische Berechnung möglich ist, wird das Differenz-Signal $\Delta\Phi$ aus den berechneten Ergebnissen der Simulation zu Grunde gelegt. Um einen funktionalen Zusammenhang zu erhalten, werden die diskreten Werte durch ein Polynom, das anschließend differenziert wird, interpoliert.

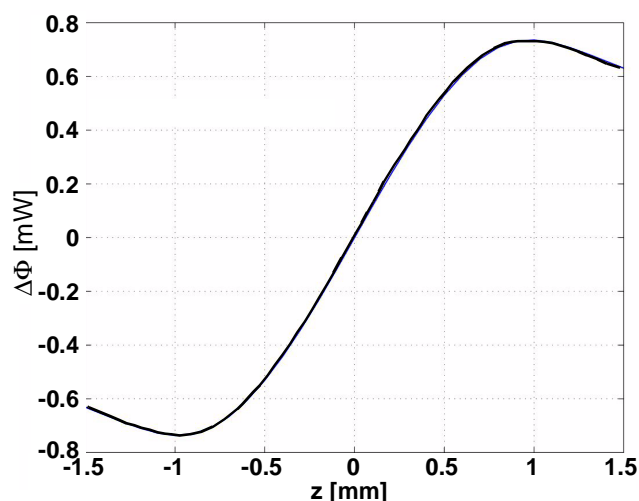


Bild 5.19: Kennlinie

Die Berechnungen werden zunächst für ein System $f_1 = 60 \text{ mm}$, $f_2 = 30 \text{ mm}$, $f_F = 16 \text{ mm}$, $f_4 = 50 \text{ mm}$ und $f_{Zyl} = 10 \text{ mm}$ sowie $d_{zd} = 20 \text{ mm}$ durchgeführt. Es wird die Kennlinie innerhalb des Messbereichs mithilfe einer Regressionsrechnung durch ein Polynom approximiert. Sie lässt sich in guter Näherung durch ein Polynom dritter oder fünfter Ordnung beschreiben. Als Ergebnis erhält man

$$\Delta\Phi(z) = -0,3673z^3 + 1,2386z \quad (5.51)$$

Da für die Berechnung der Messunsicherheit die Steigung am Ort der Nullstelle von Interesse ist, können die Terme höherer Ordnung mit ausreichender Genauigkeit vernachläss-

sigt werden. Es ergibt sich

$$z(\Delta\Phi) = \Delta\Phi / 1,2386$$

Somit folgt für die gesuchte Abhängigkeit

$$\frac{\partial}{\partial\Phi} z(\Delta\Phi) = 0,807 \frac{mm}{mW} \quad (5.52)$$

Das Differential kann als Verstärkung des rms-Fehlers des Lichtstromes interpretiert werden. Ein flacher Verlauf der Funktion $\Delta\Phi(z)/z$ im Bereich $z = 0$ wirkt sich nachteilig auf den Entfernungsmessfehler aus. Der Messbereich umfasst in etwa 2 mm .

5.3.3 Zusammenfassende Ergebnisse und Fazit

Die Messunsicherheit kann nun numerisch beispielhaft für ein optisches Makroskop bestimmt werden. Aus Gleichung (5.50) erhält man für die mittlere Größe eines objektiven Speckles auf dem Detektor mit $f_4 = 50 \text{ mm}$, $d_{zd} = 20 \text{ mm}$ und $d_{23} = 1,5 \text{ mm}$

$$d_{sp}' = 0,6 \text{ mm}$$

Daraus folgt für die Speckle-Fläche $A_{Sp} = 0,283 \text{ mm}^2$. Zusammen mit der Detektorfläche von $A_{Det} = 7,07 \text{ mm}^2$ und dem mittleren Lichtstrom $\langle\Phi\rangle = 0,99 \text{ mW}$ erhält man aus Gleichung (5.46) den rms-Fehler des Lichtstromes von $\delta\Phi = 0,198$.

Dies ergibt mit dem Wert des Differentials aus Gleichung (5.52) eine Messunsicherheit der Entfernung von

$$\delta z = 159,86 \mu m \quad (5.53)$$

Gefordert ist jedoch eine Messunsicherheit, die um den Faktor 10 besser als die Messauflösung von $0,1 \text{ mm}$ ist.

Tabelle 5.1: Einfluss der wichtigsten Systemparameter

Parameter ^a	Kennliniensteigung	rms-Fehler d. Lichtstromes	Messunsicherheit	Messbereich
+ Brennweite f_F	-	o	+	+
+ Brennweite f_4	+	-	--	-
+ Strahldurchmesser vor Fokussierlinse d_{23}	o	+	+	o

a. +: Vergrößerung, -: Verkleinerung der Parameter bzw. Werte und o: Werte bleiben unverändert

Die Messunsicherheit lässt sich nicht verbessern, ohne Kompromisse eingehen zu müssen. Eine Vergrößerung der Brennweite f_4 wirkt sich zwar positiv auf den rms-Fehler des Lichtstromes und die Steigung der Kennlinie aus, der Messbereich verkleinert sich

jedoch stark. Der Radius des Laserstrahls kann andererseits weiter verringert werden, und damit auch die mittlere Speckle-Größe, da eine Strahleinengung die Steigung der Kennlinie nicht signifikant verändert. Der Einfluss der wichtigsten Systemparameter auf die Kennliniensteigung, den rms-Fehler des Lichtstroms, die Messunsicherheit und den Messbereich ist noch einmal zusammenfassend in Tabelle 5.1 dargestellt.

Eine Möglichkeit zur Reduktion der durch Speckle verursachten Messunsicherheit bei gleichzeitiger Einhaltung eines Messbereichs von ca. 1 mm ergibt sich aus der Unabhängigkeit der Speckle-Größe von der Brennweite f_F . Die Steigung der Kennlinie kann zum einen effektiv mit einer Verlängerung der Brennweite f_4 vergrößert werden, da sie mit f_4 schneller wächst als mit abnehmender Brennweite f_F , zum anderen verkleinert sich mit abnehmender Brennweite f_F der Linsendurchmesser auf Werte, bei denen mit Beugungseffekten zu rechnen ist. Außerdem wird die Randbedingung aus Gleichung (5.1) verletzt. Im Sinne einer Messbereichsgröße von 1 mm und einer effektiven Speckle-Reduktion erscheint es folglich sinnvoll, f_4 stark und f_F leicht zu verlängern. Dies belegt die nachfolgende beispielhafte Rechnung.

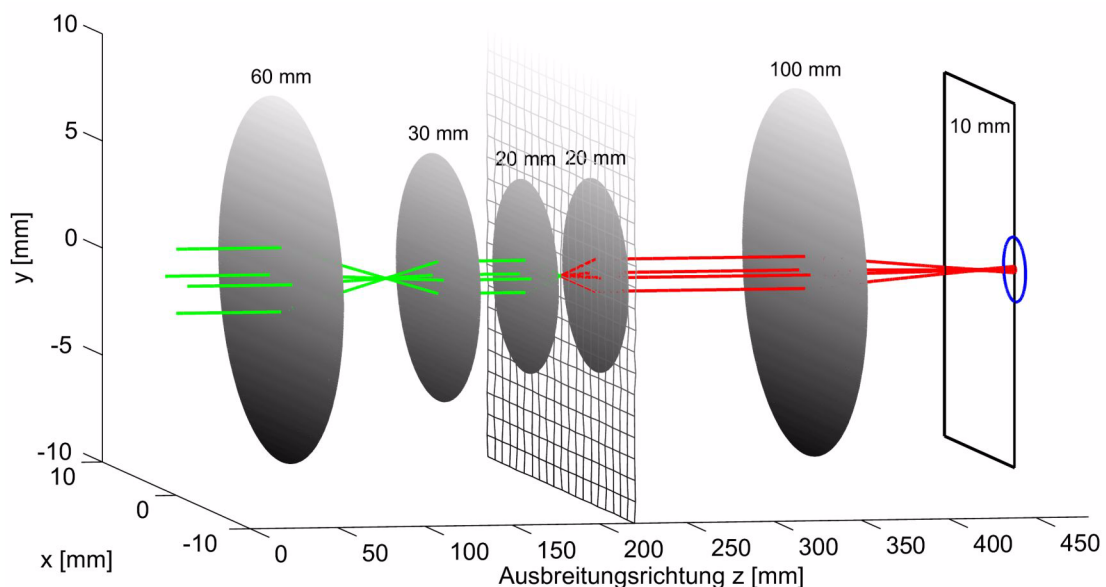


Bild 5.20: Messaufbau zur effektiven Reduktion der durch Speckle verursachten Messunsicherheit

Der Strahl wird auf den Durchmesser $d_{23} = 1,5\text{ mm}$ eingeeignet. Die Brennweite f_F wird auf 20 mm verlängert, f_4 auf 100 mm (siehe Bild 5.20). Im Nullpunkt ergibt sich eine Steigung von $0,329\text{ mm/mW}$. Der mittlere Durchmesser der objektiven Speckle auf dem Detektor berechnet sich zu $d_{sp'} = 0,3\text{ mm}$. Der Messbereich umfasst in diesem Fall etwa $0,8\text{ mm}$. Für den rms-Fehler des Lichtstromes erhält man dann den Wert $\delta\Phi = 0,099$ - gegenüber dem Wert für die Linsenkombination aus Abschnitt 5.2.2 eine Verringerung um 50% . Miteinander multipliziert ergibt dies eine Messunsicherheit von

$$\delta z = 32,57\ \mu\text{m}$$

- eine erhebliche Reduktion im Vergleich zu dem zunächst ermittelten Wert.

Grundsätzlich ist die Messunsicherheit immer noch zu groß, um das Verfahren für die Vermessung der Düse und Elektrode nutzen zu können. In Anbetracht der erheblich reduzierten Messunsicherheit ist der geringfügig reduzierte Messbereich noch akzeptabel. Um einen Wert einer Messunsicherheit von $10 \mu\text{m}$ zu erreichen, müssen deshalb die Parameter des optischen Systems weiter optimiert und/oder geeignete Maßnahmen für eine Verringerung der räumlichen und zeitlichen Kohärenz zur Vermeidung der durch Speckle verursachten Messfehler getroffen werden.

5.4 Bestimmung der Abbildungsleistung der Linsen

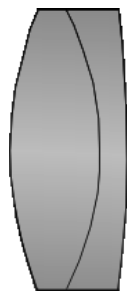


Bild 5.21: Achromat aus sammelnder Kron- und zerstreulichtlinse aus Flintglaslinse

Um die Abbildung von Linsen im Sinne einer Reduktion der sphärischen und chromatischen Aberrationen optimieren zu können, wird die Abbildungsleistung einer einfachen plankonvexen Sammellinse mit der eines Achromaten jeweils gleicher Brennweite von 20 mm verglichen. Zur Verminderung der sphärischen Aberrationen sollten grundsätzlich die Einfallswinkel der Strahlen auf den optischen Flächen möglichst gering gehalten werden. Dies kann erreicht werden, indem die brechende Wirkung einer Linse möglichst auf beide Flächen gleich verteilt wird, d. h.

die Radien beider Flächen sollten unterschiedlich sein. Des Weiteren kann die Linse als Asphäre ausgelegt werden. Die Oberfläche entspricht bei einer Asphäre nicht mehr einer kugelförmigen. Die Herstellung derartiger Oberflächen ist jedoch mit erheblich mehr Aufwand verbunden. Schließlich können mehrere Linsen zu einem Objektiv kombiniert werden, um die notwendige brechende Wirkung auf mehrere Flächen zu verteilen. Farbfehler können durch Kombination verschiedener Glassorten, deren unterschiedliche Dispersionen sich gegenseitig kompensieren, vermieden werden. Um gleichzeitig die sphärischen Aberrationen zu verringern, können Achromate eingesetzt werden. Ein Achromat (siehe Bild 5.21) besteht aus einer sammelnden Kronglaslinse und einer zerstreulichtlinse aus Flintglaslinse, die miteinander verkittet sind. Durch die Kombination einer zerstreulichtlinse und einer sammelnden Linse werden die Radien der brechenden Flächen vergrößert und folglich die sphärische Aberration vermindert.

Als Hilfsmittel zur Bestimmung der Abbildungsleistung dient das Programm WinLens (Version 4.1) der Linos Photonics AG, das u. a. die trigonometrische Strahlendurchrechnung ermöglicht [87]. Das Ergebnis der trigonometrischen Strahlendurchrechnung sind Durchstoßpunkte in der Bildebene. Die Aberrationen resultieren aus der Abweichung der tatsächlichen Durchstoßpunkte in der Bildebene von den Sollwerten. Letztere ergeben sich aus den Gaußschen Abbildungsgleichungen (vgl. Abschnitt 4.4.1). Es wird ein zur

optischen Achse paralleles Lichtbündel angenommen, das den Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts umfasst.

Zur Darstellung der Abbildung dienen Linsenschnitte mit den Verläufen der Strahlenbündel durch die Linse bis zur Bildebene sowie die Spotdiagramme zur Veranschaulichung der Lichtverteilung im Bildpunkt und in äquidistanten Ebenen links und rechts der Bildebene. Beugungseffekte werden gänzlich vernachlässigt.

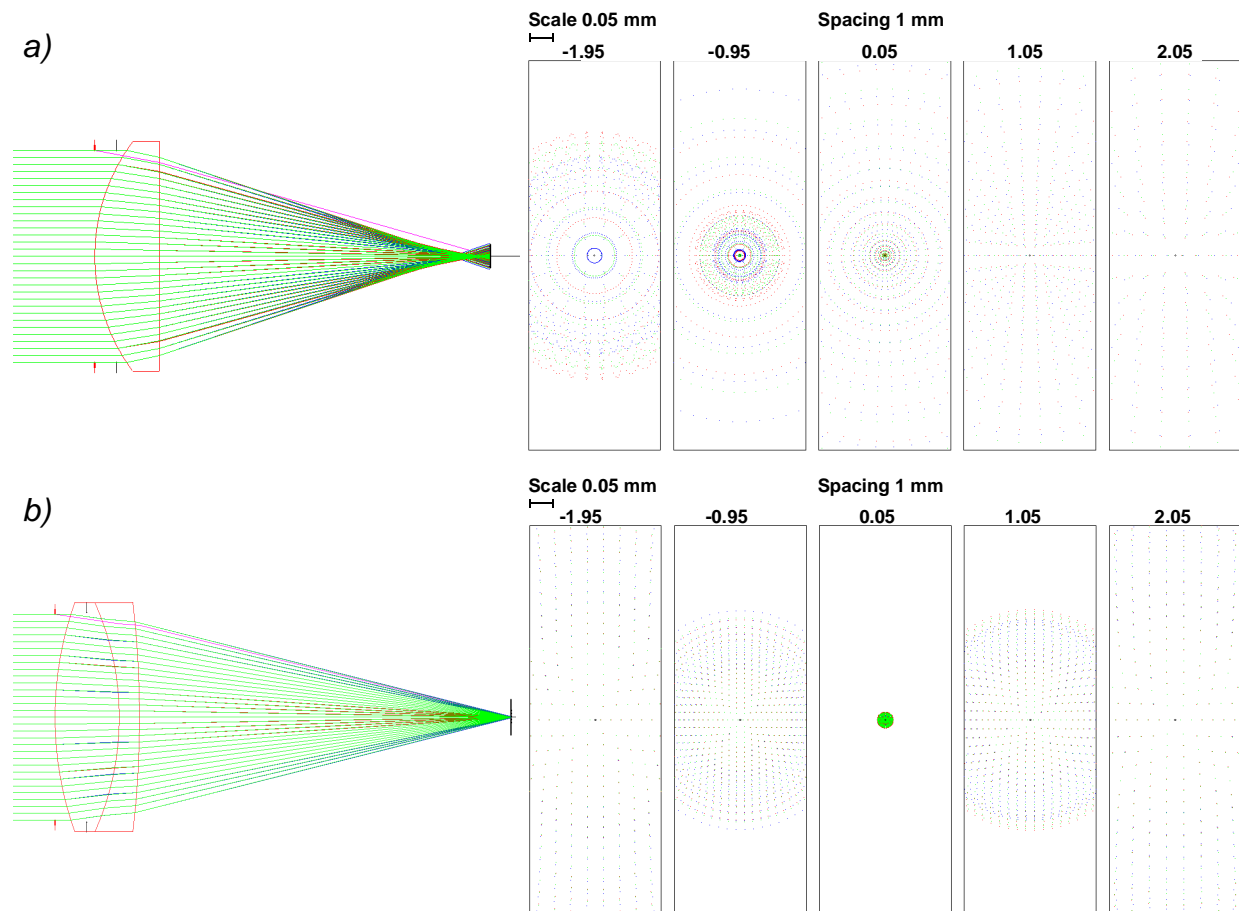


Bild 5.22: Strahlenverlauf im Linsenschnitt und Spotdiagramm für a) Plankonvexlinse und b) Achromaten der Brennweite 20 mm

Im Linsenschnitt werden die Strahlen der optischen Achse bis hin zu extremen Randstrahlen gezeichnet. Die Spotdiagramme zeigen die unterschiedlichen Abbildungsleistungen. Sowohl die chromatischen als auch die sphärischen Aberrationen werden bei Verwendung eines Achromaten deutlich verringert. Wird die Orientierung des Achromaten zum Objekt bzw. zur Bildebene gegenüber der in Bild 5.22 dargestellt verändert, so ergibt sich ebenfalls eine Verschlechterung der Abbildungsqualität.

6 Reduktion der durch Speckle verursachten Messunsicherheit

Die Messunsicherheit eines optischen Makroskops wird in der vorangegangenen theoretischen Analyse auf die durch Speckle verursachte Schwankung der Lichtströme zurückgeführt. Gerade die Platzierung des Detektors außerhalb der Bildebene des Systems führt zu objektiven Specklen, deren mittlerer Durchmesser sehr viel größer ist als der von Specklen, die in der Bildebene eines optischen Systems entstehen. Die Schwankungen des Lichtstromes auf dem Detektor sind dadurch immens. Durch Optimierung des optischen Aufbaus kann dieser Einfluss reduziert werden. Die für die Messaufgabe erforderliche Messunsicherheit von $10 \mu\text{m}$ kann jedoch nicht erreicht werden. Die in den theoretischen Betrachtungen vernachlässigten Fehlereinflüsse, wie z. B. makroskopische Fehler auf der Objektoberfläche, lassen in der Praxis eine darüber hinaus gestiegene Messunsicherheit erwarten. Ursache der Speckle-Bildung ist die räumliche und zeitliche Kohärenz einer Lichtquelle. Deshalb kann durch Verringerung des Kohärenzvolumens die Messunsicherheit reduziert werden [93].

Die Intensität an einem beliebigen Punkt im Speckle-Feld kann durch Überlagerung von N Intensitäten, die voneinander unabhängig oder teilweise korreliert sind, erzeugt werden. Das Ergebnis ist eine Kontrastreduktion im Speckle-Feld (vgl. Abschnitt 4.3.2)

$$C = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (6.1)$$

Die Reduktion der Kohärenz ist somit gleichbedeutend mit der Erzeugung von N Punktquellen, die entweder räumlich oder zeitlich verteilt sind und N korrelierte oder unkorrelierte Bilder erzeugen, die anschließend auf einem Detektor zeitlich oder räumlich aufsummiert bzw. gemittelt werden.

6.1 Verringerung der zeitlichen Kohärenz

Das Speckle-Rauschen wird durch den Einsatz polychromatischer Beleuchtung reduziert. Für die unterschiedlichen Wellenlängen entstehen je nach Wellenlängenunterschied mehr oder weniger korrelierte Speckle-Muster, deren Überlagerung den Speckle-Kontrast proportional $N^{-1/2}$ verringert. Die Messunsicherheit verringert sich gleichermaßen. Es gilt

$$\delta z_N = \frac{1}{\sqrt{N}} \delta z \quad (6.2)$$

Für die Kohärenzlänge des Lichts in Abhängigkeit der Wellenlänge und Frequenzbandbreite gilt [57]

$$l_c = \frac{\lambda^2}{2\Delta\nu} \quad (6.3)$$

Die Frequenzbandbreite einer Laserquelle kann auf unterschiedliche Art und Weise

erhöht werden. Dies kann beispielsweise durch Erzeugen von sehr kurzen Laserpulsen im Pikosekundenbereich (Pikosekundenlaser) erzielt werden. Gemäß der Frequenz-Zeit-Unschärfebeziehung $\Delta\nu \cdot \tau \approx 1$, die sich aus der Fouriertransformation eines Wellenzugs der Dauer τ ergibt, verbreitert sich die Bandbreite (Frequenzunschärfe) einer Laserquelle durch Erzeugen von Laserpulsen [104]. Der resultierende Speckle-Kontrast im Fernfeld eines Laserprojektionssystems konnte von *Wang* [133] mit einem Pikosekundenlaser reduziert werden. Eine weitere Möglichkeit ergibt sich durch die Nutzung des optischen Rückkopplungseffekts zur Transformation eines Monomode-Lasers in einen Multimode-Laser (longitudinale Moden). Durch Rückkopplung eines geringen Teils des von einem Diodenlaser emittierten Lichts in die Kavität wird die Bandbreite zum einen erweitert, zum anderen ergeben sich zufällige Modensprünge, d. h. Frequenzinstabilitäten der Laserdiode. Sie führen zu einer effektiven Reduktion des Speckle-Rauschens in einem Mikroskop [31]. In [113] wird zur Reduktion des Speckle-Rauschens der Diodenstrom einer Laserdiode eines Mikroskopbeleuchtungssystems weit oberhalb der Lasingschwelle mit einer dreieckförmigen Welle der Frequenz 120 Hz amplitudenmoduliert. Die Amplitude der Dreieckswelle ist so hoch, dass ebenfalls Modensprünge verursacht werden. Eine zusätzliche räumliche Streuung des Lichts wird mittels eines Spektrometers in Czerny-Turner-Aufstellung [104] erreicht. Ein ähnliches Verfahren wird von *Sato* [114] für die Verbesserung des Übertragungsverhaltens einer optischen Faser für analoge Videosignale angewendet. Der Laser kann ebenfalls unterhalb der Lasingschwelle betrieben werden. Sein Spektrum ähnelt dann dem einer Leuchtdiode. Die Ausgangsleistung wird jedoch stark reduziert. Weitere Untersuchungen der Speckle-Felder unter polychromatischer Beleuchtung wurden von *Sprague* [123], *George* [49], *Parry* [103] sowie *Nakagawa* [96],[97],[98] durchgeführt. Darüber hinaus können andere Lichtquellen, z. B. Lumineszenzdiode oder thermische Lichtquellen verwendet werden, die von Natur aus geringere Kohärenzlängen aufweisen. Lumineszenzdiode mittlerer Leistung (10 mW) mit einer Bandbreite von 45 nm und einer entsprechend kurzen Kohärenzlänge werden von *Tziraki* [130] in einem Aufbau zur photorefraktiven Holographie von dünnen Proben im Vergleich zu einem Festkörperlaser mit rotierendem Diffuser verwendet. Das Speckle-Rauschen konnte mit der Lumineszenzdiode effizient reduziert werden.

Problematisch bei der Verwendung von thermischen Lichtquellen ist der große Raumwinkel, in den das Licht abgestrahlt wird. Dadurch ist eine Kollimierung des Lichtbündels sehr schwierig. Es ergeben sich starke Lichtverluste und eine schlechte Abbildungsqualität, wenn ein kleiner Lichtspot auf der Objektoberfläche erzeugt werden soll. Der Vorteil der Modifizierung des Lasers selbst ist die Beibehaltung der guten Strahleigenschaften, d. h. der geringen Strahldivergenz, und die daraus resultierende sehr gute Fokussierbarkeit auf kleinste Spot-Durchmesser sowie die erzielbare hohe Intensität.

6.2 Verringerung der räumlichen Kohärenz

Eine Reduzierung der räumlichen Kohärenz kann z. B. durch eine bewegte Mattscheibe im kohärenten Strahl durchgeführt werden. Durch die Mattscheibe werden zufällige Phasenfluktuationen über dem Strahlquerschnitt generiert [4]. Die Speckle-Reduktion ist noch effektiver, wenn zwei Mattscheiben, die miteinander in Kontakt stehen, relativ zueinander bewegt werden [86],[119],[129].

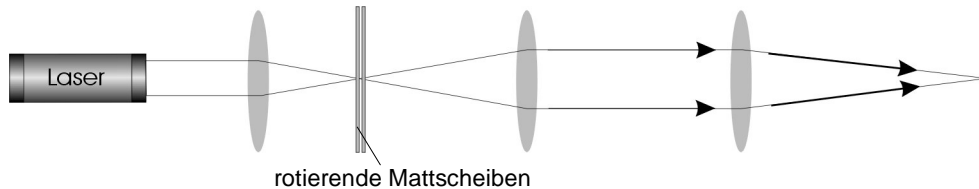


Bild 6.1: Speckle-Reduktion durch rotierende Mattscheiben.

Ebenso kann der Lichtstrahl über eine unbewegliche Mattscheibe gescannt werden [64]. *Jutamulia et al.* [71] untersuchen vergleichend rotierende Einzelmodefasern, rotierende Multimodefaserbündel und vibrierende Einzelmode-Fasern zur Verminderung des kohärenten Rauschens.

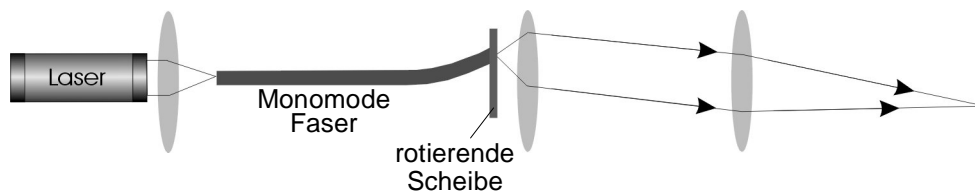


Bild 6.2: Rotierende Monomode-Faser

Rotierende Multimode-Fasern in einem Laser-Mikroskop werden ebenfalls erfolgreich von *Ambar et al.* [3] zur Speckle-Reduktion verwendet. Darüber hinaus können eine oder mehrere kleine Blenden in der Pupillenebene des abbildenden Systems gescannt werden [94].

Ohne bewegliche Teile kommen *Dingel et al.* [32] aus, indem sie ein Faserbündel aus N Fasern derart modifizieren, dass die Einzelfasern sich in der Länge um jeweils die Kohärenzlänge der Lichtquelle unterscheiden. Die Austrittsebene gleicht einer ausgedehnten quasimonochromatischen inkohärenten Quelle. *Kohler et al.* [77] erzeugen eine partiell räumlich inkohärente Beleuchtung, indem sie einen gepulsten Laser-Strahl mit der Pulsdauer 8 ns und einer Bandbreite von $0,8 \text{ nm}$ zunächst durch eine nichtlineare CS_2 -Zelle (Bandbreitenerhöhung auf 10 nm) und anschließend durch ein nicht ausgerichtetes Faserbündel leiten. Eine weitere Möglichkeit der Phasenmodulation, die keine bewegten Teile einsetzt, wird von *Kiemle* [73] beschrieben. Ein Flüssigkristall wird durch Anlegen eines elektrischen Feldes angeregt und erzeugt die nötige Phasenmodulation. *Imai und Ohtsuka* [65] verwenden Ultraschallwellen zur Phasenmodulation. Von *Harding* [57]

verwendet in einem Linienprojektionssystem ein Laser-Array, um eine Linie als Summe von mehreren transversalen Moden, d. h. eine räumlich inkohärente Quelle, zu erzeugen. Gleichzeitig wird ein Gitter zwischen Laser und Objekt platziert. *Wang et al.* [133] stellen ein diffraktives optisches Element (DOE)¹⁾ für ein Laser-Projektionssystem vor. Dies erzeugt Phasen- und Amplitudenmodulationen im unfokussierten Laserstrahl durch Aufteilung des Strahls in eine Vielzahl voneinander unabhängiger Strahlen mit zufälligen Phasen. Zusätzlich rotiert das beugende Element. Vorteil der Methode ist die Erhaltung der Strahlqualität.

Allen Verfahren gemeinsam ist die Erzeugung von sekundären, räumlich inkohärenten Lichtquellen. Die erzeugten räumlichen Phasenfluktuationen erfordern eine zeitliche Integration innerhalb der Ansprechzeit des eingesetzten Detektors. Durch bewegte Mattscheiben oder rotierende Fasern wird eine virtuelle räumlich inkohärente Quelle erzeugt, die über eine Linse oder ein Linsensystem abgebildet werden muss. Daraus ergibt sich zwangsläufig eine Verschlechterung der Strahlqualität. Das laterale Auflösungsvermögen verschlechtert sich ebenfalls.

6.3 Fazit

Die mit dem Einsatz von bewegten optischen Elementen zwangsläufig einhergehende Verschlechterung der Strahlqualität sowie die Notwendigkeit der zeitlichen Mittelung auf dem Detektor lassen Verfahren zur Reduktion der zeitlichen Kohärenz als die geeignetere Methode zur Reduktion des Speckle-Rauschens erscheinen. Die Verwendung anderer Lichtquellen verspricht einen deutlich verringerten Speckle-Kontrast.

Es muss hier noch einmal darauf hingewiesen werden, dass der Effekt von objektiven Specklen reduziert werden soll. Der mittlere Durchmesser objektiver Speckle ist sehr viel größer als der von subjektiven Specklen, die in der Bildebene eines abbildenden optischen Systems entstehen. Dadurch erklären sich die hohen Schwankungen des Lichtstromes auf dem Detektor und die daraus resultierende hohe Messunsicherheit. In der theoretischen Berechnung kann die Messunsicherheit durch eine Optimierung des Messaufbaus reduziert werden - zum Preis eines leicht verringerten Messbereichs und eines verminderten lateralen Auflösungsvermögens.

1) Optische Fläche mit Strukturen in der Größe der Lichtwellenlänge, die durch Lichtbeugung an diesen Strukturen optische Funktionen erfüllt.

7 Versuchsaufbau und -einrichtungen

Die Gesamtanlage zur messtechnischen Analyse und Bewertung optischer Makroskope (siehe Bild 7.1) besteht aus den Komponenten

- Controller Area Network Bus,
- 3-Achsen Positioniereinrichtung,
- Steuerung,
- Endstufen,
- CAN-Bus A/D-Wandler,
- Rechner mit Benutzerschnittstelle sowie Messwerterfassung und -auswertung.

Es folgt eine Beschreibung des Gesamtkonzeptes und -aufbaus. Dies beinhaltet eine Darstellung der Funktionsweise und des Zusammenwirkens der einzelnen Systemteile.

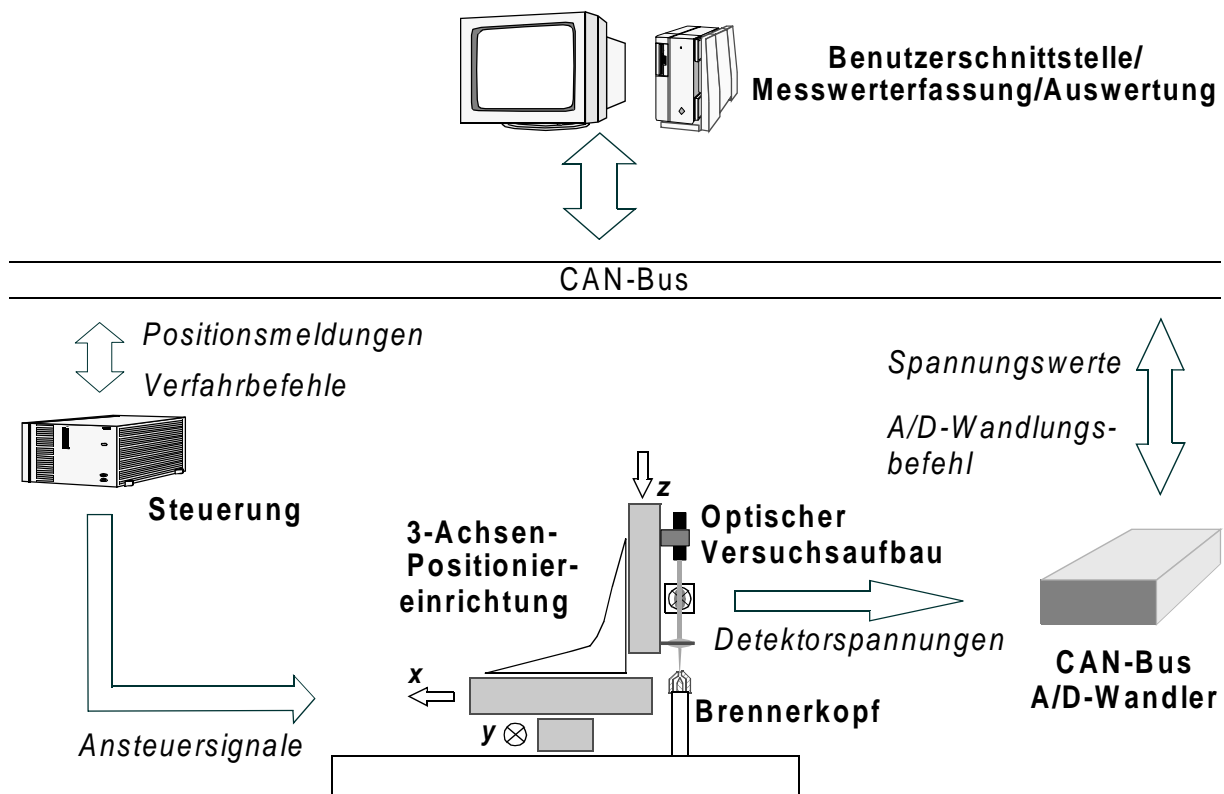


Bild 7.1: Gesamtaufbau der Versuchsanlage

Um der Forderung nach der Integrierbarkeit des Messsystems in verschiedene Plasmaschneidanlagen unterschiedlicher Hersteller Rechnung zu tragen, wird als Bussystem zur Datenübertragung der CAN-Bus (Controller Area Network) gewählt. Ursprünglich für die Datenübertragung im Automobilbereich zwischen Steuergeräten, Aktoren und Sensoren vorgesehen, hat der CAN-Bus inzwischen in der Vernetzung von Industriesteuerungen mit ihrer Umgebung stark an Bedeutung gewonnen. Grundsätzlich sind im Versuchsaufbau drei CAN-Bus Teilnehmer vorgesehen. Sie kommunizieren miteinander

über den Bus, der physikalisch als elektrische, differentielle Zweidrahtleitung realisiert ist. Zukünftig können zusätzlich erforderliche Teilnehmer einfach in den Aufbau integriert werden.

Die mikrocontrollerunterstützte Steuerung empfängt von einem Rechner über den CAN-Bus Verfahrbefehle und wandelt diese in Ansteuerungssignale für Schrittmotoren um. Diese treiben den 3-Achsen Positioniertisch an. Der Rechner ist über einen CAN-Dongle mit dem CAN-Bus verbunden. Zur Erstellung und dem Versenden der Verfahrbefehle an die Steuerung steht auf dem Rechner eine Benutzerschnittstelle zur Verfügung. Die Steuerung ist darüber hinaus in der Lage, Positionsmeldungen der Achsen der Positioniereinrichtung über den CAN-Bus an die Benutzerschnittstelle zu versenden. Ein spezielles Kommunikationsprotokoll stellt eine definierte Schnittstelle der Steuerung zur Außenwelt dar.

Nach jedem durchgeführten Verfahrensschritt einer oder mehrerer Achsen wird von der Benutzerschnittstelle ein Befehl an den CAN-Bus A/D-Wandler gesendet, eine A/D-Umsetzung der momentan am Wandler anliegenden Spannungen durchzuführen und die gemessenen Werte als CAN-Bus-Nachricht zu versenden. Das Programm der Benutzerschnittstelle ordnet die mit der Nachricht empfangenen Spannungswerte den momentanen Positionswerten zu und speichert sie in einer Datei ab.

Ein vollständiger Messzyklus umfasst das Anfahren eines lateralen Rasters von Koordinaten mit jeweils gleichen Abständen in x - und y -Achsenrichtung auf der Objektoberfläche. An jedem Ort (x,y) des Rasters wird die z -Achse schrittweise von oben nach unten bewegt. Als kleinster lateraler Abstand können Werte von $12,5 \mu m$ verwendet werden. In Richtung der z -Achse ergibt sich als kleinste Schrittweite der Wert von $10 \mu m$. Jedem vollständigen Messzyklus schließt sich die Auswertung der Messwerte an, die als Ergebnis eine $2\frac{1}{2}D$ -Topographie bestimmt. Auf deren Basis wird die Bestimmung des Verschleißes durch einen Vergleich mit unverschlissenen Brennerschleifteilen ermöglicht. Die Realisierung der einzelnen Systemteile wird nachfolgend detailliert dargestellt.

7.1 Controller Area Network Bus

Der CAN-Bus wurde Anfang der achtziger Jahre von der Robert Bosch GmbH entwickelt. Das Kommunikationsmodell besteht aus mehreren Schichten, die zum Teil im Standard ISO 11898 festgelegt sind [67], um eine Kompatibilität von Komponenten verschiedener Hersteller zu gewährleisten. Die CAN-Protokoll-Spezifikation schreibt das Übertragungsmedium nicht vor. Jedoch ist in den ISO-Standards für CAN als Übertragungsmedium eine elektrische, differentielle Zweidrahtleitung vorgesehen. Im CAN-Protokoll sind Übertragungsraten bis 1 Mbit/s festgelegt. Bei einer vorgegebenen Datenrate ist die maximal mögliche physikalische Netzausdehnung zum einen durch die auf dem Busmedium erforderliche Signallaufzeit, zum anderen durch die Arbeitsgeschwindigkeit der Bustreiber

begrenzt: Bei einer Übertragungsrate von 1 Mbit/s darf die Busleitung eine Länge von 40 m , bei 80 KBit/s eine Länge von 1000 m nicht überschreiten. Die Übertragungsrate des CAN-Busses wird auf 100 KBit/s festgelegt.

Der CAN-Bus verwendet eine Adressierung von Nachrichtenobjekten. Im Fall der entwickelten Steuerung sind das Bewegungsbefehle und die zurückgemeldeten Positionsdaten. Jedes dieser Objekte erhält eine 11 Bit lange Kennung, die so genannte CAN-ID¹⁾. Diese wird in einem 2 Byte langen Deskriptor-Feld jedem Nachrichtenpaket vorangestellt. Das Deskriptor-Feld enthält u. a. auch die Länge der Nachricht. Die CAN-ID legt auch die Priorität der Nachricht auf dem Bus fest. Eine niedrige ID besitzt aufgrund der hardwaretechnischen Realisierung eine hohe Priorität, wobei das Priorisierungsverfahren nicht zerstörend ist. Diese Eigenschaft und die begrenzte Gesamtlänge eines CAN-Paketes garantieren kleine Latenzzeiten höher priorisierter Nachrichten auf dem CAN-Bus [21],[60].

7.2 3-Achsen Positioniertisch

Der 3-Achsen Positioniertisch setzt sich aus dem mechanischen Aufbau und den Motoren zusammen. Die nachfolgende Auflistung beinhaltet die Merkmale der 3-Achsen Positionierungseinrichtung:

- Schrittauflösung²⁾ der Positionierungseinrichtung von $\Delta x = \Delta y = 12,5\ \mu\text{m}$,
- Schrittauflösung der Positionierungseinrichtung (z-Richtung) von $\Delta z = 10\ \mu\text{m}$,
- Reproduzierbare Genauigkeit der Positionierung von $\delta x = \delta y = \delta z = 10\ \mu\text{m}$,
- CAN-Bus Anbindung der Steuerung,
- Möglichkeit zum Anfahren einer gegebenen Absolutposition mit gleichzeitiger Bewegung in allen drei Richtungen,
- Möglichkeit einer Bewegung relativ zur aktuellen Istposition in eine der drei Richtungen bei einer gegebenen Distanz und
- selbstständige Justierung der Positionierungseinrichtung durch Anfahren eines definierten Nullpunktes.

7.2.1 Mechanischer Teil

Der mechanische Aufbau des Positioniertisches umfasst einen Doppelspurkreuztisch und eine einzelne Doppelspur-Vorschubeinheit, die mechanische z - Achse. Über den Kreuztisch wird die laterale Position des Messsystems über dem feststehenden Brenner angefahren. Er besteht aus zwei Präzisionsvorschubeinheiten. Beide Vorschubeinheiten sind miteinander über ihre plangefrästen Aufspannplatten verbunden. Über vorgespannte

1) Gilt für den CAN 2.0A-Standard. Ab CAN 2.0B sind die IDs 29 Bit lang.

2) Schrittauflösung und Positioniergenauigkeit gelten jeweils für die Kombination aus Schrittmotor und Doppelspur-Vorschubeinheit.

Linearkugellager ist der Kreuztisch spielfrei eingestellt. Die Kugelgewindetriebe erreichen eine Positionierungsreproduzierbarkeit von $\pm 10 \mu m$ und eine Schrittauflösung von $12 \mu m$. Die Vorteile von Kugelgewinden ist die große axiale Tragfähigkeit, die hohe Steifigkeit, ihr ruhiger Lauf, die geringe Reibung (hohe Lebensdauer), die geringe Wartung und ihr mechanischer Wirkungsgrad von bis zu 98 %. Zur Fokussierung des Laserstrahls in longitudinaler Richtung wird ebenfalls eine Doppelspurvorschubeinheit verwendet, die jedoch aufgrund der geforderten höheren Messauflösung in z-Richtung mit einer höheren Schrittauflösung von $10 \mu m$ ausgestattet ist.

7.2.2 Schrittmotoren

Die Kugelgewindetriebe werden von Schrittmotoren angetrieben. Schrittmotoren sind Synchronmotoren ohne Erregerwicklung, bei denen durch Erhöhen der Polpaarzahl die Schrittauflösung vergrößert wird. Die Drehzahlstellung bei Synchron- bzw. Schrittmotoren ist nur über die Veränderung der speisenden Frequenz möglich. Anstelle der Erregerwicklung eines Synchronmotors wird im Schrittmotor entweder ein Permanentmagnet eingesetzt oder es werden die Reluktanzkräfte der Eisenkreise ausgenutzt. Bei den in dem Positioniertisch verwendeten Schrittmotoren handelt es sich um so genannte Hybridschrittmotoren. Ihre Bauweise ergibt sich aus der Kombination der Konstruktionsmerkmale des Reluktanz- und Permanentmagnet-Schrittmotors. Der Rotor ist in Sandwichbauweise ausgeführt, bestehend aus zwei weichmagnetischen und gezahnten Polschuhen mit dazwischenliegendem Dauermagneten. Die Polschuhe sind gegeneinander um eine halbe Zahnbreite versetzt. Der ebenfalls gezahnte Stator nimmt die Ansteuerspulen auf.

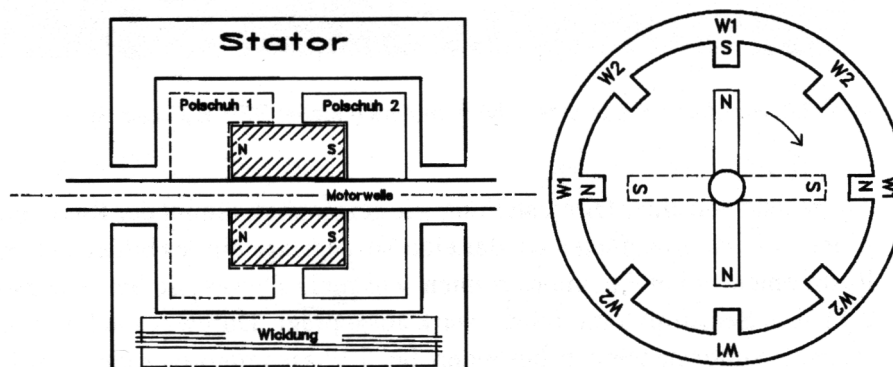


Bild 7.2: Aufbau eines Hybridmotors [118]

Der Hybridschrittmotor ist der heute am meisten eingesetzte Motortyp, da er für hohe mechanische Leistungen bei kleinen Schrittwinkeln gebaut werden kann. Die im Aufbau verwendeten 2-Phasen Schrittmotoren können im Voll- oder Halbschritt betrieben werden. Vollschrittbetrieb bedeutet, dass jeweils eine Phase (Wave Drive) oder zwei Phasen gleichzeitig (Normal Drive) angesteuert werden. Beim „Normal Drive“ ergibt sich

bei gleichem Strom ein um den Faktor $\sqrt{2}$ größeres Drehmoment als beim „Wave Drive“. Durch Kombination der beiden Ansteuerarten kann die doppelte Schrittauflösung erreicht werden, ohne einen Motor mit größerer Polpaarzahl verwenden zu müssen. Der mechanische Schrittwinkel ergibt sich für eine Polpaarzahl $p = 50$ und eine Strangzahl $s = 2$ zu:

$$\alpha_{halb} = \frac{\pi}{2p \cdot s} = 0,9^\circ$$

Aus diesem Schrittwinkel werden, unter Berücksichtigung der geforderten Schrittauflösung von $\Delta z = 10 \mu m$ und $\Delta x, y = 12,5 \mu m$, die für die oben beschriebenen Präzisionsvorschubeinheiten benötigten Spindelsteigungen der Antriebe ermittelt. Die Berechnung ergibt $b_{z, halb} = 4p \cdot s \cdot \Delta z = 4 \text{ mm}$ und $b_{x, y halb} = 5 \text{ mm}$.

7.3 Steuerung

Für die Ansteuerung der Schrittmotoren stehen drei unterschiedliche Geschwindigkeitsprofile zur Verfügung. Bei konstantem Betriebsstrom verringert sich das Drehmoment ab einer bestimmten Grenzfrequenz. Der Motor muss jedoch beim Anfahren das größte Drehmoment aufbringen, um Massenträgheiten, Losbrechmomente, Reibung und andere Verluste zu überwinden. Deshalb sollte nie mit Maximalfrequenz angefahren oder abgebremst werden. Anderenfalls könnte der Schrittmotor „außer Tritt“ geraten. Die definierte Position ginge verloren. Die Profile werden so gewählt, dass der Positioniertisch möglichst schnell an die Sollposition gefahren werden kann. Aus einer Vielzahl von möglichen Profilen [61] werden drei ausgewählt:

- Profil konstanter Geschwindigkeit: Ansteuerung erfolgt mit konstanter minimaler Frequenz für das Zurücklegen von sehr kleinen Wegen, für die eine Beschleunigung nicht sinnvoll ist.
- Geschwindigkeitsprofil mit stückweise linearen Abschnitten (Trapezprofil): Die Beschleunigung ist stückweise konstant aber nicht stetig.
- Dreieckiges Geschwindigkeitsprofil: Ist die zu verfahrenende Strecke so kurz, dass mit der vorgegebenen Steigung der Geschwindigkeitsänderung die Maximalfrequenz nicht erreicht werden kann, so entfällt im Vergleich zum Trapezprofil der Abschnitt, in dem die Geschwindigkeit konstant ist.

Die Treiberstufen der Motoren benötigen ein Taktsignal, um die Phasen der Schrittmotoren anzusteuern. Für einen reibungslosen Betrieb der Treiberstufen muss die Pulsdauer des Taktsignals mindestens 30 ns betragen. Hat der Treiber einen Takt erhalten, wird der Motor einen Schritt bewegt. Wird das Signal von einem Mikrocontroller erzeugt, kann die Anzahl der verfahrenen Schritte allein durch die Programmierung des Mikrocontrollers realisiert werden. Auf Hardware, wie externe Zähler, Inkrementaldrehgeber usw., kann verzichtet werden. Dieser Vorteil geht mit einer vergleichsweise hohen Rechenleistung des Mikrocontrollers einher, die zur Erzeugung der Taktsignale mit Frequenzen von

mehreren Kilohertz benötigt wird.

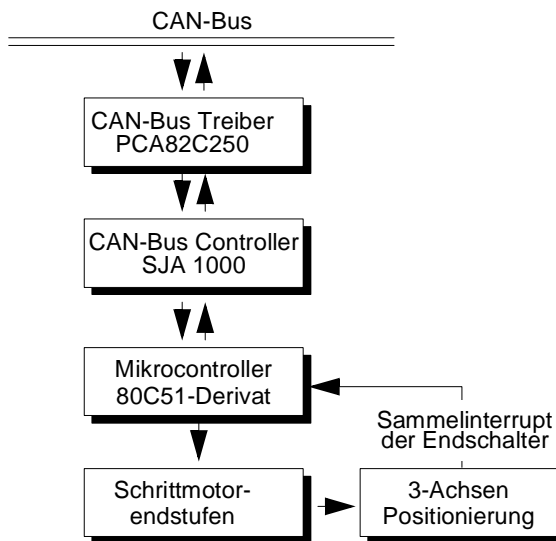


Bild 7.3: Blockdiagramm der Steuerung

Der Aufbau der Ansteuerung der Endstufen ist in Bild 7.3 dargestellt. Der CAN-Bus Treiber Philips PCA82C250 ist die Schnittstelle zwischen dem CAN-Bus Controller Philips SJA1000, der das CAN-Protokoll verwaltet, und dem physikalischen Bus. Der CAN-Controller bildet die programmierbare Schnittstelle zwischen dem Mikrocontroller und dem CAN-Bus.

Als Mikrocontroller wird der 8-bit-Typ Winbond W78E52 aus der 80C51-Familie der Intel-Mikrocontroller eingesetzt. Die Erzeugung der Takte zur Ansteuerung der einzelnen Schrittmotor-

endstufen benötigt drei Timer, da die verschiedenen Achsen unter Berücksichtigung der Geschwindigkeitsprofile gleichzeitig verfahren werden sollen. Werden alle drei Achsen des Positioniertisches gleichzeitig verfahren (höchste Rechenleistung), sind Frequenzen bis zu 4,5 KHz realisierbar. Beim Verfahren in nur eine Richtung können Frequenzen bis zu 6 KHz erreicht werden.

Der Datenaustausch zwischen der Steuerung und weiteren an den CAN-Bus angeschlossen Komponenten findet über ein definiertes Übertragungsprotokoll statt. Zur Unterscheidung der Befehlsarten werden verschiedene CAN-IDs verwendet (siehe Tabelle 7.1).

Tabelle 7.1: Empfangsprotokolle der Steuerung

Nachricht	CAN-ID	Byte 1	Byte 2	Byte 3	Byte 4	Byte 5	Byte 6
Relativ x	281 _{hex}	8 MSB ^a Distanz	8 LSB ^b Distanz				
Relativ y	282 _{hex}	8 MSB Distanz	8 LSB Distanz				
Relativ z	283 _{hex}	8 MSB Distanz	8 LSB Distanz				
Absolut	284 _{hex}	8 MSB Soll x	8 LSB Soll x	8 MSB Soll y	8 LSB Soll y	8 MSB Soll z	8 LSB Soll z
Initialisierung	280 _{hex} 285 _{hex} 287 _{hex}						

a. MSB: Most Significant Bits

b. LSB: Least Significant Bits

Tabelle 7.2: Sendeprotokolle der Steuerung

Nachricht	CAN-ID	Byte 1	Byte 2	Byte 3	Byte 4	Byte 5	Byte 6
Warnung	289 _{hex}	Warnungsnummer					
Fehler	290 _{hex}	Fehlernummer					
Absolutposition	291 _{hex}	8 MSB Ist x	8 LSB Ist x	8 MSB Ist y	8 LSB Ist y	8 MSB Ist z	8 LSB Ist z
maximal mögliche Absolutposition	292 _{hex}	8 MSB Max x	8 LSB Max x	8 MSB Max y	8 LSB Max y	8 MSB Max z	8 LSB Max z

Das Programm zum Empfang und der Interpretation der Verfahrbefehle, zur Erzeugung der o. g. Geschwindigkeitsprofile bzw. Frequenzprofile sowie zum Zurücksenden von aktuellen Positionsangaben oder Fehlern ist im Mikrocontroller als Hexadezimalcode gespeichert. Dieser Code wird aus dem im erweiterten ANSI-C Standard geschriebenen Befehlssatz von einem C-Compiler erzeugt.

Nachfolgend werden einige wesentliche Merkmale und Abläufe des Steuerprogramms beschrieben. Nach dem Einschalten der Steuerung wird das Hauptprogramm gestartet. Es wird zunächst eine Initialisierung der gesamten Hardware durchgeführt. Anschließend werden die Endschalter nacheinander in jeder Richtung angefahren, um den Referenzpunkt [0,0,0] zu definieren.

Um der im Anforderungsprofil definierten Positionierungsgenauigkeit von $10 \mu m$ zu entsprechen, müssen eventuelle Positionierungsfehler, hervorgerufen durch das mechanische Spiel des Verfahrtes, vermieden werden. Die vorgegebene Sollposition wird daher ausschließlich in positiver Bewegungsrichtung angefahren. Der 3-Achsen-Positioniertisch fährt noch weitere fünf Schritte über die Sollposition hinaus, um diese nach fünf weiteren Schritten in positiver Bewegungsrichtung endgültig zu erreichen, wenn vorher in negativer Bewegungsrichtung verfahren wurde.

Beim Empfang eines Befehls zur Absolut- bzw. Relativpositionierung einer oder mehrerer Achsen werden aus den Sollgrößen, sofern erreichbar, die bereits beschriebenen Geschwindigkeitsprofile bestimmt und die Takte für die Bewegung der Schrittmotoren generiert. Nach dem ersten Einschalten der Steuerung werden zusätzlich die erlaubten Maximalwerte der Absolutposition des anfahrbaren Raumes einmalig über den CAN-Bus zurückgemeldet.

7.4 Endstufentechnik

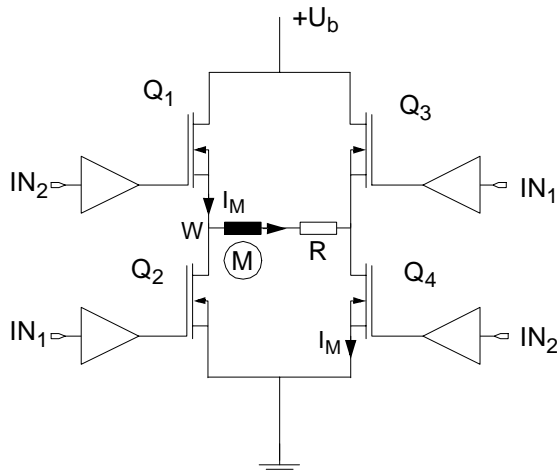


Bild 7.4: Aufbau der diskreten Endstufe aus Leistungsstufe und Ansteuerung

Die drei verwendeten Schrittmotorendstufen „Powerstep“ sind als Einschubkarten mit einer maximalen Ausgangsleistung von 2 kW (100 V, 20 A) realisiert. Sie sind in diskreter Technik aufgebaut, um hohe Ausgangsströme erreichen zu können. Die Leistungsstufe besteht aus vier Power MOSFETs, die als Vollbrücke verschaltet sind (je eine pro Phase).

Die Schaltung der Transistoren legt die Stromrichtung durch den Motorstrang fest (siehe Bild 7.4). Soll der Strom in der gezeigten Richtung fließen, werden die Transistoren Q_1 und Q_4 durch ein logisches High-Signal (IN_1) eingeschaltet. Gleichzeitig werden die beiden Transistoren Q_2 und Q_3 durch ein Low-Signal und (IN_2) ausgeschaltet. Durch Einschalten der Transistoren Q_2 und Q_3 und Abschalten der Transistoren Q_1 und Q_4 kann der Strom auch in entgegengesetzter Richtung fließen. Mithilfe einer Stromregelung wird der Strom durch einen Strang konstant gehalten, um während des Stillstands des Motors ein Haltemoment aufbringen zu können. Alle Transistoren werden abgeschaltet, wenn der nächste Strang im Motor für den folgenden Schritt angesteuert wird.

Die drei verwendeten Schrittmotorendstufen „Powerstep“ sind als Einschubkarten mit einer maximalen Ausgangsleistung von 2 kW (100 V, 20 A) realisiert. Sie sind in diskreter Technik aufgebaut, um hohe Ausgangsströme erreichen zu können. Die Leistungsstufe besteht aus vier Power MOSFETs, die als Vollbrücke verschaltet sind (je eine pro Phase).

Die Schaltung der Transistoren legt die Stromrichtung durch den Motorstrang fest (siehe Bild 7.4). Soll der Strom in der

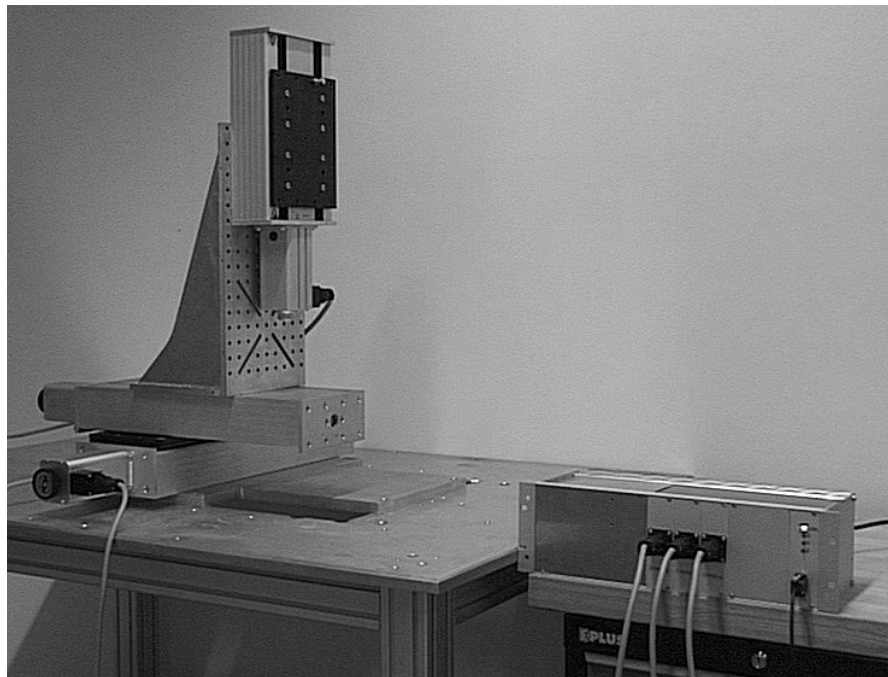


Bild 7.5: 3-Achsen-Positioniertisch und 19"-Gehäuse für Endstufen und Steuerung

Die Steuerung und die Endstufen sind in einem 19"-Gehäuse montiert. Die Schritt-

motoren befinden sich an den Stirnseiten der Doppelvorschubeinheiten (siehe Bild 7.5).

7.5 CAN-Bus A/D-Wandler

Der CAN-Bus Teil des A/D-Wandlers entspricht im Wesentlichen dem Aufbau der Steuerung (vgl. Bild 7.3), bestehend aus einem CAN-Bus Treiber, CAN-Bus Controller und einem Mikrocontroller. Hier wird jedoch der *8-bit*-Typ Atmel 89C2051 als Mikrocontroller verwendet.

Die vier Spannungen der Vierquadrantendiode werden von einem A/D-Wandler des Typs MAX 186 der Firma Maxim digitalisiert. Er besitzt eine Auflösung von *12 Bit*, acht Eingangskanäle und eine Abtastrate von *1 kHz*. Die maximale Eingangsspannung beträgt *4,096 V* und wird mittels eines Eingangsspannungsteilers auf *15 V* erweitert. Es können nur positive Spannungen vom A/D-Wandler verarbeitet werden.

Der Datenaustausch zwischen der Benutzerschnittstelle und dem CAN-Bus A/D-Wandler wird über ein Übertragungsprotokoll realisiert. CAN-IDs dienen wieder der Unterscheidung der Befehlsarten, die von dem CAN-Bus A/D-Wandler empfangen bzw. gesendet werden können. Nach Bedarf können bis zu acht Kanäle übertragen werden. Je Nachricht ist eine Übertragung von ein oder zwei Kanälen (Datenlänge *3* oder *6 Byte*) möglich. Im Versuchsaufbau werden die in der Tabelle 7.3 aufgeführten Empfangs- und Sendebefehle verwendet.

Tabelle 7.3: Empfangs- und Sendeprotokolle des CAN-Bus A/D-Wandlers

Nachricht	CAN-ID	Byte 1	Byte 2	Byte 3	Byte 4	Byte 5	Byte 6
Stop Convert	200 _{hex}	0hex					
Single Convert	200 _{hex}	01hex	Bit-Feld Kanäle				
Daten	208 _{hex}	Kanal a	8 LSB Kanal a	8 MSB Kanal a	Kanal b	8 MSB Kanal b	8 LSB Kanal b

7.6 Benutzerschnittstelle

Eine unter Visual C++ 6.0 programmierte Benutzerschnittstelle ermöglicht die Kommunikation mit der Steuerung und dem CAN-Bus A/D-Wandler (siehe Bild 7.6). Es können verschiedene Programme zum Bewegen einzelner Achsen der Positioniereinrichtung über definierte Verfahrenswege bis hin zum Abscannen eines Volumens für die Bestimmung einer 2½D-Topographie der Brennverschleißteile erstellt werden. Die Schrittweite ist individuell einstellbar. Es können neben Schrittweiten der Größe der Schrittauflösungen der einzelnen Achsen auch größere Schrittweiten gewählt werden, um höhere Messgeschwindigkeiten zu erreichen.

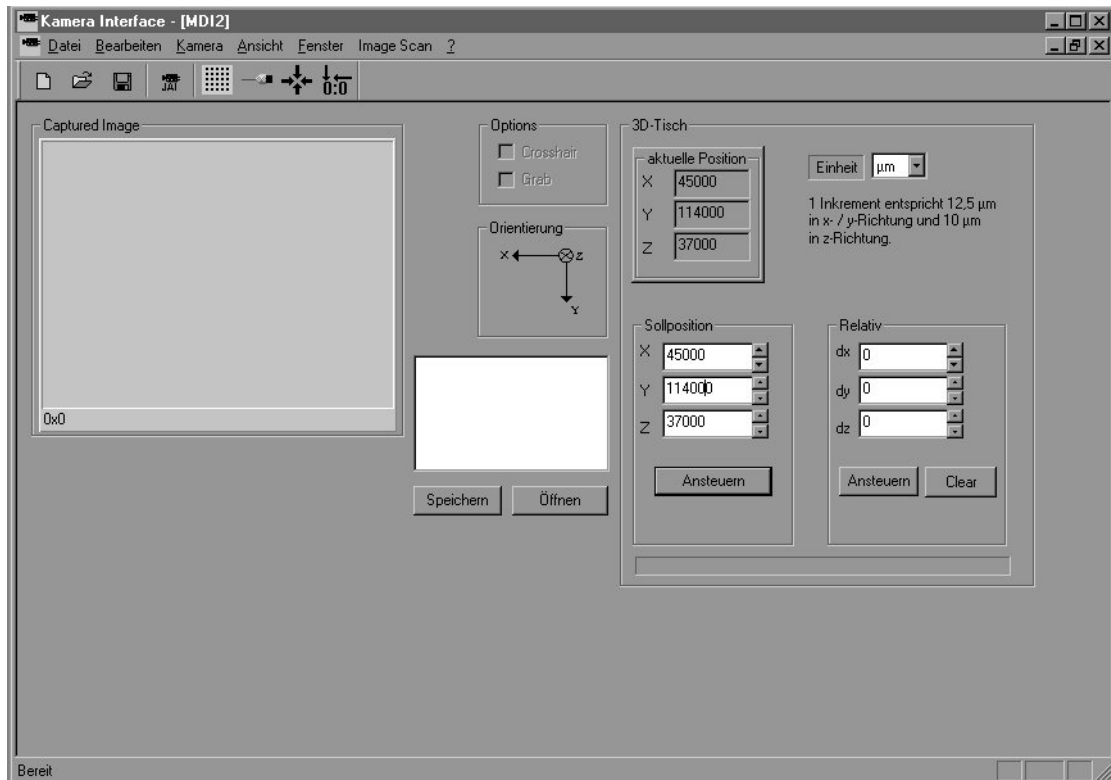


Bild 7.6: Benutzerschnittstelle

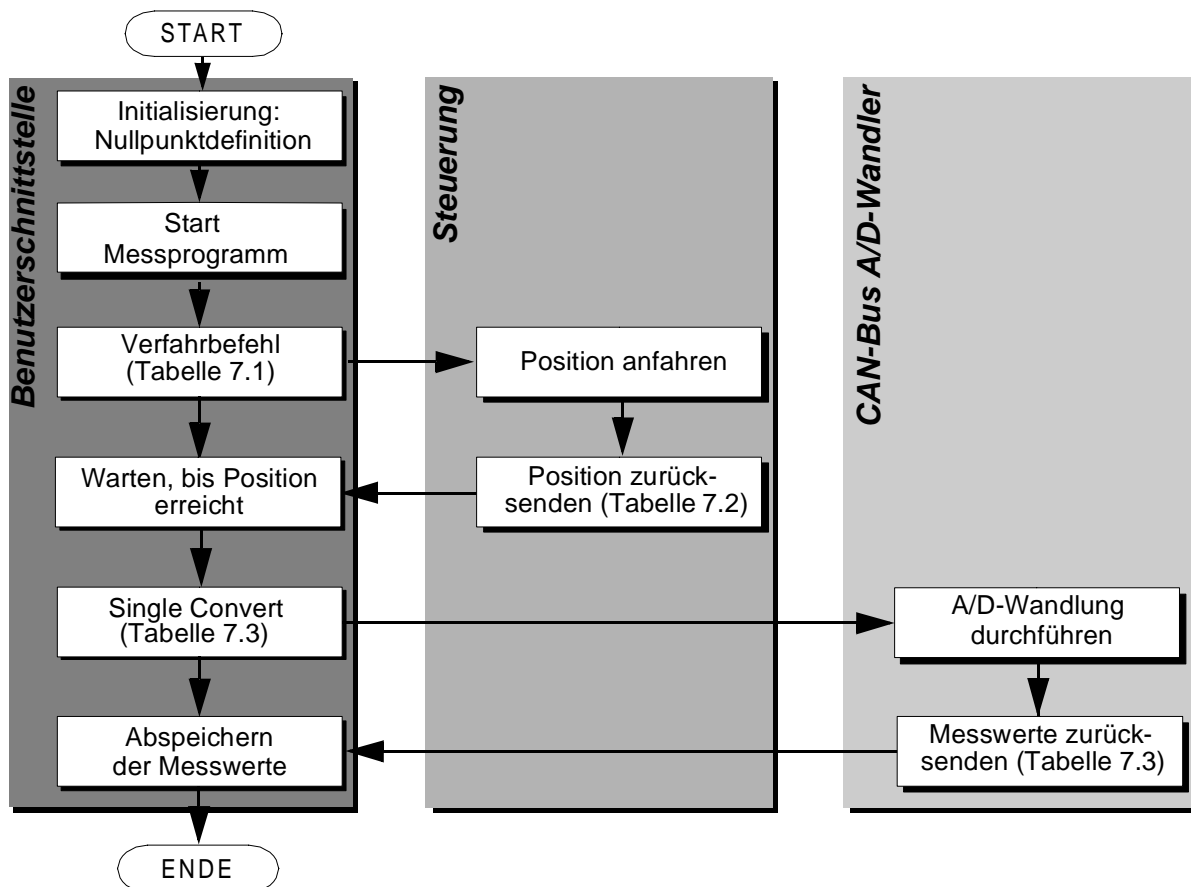


Bild 7.7: Programmablauf

Nach dem Programmstart wird zunächst eine Initialisierung der Achsen vorgenommen, d. h. jede Achse fährt einen Endschalter an, der ihre Nullposition definiert. Wird ein Messprogramm gestartet, so wird jeweils ein Verfahrbefehl an die Steuerung (vgl. Tabelle 7.1) versendet und auf die Quittierung der Steuerung in Form der neuen Position (vgl. Tabelle 7.2) gewartet. Anschließend wird der Befehl Single-Convert (vgl. Tabelle 7.3) an den CAN-Bus A/D-Wandler verschickt. Als Antwort erhält die Benutzerschnittstelle einen Datenstring mit den gemessenen Spannungen der vier einzelnen Quadranten. Diese Spannungswerte werden nacheinander zusammen mit den aktuellen Positionsdaten in einer Datei abgespeichert (siehe Bild 7.7).

7.7 Optischer Versuchsaufbau

Für die experimentelle Analyse eines optischen Makroskops wird das Mikrobank-System der LINOS Photonics AG ausgewählt. Es erlaubt die Realisierung von kompakten Messaufbauten als Zwei- und Vierstangensystem, die sich durch eine leichte Handhabung und hohe mechanische Stabilität auszeichnen. Außerdem ist es nahezu schwingungsfrei. Ein großes Sortiment gefasster Optiken bis zu Durchmessern von $31,5\text{ mm}$ sowie umfangreiches Zubehör sind erhältlich. Die mechanischen Komponenten des Mikrobanksystems, d. h. Stangenhalter, Aufnahmeplatten etc. werden auf einer Montageplatte der Größe $460 \times 300\text{ mm}$ verschraubt.

Die Grundlage für den Aufbau des optischen Makroskops mit einer Laserquelle bilden die theoretischen Analysen in Kapitel 5 und 6. Sie bilden die Spezifikation der als ideal angenommenen Strahlführungs- und -formungselemente. Die Umsetzung muss die Aberrationen realer optischer Bauelemente berücksichtigen. Darüber hinaus wird eine Halogenglühlampe als weitere Lichtquellen im Hinblick auf eine Reduzierung der durch Speckle verursachten Messunsicherheit geprüft. Dies erfordert einen geänderten optischen Aufbau im Vergleich zu dem mit einer Laserquelle.

7.7.1 Linsen

Die Auswahl der optischen Elemente erfolgt unter Berücksichtigung optimaler Abbildungseigenschaften, d. h. möglichst geringer Aberrationen (vgl. Abschnitt 4.4.2). Um eventuelle Reflexionen der einfallenden Strahlen auf den Linsen zu vermeiden, werden beschichtete Linsen ausgewählt. Reflexionen, speziell auf der Fokussierlinse, werden als Fehlergröße über den Strahlteiler auf den Detektor abgebildet. Die Beschichtung der Linsen mit einer Breitband-Antireflexschicht für den visuellen Wellenlängenbereich ($450\text{--}700\text{ nm}$) erhöht das Transmissionsvermögen auf über 99 %.

7.7.2 Lichtquellen

Unter dem Aspekt einer möglichst geringen, durch Speckle verursachten Messunsicherheit werden zwei unterschiedliche Lichtquellen hinsichtlich ihrer Eignung für die Messauf-

gabe analysiert. Sie unterscheiden sich in ihren Kohärenzlängen.

Eine Lichtquelle formt die ihr zugeführte Energie in Strahlungsenergie um. Grundsätzlich werden die Lichtquellen in thermische und Lumineszenzstrahler unterteilt. Zu den thermischen Strahlern gehört z. B. die als Lichtquelle ausgewählte Halogenglühlampe. Die thermischen Strahler sind dadurch gekennzeichnet, dass sie die ihnen zugeführte elektrische Energie zunächst in Wärmeenergie umformen, bevor die durch die Wärmebewegung schwingenden Atome Strahlungsenergie aussenden. Die Gesamtstrahlung einer Halogenlichtquelle setzt sich aus Einzelwellen zusammen, die von einer Vielzahl voneinander unabhängiger Einzelstrahler emittiert werden. Als Folge fluktuiert die Phase der Teilwellen räumlich wie auch zeitlich schnell, mit dem Resultat, dass der resultierenden Welle keine räumlich einheitliche oder zeitlich konstante Phase zugeordnet ist.

Lumineszenzstrahler wie Leucht- oder Laserdioden dagegen speichern die zugeführte Energie direkt als potentielle Energie und senden diese als Strahlung wieder aus. Sie ermöglichen hohe Strahlungsemission bis zu sehr großen Kohärenzlängen bei niedrigen Temperaturen. Die Kohärenzlängen unterschiedlicher Lichtquellen zeigt Tabelle 7.4.

Tabelle 7.4: Zeitliche Kohärenz verschiedener Lichtquellen [120], [62]

	$\Delta\nu$	l_c	$l_c/\Delta\nu$
weißes Licht	ca. $2 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$	ca. $1,5 \mu\text{m}$	ca. 3
Lumineszenzdiode, $\lambda = 626 \text{ nm}$	ca. $3,83 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$	$16 \mu\text{m}$	ca. 530
HeHe-Laser, frequenzstabilisiert, $\lambda = 633 \text{ nm}$	ca. $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$	ca. 60 m	ca. 10^8

Im Gegensatz zu einer Laserquelle, deren Licht sich nahezu parallel mit einem sehr kleinen Divergenzwinkel ausbreitet, sendet die Halogenglühlampe ihre Strahlung in den annähernd vollen Raumwinkel $4\pi \text{ sr}$ aus. Der Raumwinkel ist definiert als Quotient aus beleuchteter Fläche A einer um die Quelle gedachten Kugel und dem Quadrat ihres Radius ($\Omega = A/r^2$ in $\text{m}^2/\text{m}^2 = 1 \text{ sr}$). Die Aufgabe des optischen Versuchsaufbaus ist es, einen Großteil dieser emittierten Strahlung zu sammeln und auf einen möglichst kleinen Punkt zu fokussieren. Grundsätzlich gilt dies auch für eine Leucht- bzw. Lumineszenzdiode (kurz LED³⁾). Die von der LED emittierte Strahlung besitzt jedoch einen kleinen Divergenzwinkel. Entscheidend neben einer hohen Strahldichte $L = \Phi/(A\Omega)$ ⁴⁾ auf der Objektoberfläche ist eine geringe Spotgröße.

7.7.3 Versuchsaufbau mit Laserquelle

Als Laserquelle dient eine Laserdiode. Prinzipbedingt ist das aus einer Laserdiode austre-

3) Light Emitting Diode

4) (in $[W \cdot \text{sr} \cdot \text{m}^2]$, A ist die leuchtende Fläche)

tende Strahlenbündel divergent mit elliptischem Strahlprofil. Um eine Fokussierbarkeit zu einem sehr kleinen Durchmesser erreichen zu können, muss dieser Astigmatismus korrigiert werden. Darüber hinaus muss das Strahlenbündel geeignet kollimiert⁵⁾ werden.

Beim verwendeten Diodenlaser DS 670 der Firma LINOS Photonics AG (siehe Bild 7.8) mit der Wellenlänge $\lambda = 670 \text{ nm}$ sind Strahlkorrektur und Kollimator bereits im Gehäuse integriert, so dass das resultierende Strahlprofil rund ist. Seine Ausgangsleistung beträgt $0,9 \text{ mW}$ (typ.) bei einer Strahldivergenz von 5 mrad (typ.) und einem Strahldurchmesser am Ausgang von 3 mm . Der Diodenlaser emittiert annähernd linear polarisiertes Licht mit mehreren longitudinalen Moden, die mit einem Modenabstand von etwa $0,2 \text{ nm}$ jedoch nahe beieinander liegen. Aufgrund dieser Eigenschaft ist ein reduziertes Speckle-Rauschen zu erwarten.



Bild 7.8: Diodenlaser DS 670

Der Aufbau des Makroskops ist in Bild 7.9 dargestellt. Er entspricht dem in Abschnitt 5.1.1, Bild 5.1 dargestellten Modell. Die Achromate werden so orientiert, dass sich minimale sphärische Aberrationen ergeben (vgl. Abschnitt 5.4).

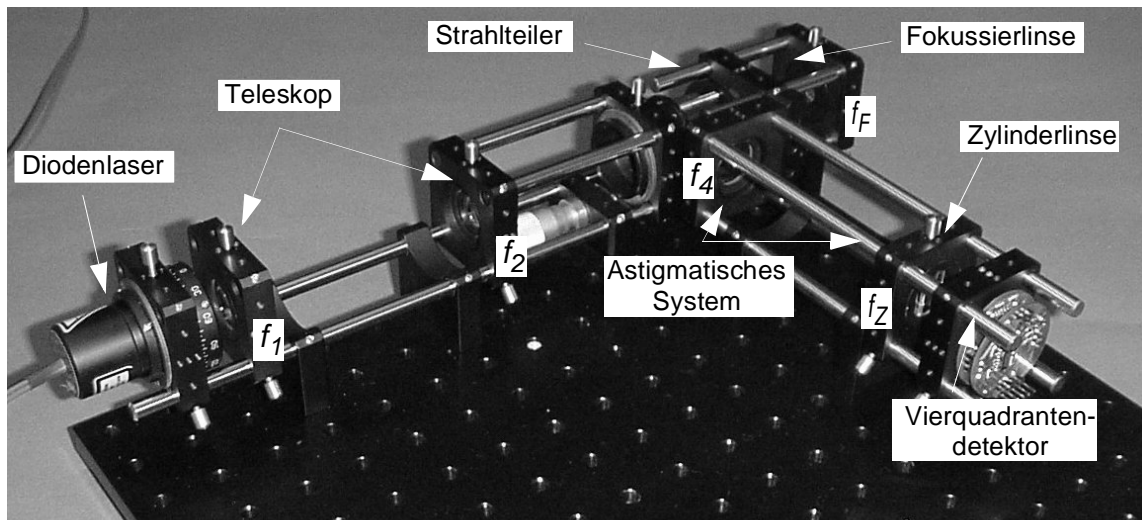


Bild 7.9: Optisches Makroskop mit Diodenlaser

Der Gaußsche Strahl des Diodenlasers wird im Sinne einer möglichst geringen Messunsicherheit zunächst mit einem Teleskop eingeeengt. Zur Untersuchung des Speckle-Verhaltens kann er durch Vertauschen der Linsen im Teleskop aufgeweitet werden. Anschließend wird er durch ein Strahlteilerprisma geführt. Dieses ermöglicht die Vereinigung von Beleuchtungs- und Beobachtungsstrahlengang. Der Winkel zwischen beiden Strahlengängen beträgt 0° . Vor der Objektfläche wird der Strahl anschließend von einer Sammellinse fokussiert. Der von der Werkstückoberfläche reflektierte Strahl wird

5) Erzeugung eines quasi-parallelen Lichtbündels.

von derselben Sammellinse wieder in Richtung der optischen Achse gebrochen. Er ist nur im Falle eines auf der Werkstückoberfläche fokussierten Spots kollimiert. Der Strahlteilerwürfel reflektiert den Strahl und lenkt ihn um 90° in Richtung des astigmatischen Systems ab. Die Parameter der optischen Komponenten des astigmatischen Systems bleiben für alle experimentellen Analysen unverändert: Es besteht aus einer Sammellinse der Brennweite $f_4 = 100 \text{ mm}$ und einer im Abstand ihrer Brennweite angeordneten Zylinderlinse der Brennweite $f_{\text{Zyl}} = 10 \text{ mm}$. Die Leistung des Strahls auf dem Vierquadrantendetektor, der sich im Abstand $d_{\text{zd}} = 20 \text{ mm}$ hinter der Zylinderlinse befindet, wird als Detektor-Differenz-Signal ausgewertet.

7.7.4 Aufbau mit einer Halogenlichtquelle

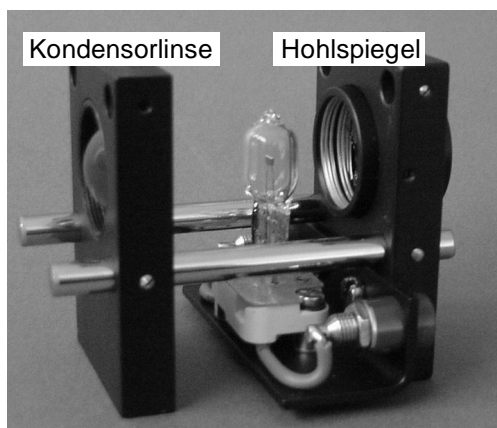


Bild 7.10: Halogenlichtquelle

Die Halogenlichtquelle besteht aus einer $50 \text{ W}/12 \text{ V}$ Halogenglühlampe, einem Vorderflächenhohlspiegel und einer asphärischen Kondensorlinse. Letztere weist minimale sphärische Aberrationen auf. Die asphärische Kondensorlinse bildet die für einen hohen lichttechnischen Wirkungsgrad notwendige hohe lampenseitige Apertur ohne störende Aberrationen in die Blende eines Objektivs ab. Der Vorderflächenhohlspiegel erhöht den lichttechnischen Wirkungsgrad, in dem auch zur Rückseite abgestrahltes Licht über den Kondensor abgebildet werden kann.

Im Versuchsaufbau mit Halogenglühlampe wird gegenüber dem Aufbau mit Laserquelle nur der Beleuchtungsstrahlengang vor dem Strahlteilerprisma geändert. Da sich das Licht einer Halogenglühlampe nur sehr schwierig kollimieren lässt, wird zur Erzeugung eines möglichst kleinen Lichtspots auf der Objektoberfläche eine sekundäre, annähernd punktförmige Lichtquelle in die Bildebene abgebildet. Diese wird als Lochblende realisiert, die in der Brennebene vor der ersten Sammellinse platziert ist. Das von der Halogenglühlampe ausgestrahlte Lichtbündel beleuchtet die Lochblende (siehe Bild 7.11).

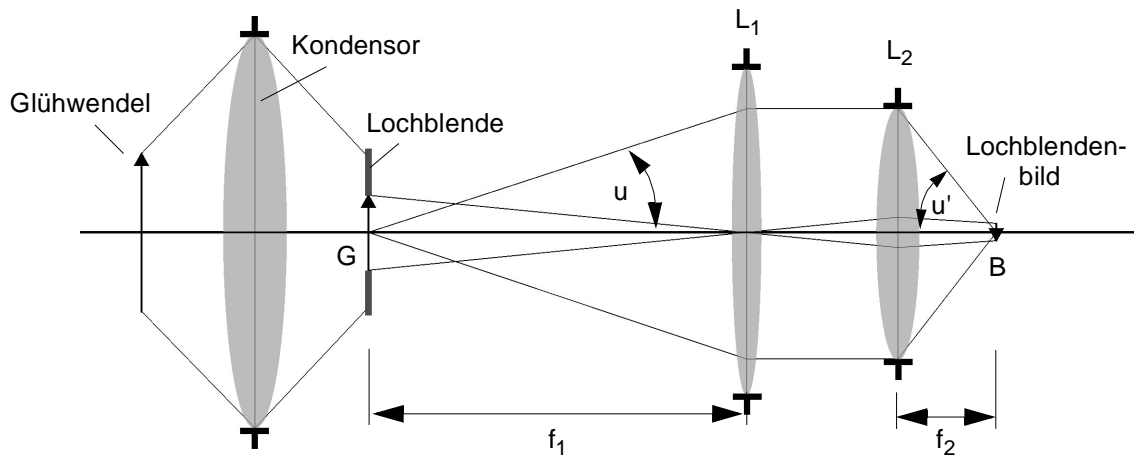


Bild 7.11: Schematischer Strahlengang der Abbildung einer Lochblende

Die Größe des Lochblendenbildes in der hinteren Brennebene der Linse L_2 berechnet sich gemäß

$$B = \frac{f_2}{f_1} G. \quad (7.1)$$

Die Größe des Bildes ergibt sich somit nur aus dem Brennweitenverhältnis beider Linsen. Neben dem erreichbaren Abbildungsmaßstab ist der halbe Öffnungswinkel des bildseitigen Lichtbündels u' von Interesse. Gemäß einem allgemeinen Prinzip der Optik [87] bleibt bei der optischen Abbildung das Produkt aus Raumwinkel und strahlender Fläche unverändert. Es gilt

$$G \cdot u = B \cdot u' \quad (7.2)$$

Zusammen mit Gleichung (7.1) ergibt dies für den bildseitigen halben Öffnungswinkel des Strahlenbündels

$$u' = \frac{f_1}{f_2} u \quad (7.3)$$

Der halbe Öffnungswinkel des bildseitigen Bündels vergrößert sich mit steigender Verkleinerung. Die Blende wirkt einerseits als Aperturblende, d. h. sie regelt den Lichtdurchfluss im Beleuchtungsstrahlengang, andererseits bestimmt die Blendengröße in Verbindung mit der abbildenden Optik die Spotgröße auf dem zu vermessenden Objekt. Eine kleine Blende bedeutet größere Lichtverluste, gleichzeitig fällt die Verkleinerung geringer aus, was der Abbildungsqualität zu Gute kommt. Als Rechenbeispiel wird zunächst eine Blende des Durchmessers $500 \mu m$ angenommen, die auf einen Spot der Größe $100 \mu m$ abgebildet wird. Die nötige Verkleinerung ist mit einem Linsenpaar der Brennweiten $f_1 = 100 \mu m$ und $f_2 = 20 \mu m$ realisierbar. Bündelbegrenzend wirkt in diesem Fall die Linse L_2 mit dem Durchmesser von $9 mm$. Es ergibt sich ein objektseitiger halber Öffnungswinkel von ca. $u = 2^\circ$. Daraus errechnet sich bei 5-facher Verkleinerung ein 5-

fach vergrößerter bildseitiger halber Öffnungswinkel von $u' = 10^\circ$. Gemäß den Randbedingungen aus dem Brenneraufbau (vgl. Abschnitt 5.1.2, Gleichung (5.1)) ergibt sich jedoch ein maximaler halber Öffnungswinkel von $u' = 8,3^\circ$. Somit ist es erforderlich, zwischen den Linsen eine Aperturblende, z. B. in Form einer Irisblende, einzufügen, die das parallele Lichtbündel zwischen den Linsen L_1 und L_2 auf einen Durchmesser von $5,8 \text{ mm}$ begrenzt. Diese Blende verändert nicht die Bildgröße, sondern verringert den Öffnungswinkel des bildseitigen Lichtbündels und gleichzeitig die durchgelassene Lichtleistung.

Die vorangegangenen Betrachtungen gehen davon aus, dass durch geeignete Linsenauswahl, d. h. Achromate, die Aberrationen minimiert werden. Neben bildverschlechternden sphärischen und chromatischen Aberrationen treten bei der Abbildung naturgemäß Beugungseffekte an den Linsenrändern bzw. der Blende auf, die zusätzlich die scharfe optische Abbildung verhindern.

7.7.5 Vierquadrantendetektor

Der Photodetektor muss für jede der verwendeten Lichtquellen eine hohe Empfindlichkeit aufweisen. Photodioden zeichnen sich durch hohe Detektivität, gute Empfindlichkeit und ausgezeichnetes dynamisches Verhalten aus. Im Gegensatz zur LED oder Laserdiode wird der pn -Übergang der Photodiode in Sperrrichtung betrieben. Im thermischen Gleichgewicht bildet sich eine ladungsträgerfreie Raumladungszone, die Sperrschicht aus. Die Bestrahlung dieser Sperrschicht bewirkt durch Photonenabsorption die Bildung von Elektronen-Loch-Paaren, die durch die Kraftwirkung des elektrischen Feldes in der Raumladungszone getrennt werden. Der bei Bestrahlung generierte Kurzschlussphotostrom I_F wird aus diesen generierten Elektronen-Loch-Paaren gebildet und ist daher proportional zur empfangenen Strahlungsleistung. Die Diodenspannung U_F ist über die Diodengleichung

$$I_F = I_S(e^{U_F/U_T} - 1) \quad (7.4)$$

logarithmisch von der Bestrahlungsstärke abhängig (I_S : Sperrstrom, U_T : Temperaturspannung, ca. 25 mV bei 300 K). Da eine lineare Abhängigkeit des Ausgangssignals von der Bestrahlungsstärke wichtig ist, wird jede Photodiode des Detektors im Kurzschluss betrieben (siehe Bild 7.12). Die geforderte spektrale Empfindlichkeit im visuellen Bereich erfüllt ein Silizium-Vierquadrantendetektor.

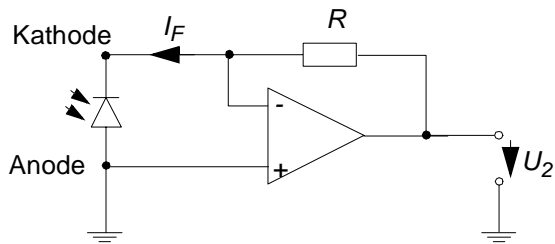


Bild 7.12: Photodiode mit Strom-Spannungswandler

Der Photostrom jeder einzelnen Photodiode wird über einen Operationsverstärker in eine dem Strom proportionale Spannung konvertiert. Es handelt sich hierbei um eine stromgesteuerte Spannungsquelle. Durch die Wahl eines Operationsverstärkers mit gegenüber dem Photostrom vernachlässigbarem Eingangsstrom ergibt sich die Ausgangsspannung zu $U_2 = -RI_F$.

Die aus der Schaltung resultierende negative Ausgangsspannung wird über einen Spannungsinverter (spannungsgesteuerte Spannungsquelle) in die für den A/D-Wandler benötigte positive Spannung umgewandelt.

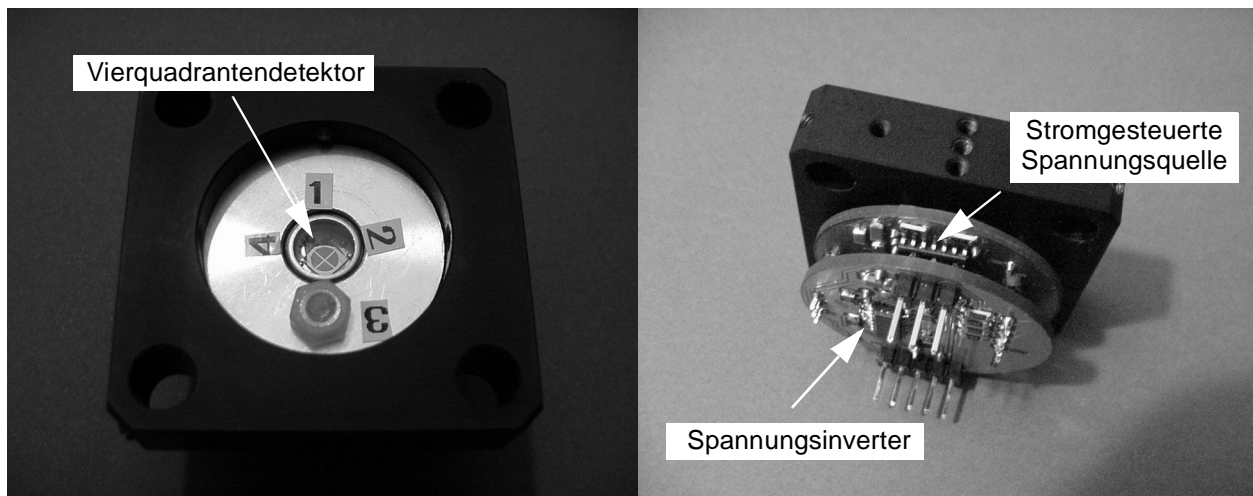


Bild 7.13: Aufbau des Vierquadrantendetektors

8 Experimentelle Ergebnisse

8.1 Optisches Makroskop mit Laserdiode

8.1.1 Bestimmung der lateralen Auflösung

Zunächst wird die Fokussierbarkeit des Diodenlasers *DS670* analysiert, aus der die laterale Auflösung bestimmt werden kann. Hervorgerufen durch Defekte der Halbleiterkavität der Laserdiode sowie den Astigmatismus und/oder sphärische Aberrationen der Korrekturlinsen ist der Laserstrahl nicht perfekt beugungsbegrenzt. Daraus resultiert eine schlechtere Fokussierbarkeit. Je mehr ein Strahl dem perfekten beugungsbegrenzten TEM_{00} -Mode entspricht, desto besser kann der Strahl auf einen kleinen Punkt fokussiert werden.

Der dimensionslose Parameter M^2 , definiert in der ISO 11146 [66], charakterisiert den Grad der Abweichung des realen Laserstrahls vom theoretischen Ideal. M^2 ist definiert als das Verhältnis der Divergenz des realen Strahls zu der des theoretischen Ideals gleicher Strahltaile. Ein perfekter Laser besitzt den Wert $M^2 = 1$. Allgemein gilt [100]

$$M^2 = \frac{\pi w_0}{\lambda z} \sqrt{\left(\frac{2w(z)}{2w_0}\right)^2 - 1}.$$

Ein für die Messung von M^2 geeignetes System muss gemäß obiger Gleichung in der Lage sein, die Strahltaile und den Strahlradius $w(z)$ über einen größeren Bereich von z zu bestimmen. Für eine genaue Bestimmung des Durchmessers der Strahltaile sowie des Divergenzwinkels sind die Messungen innerhalb des Bereiches $0,5 \leq |z/z_R| \leq 2,0$ durchzuführen. Da die Rayleigh-Länge z_R nicht in jedem Fall bekannt ist, muss sie zunächst durch eine Messung bestimmt werden. Eine nachfolgende Messung kann dann in dem definierten Bereich durchgeführt werden, um eine hohe Genauigkeit zu erreichen.

Die M^2 -Messung wird mit einem BeamScope-Strahlanalysator der Firma DataRay Inc. [100] unter Berücksichtigung der o. a. Bedingungen durchgeführt. Das Intensitätsprofil wird in zwei senkrecht zueinander angeordneten Ebenen bestimmt, wodurch asymmetrische und astigmatische Laserstrahlen vermessen werden können. Ein mittels Schrittmotor angetriebener Schlitten verfährt eine fokussierende Linse senkrecht zur Ebene des Messkopfes. In jedem Schritt wird die Intensitätsverteilung des Strahls in den zwei Strahlenebenen gemessen. Aus der Intensitätsverteilung wird der Strahldurchmesser bestimmt. Die Ergebnisse der Messungen werden vom Auswerteprogramm des BeamScope-Strahlanalysators graphisch dargestellt (siehe Bild 8.1).

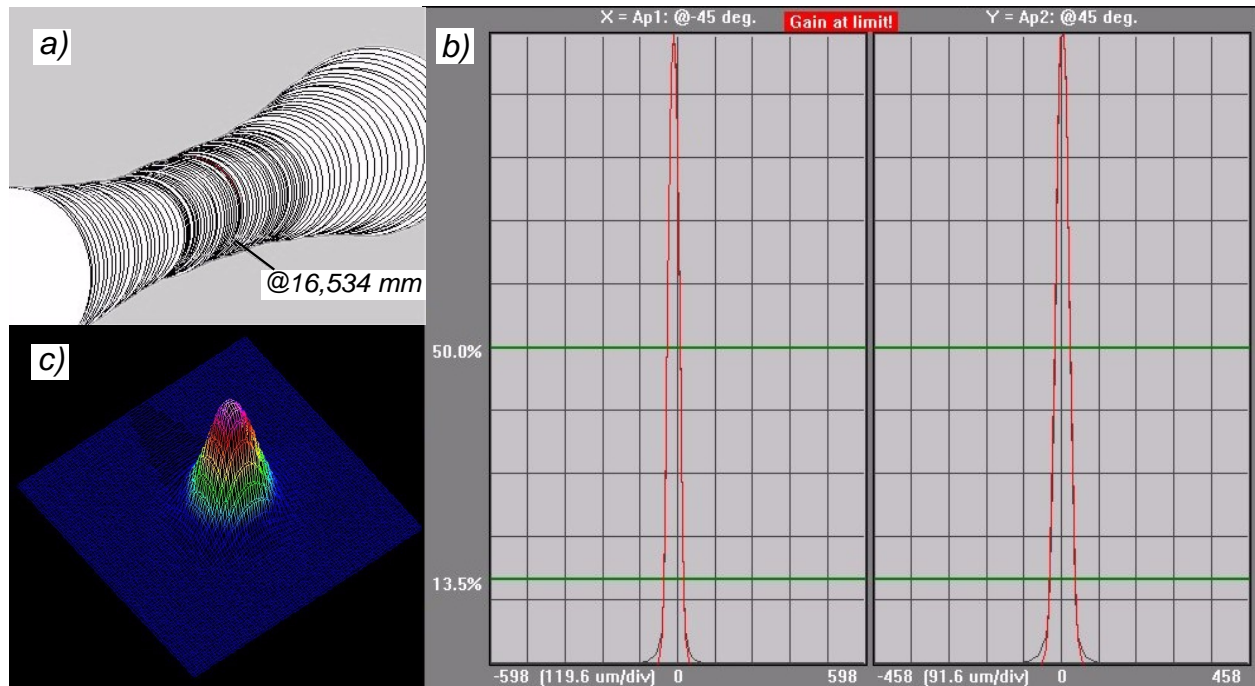


Bild 8.1: a) Einhüllende des Laserstrahls $2w(z)$, b) Intensitätsprofil in der x- und y-Ebene des Strahls und c) Intensitätsverteilung am Ort der Strahltaile

Deutlich zu erkennen ist das Gaußprofil des Laserstrahls, das nur für sehr kleine Intensitäten weit unterhalb der $1/e^2$ -Linie vom idealen Gaußprofil (siehe rote Kurve in Bild 8.1 b) abweicht. Das Ergebnis der Messung ist $M_{xz}^2 = 1,708 \pm 0,039$, $M_{yz}^2 = 1,714 \pm 0,292$.

Der Strahl weist somit ein relativ hohes M^2 auf, woraus eine schlechtere Fokussierbarkeit resultiert. Die reale Strahltaile errechnet sich durch Multiplikation des theoretischen Wertes mit dem ermittelten Faktor $M^2 \approx 1,7$. Bezogen auf den in der theoretischen Analyse bestimmten optimierten Aufbau eines optischen Makroskops ergibt sich demnach ein lateraler Auflösungsabstand auf dem Objekt von ca. $9,52 \mu m$.

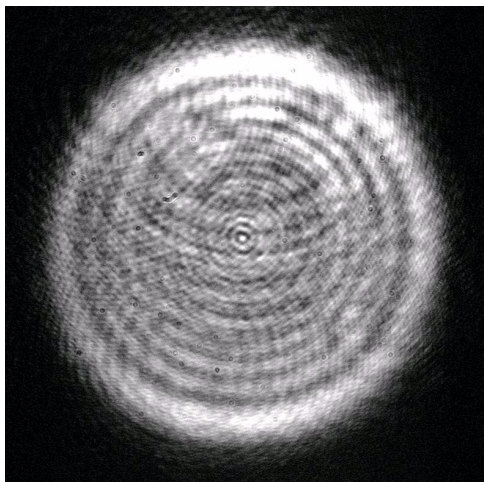


Bild 8.2: Intensitätsverteilung im Fernfeld

Die Ursache für die im Vergleich zur theoretischen Analyse verminderte Strahlqualität sind die grundsätzlich schlechteren geometrischen Eigenschaften einer Halbleiterkavität sowie Beugungseffekte an den begrenzten Aperturen der Strahlkorrekturlinsen. Letztere äußern sich als Interferenzstreifen in der Intensitätsverteilung in größerer Entfernung vom Laser (siehe Bild 8.2). Die durch Beugung des kohärenten Laserlichts an den Linsenbegrenzungen hervorgerufenen Interferenzstreifen sind deutlich erkennbar. Grundsätzlich lässt sich dieses Problem durch Verwendung von Linsen mit größeren Durchmessern verringern bzw. vermeiden.

8.1.2 Analyse des Speckle-Verhaltens

Das Speckle-Verhalten wird mit zwei unterschiedlichen Linsenkombinationen analysiert. Zunächst wird der Versuchsaufbau aus Bild 7.9 mit Linsen der Brennweiten $f_1 = 30 \text{ mm}$, $f_2 = 60 \text{ mm}$, $f_F = 20 \text{ mm}$, $f_4 = 30 \text{ mm}$ und $f_{\text{Zyl}} = 10 \text{ mm}$ aufgebaut. Anstatt des Vierquadrantendetektors wird im Abstand von 20 mm hinter der Zylinderlinse weißes Papier platziert. Als beleuchtete Objektoberfläche dient eine Kupferplatte. Die auf dem Papier entstehende Intensitätsverteilung wird von einer CCD-Kamera, ausgestattet mit einem Makro-CCD Objektiv, aufgenommen. Die Messeinrichtung wird dabei sukzessive in $100 \mu\text{m}$ -Abständen in z-Achsenrichtung verfahren. Dabei wird jeweils die entstehende Intensitätsverteilung als Bild aufgenommen und abgespeichert. Das Resultat ist als Bildfolge in Bild 8.3 dargestellt. Der Abstand Null entspricht einem auf der Kupferplatte fokussierten Laserspot.

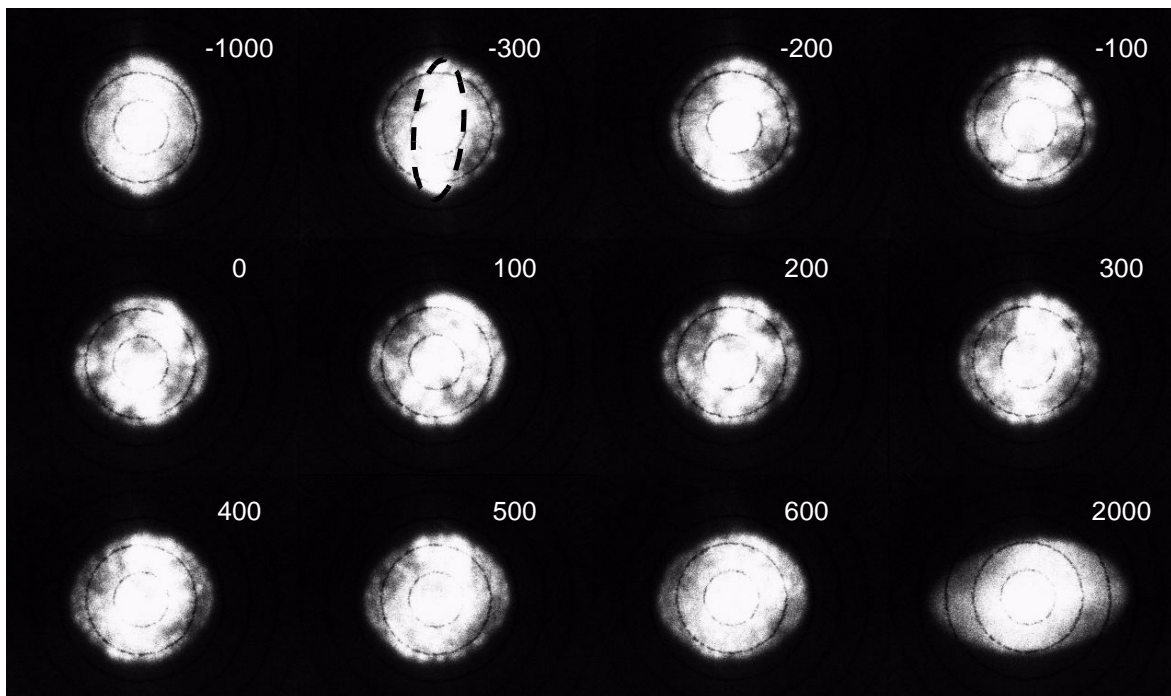


Bild 8.3: Intensitätsverteilung für unterschiedliche Abstände in Mikrometern zwischen der Fokusebene des Makroskops und der Kupferplatte

Erkennbar ist, dass die mittlere Speckle-Größe dann am größten ist, wenn der Lichtspot auf der Kupferplatte fokussiert ist (Abstand 0 in Bild 8.3). Darüber hinaus fällt auf, dass auch bei größeren Spotdurchmessern auf der Kupferplatte trotz nicht mehr erkennbarer Speckle eine uneinheitliche Intensitätsverteilung existiert (in Bild 8.3 gekennzeichnet durch gestrichelte Ellipse, Abstand $-300 \mu\text{m}$), die erst bei fokussiertem Spot verschwindet. Die Ursache sind makroskopische Fehler in Form von Kratzern auf der Kupferplatte. Derartige deterministische Oberflächenstrukturen bilden sich als helle, linienförmige Intensitätsverteilung auf dem Detektor ab.

Im Falle von hoch reflektierenden Oberflächen führen diese Strukturen zu Messfehlern,

die weit oberhalb der ermittelten, durch Speckle verursachten Messunsicherheit liegen können.

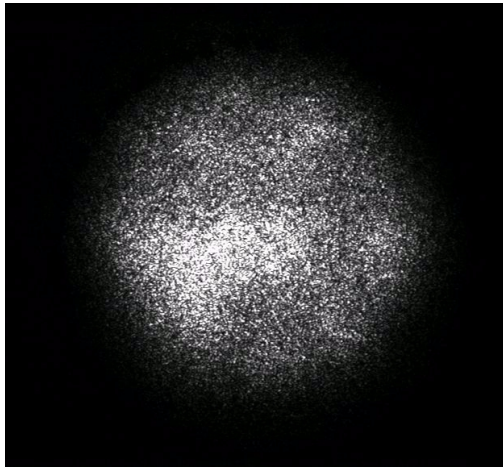


Bild 8.4: Speckle-Bild für Linsen-kombination aus theoretisch ermittelten Werten

Im Vergleich zu dieser Linsenkombination wird das Spotbild bei fokussiertem Laserspot auf der Kupferplatte und Verwendung der in der theoretischen Analyse ermittelten Linsenkombination mit den Brennweiten $f_1 = 60 \text{ mm}$, $f_2 = 30 \text{ mm}$, $f_F = 20 \text{ mm}$, $f_4 = 100 \text{ mm}$ und $f_{Zyl} = 10 \text{ mm}$ aufgenommen. Durch die in der theoretischen Analyse ermittelten Werte ergibt sich eine deutlich homogenere Intensitätsverteilung im Speckle-Feld. Darüber hinaus verkleinert sich der mittlere Speckle-Durchmesser (siehe Bild 8.4).

Genauere Aussagen hinsichtlich der Messunsicherheit lassen sich nur aus Messungen ableiten. Bei unveränderten Brennweiten der Fokussierlinse

und des astigmatischen Systems wird der Laserstrahl über zwei unterschiedliche Linsen-kombinationen im Makroskop:

- a) auf den doppelten Durchmesser aufgeweitet ($30-60-20-100-10$)¹⁾ und
- b) auf die Hälfte seines Durchmessers eingengt ($60-30-20-100-10$).

Das Detektor-Differenz-Spannungssignal der vier Quadranten $(U_1 + U_3) - (U_2 + U_4)$ wird in den Messungen zusätzlich normiert (ΔU_n). Die Summe der Detektor-Lichtströme $\Phi_1 + \Phi_3 + \Phi_2 + \Phi_4$ repräsentiert die gesamte, von der Objektoberfläche reflektierte Lichtleistung. Die Normierung des Messsignals bezüglich der reflektierten Lichtintensität reduziert die Empfindlichkeit der Messungen gegenüber Kontrastschwankungen auf der Objektoberfläche, die z. B. durch Rußablagerungen verursacht werden.

Gemäß der Theorie sollte die Aufweitung des Strahls mit einer Vergrößerung des mittleren Speckle-Durchmessers und damit einer Vergrößerung des rms-Fehlers des Lichtstromes verknüpft sein.

Den Messungen und der Bestimmung der longitudinalen Messunsicherheit liegt die punktförmige Abtastung eines lateralen Rasters von insgesamt 121 Punkten (11 je Achse) auf einer ebenen Kupferplatte zu Grunde. Die Punkte sind im Abstand von $250 \mu\text{m}$ angeordnet. Die z-Achse durchfährt einen Messbereich von 1 mm . Zu bemerken ist, dass die derart bestimmte Messunsicherheit auch einen experimentell ermittelten, reproduzierbaren Positionierungsfehler der motorischen z-Achse von maximal $10 \mu\text{m}$ beinhaltet. Die Messunsicherheit des optischen Makroskops ist somit geringer als der gemessene Wert.

1. Entsprechend den Brennweiten $f_1-f_2-f_F-f_4-f_{Zyl}$

In Bild 8.5 wird die erwartete Reduktion der Speckle durch die mit einer Strahleinengung einhergehende Verringerung des mittleren Speckle-Durchmessers deutlich.

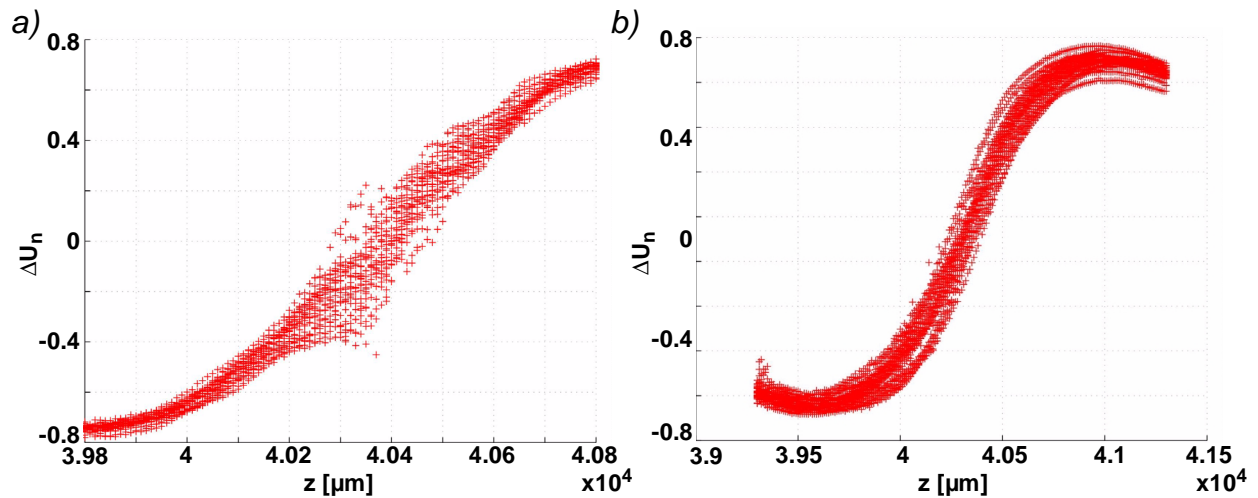


Bild 8.5: Schwankungen des Messsignals bei a) aufgeweitetem und b) eingengtem Strahl

Im normierten Differenz-Spannungssignal mit eingengtem Strahl sind die durch Speckle verursachten Signalschwankungen deutlich reduziert. Auch die einzelnen Spannungssignale der Quadranten zeigen das gleiche Verhalten (Bild 8.6 a) und b)).

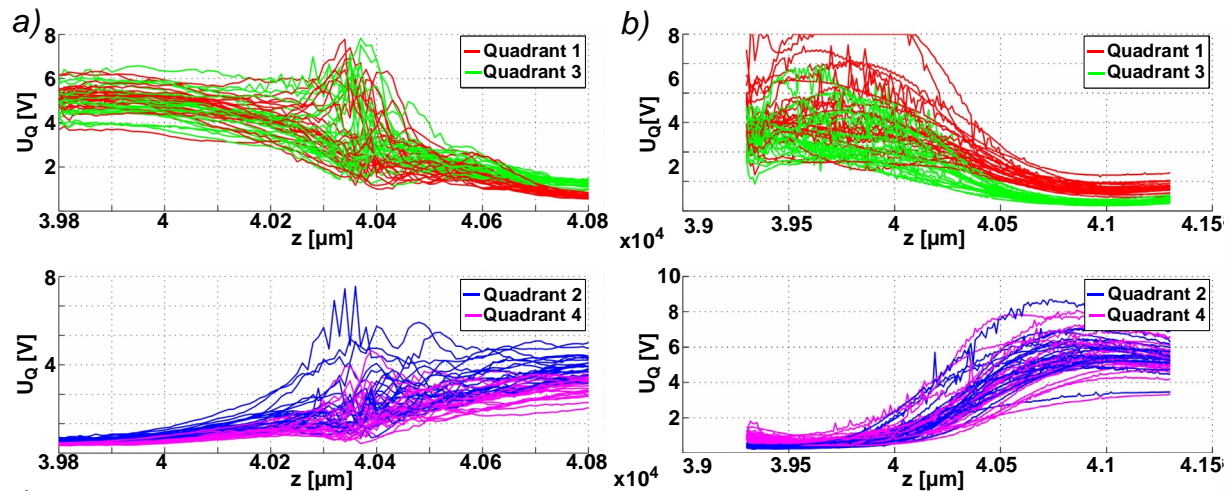


Bild 8.6: Einzelne Spannungen der Quadranten bei a) aufgeweitetem und b) eingengtem Strahl

Die Ergebnisse jeder Messung sind, bedingt durch den Einsatz der von einem Schrittmotor angetriebenen z-Achse, diskrete Werte mit der longitudinalen Auflösung von maximal $10 \mu m$. Zur Ermittlung der longitudinalen Messunsicherheit und zur Bestimmung der Oberflächentopographie muss jeweils der exakte Nulldurchgang jeder Messkurve bestimmt werden.

8.1.3 Longitudinale Messunsicherheit δz

Zur Ermittlung der Nulldurchgänge können die diskreten Spannungsmesswerte der Messkurven durch Polynome approximiert werden.

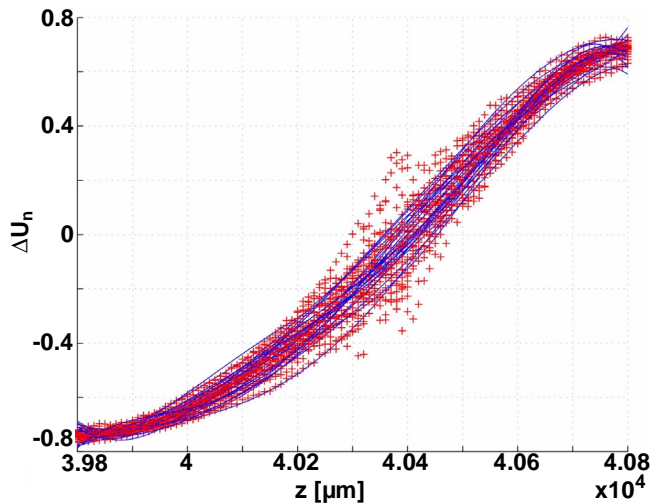


Bild 8.7: *Filterung der durch Speckle verursachten Fehlerschwankungen durch Polynominterpolation*

Aus der theoretischen Analyse ist bekannt, dass das Detektor-Differenzsignal hinreichend genau durch ein Polynom fünfter Ordnung beschrieben werden kann. Die Ermittlung der Koeffizienten dieser Polynome wird mittels der Regressionsrechnung durchgeführt [9]. Da die Anzahl m der Paare mit den Messwerten $(z_p, \Delta U_p)$ sehr viel größer ist als der Grad der die Messkurve annähernden Polynome n , können mittels der Regression Fehlerschwankungen herausgefiltert werden (siehe Bild 8.7). Bei starken Messwertschwankungen ergibt sich ein mittlerer quadratischer Fehler von $0,54$ bzw. ein Bestimmtheitsmaß von $0,988$.

Durch die Interpolation wird zudem eine deutlich höhere longitudinale Auflösung des Messsystems ermöglicht, die anderenfalls der Schrittauflösung der z -Achse von $10 \mu m$ entspricht. Darüber hinaus kann die Schrittweite in z -Richtung im Sinne einer Geschwindigkeitserhöhung der Messung auf $50 \mu m$ vergrößert werden, ohne die longitudinale Auflösung zu verschlechtern.

Für die Linsenkombination im Makroskop 30-60-20-100-10 ergibt sich theoretisch bei normiertem Detektor-Differenz-Signal die Inverse der Kennliniensteigung $\partial z(\Delta \Phi_n) / \partial \Delta \Phi_n = 0,3297 \text{ mm}$, der normierte rms-Fehler des Lichtstromes $0,396$ und somit die Messunsicherheit $\delta z = 130 \mu m$. Dies entspricht dem erwarteten Wert gemäß der Spannungsschwankungen in Bild 8.7. Aus den Messungen wird für die Linsenkombination 30-60-20-100-10 der Wert $\delta z = 38,84 \mu m$ ermittelt, gegenüber dem theoretisch berechneten Wert eine Verringerung auf circa ein Drittel. Durch Einengung des Strahls auf die Hälfte seines Durchmessers (Linsenkombination 60-30-20-100-10) ergibt sich der theoretische Wert der Messunsicherheit $\delta z = 32,57 \mu m$. Auch für die optimierte Linsenkombination kann durch Polynomapproximation eine leichte Reduktion gegenüber dem theoretischen Wert auf $\delta z = 26,61 \mu m$ erzielt werden. Die aus der Messung ermittelte Messunsicherheit stimmt gut mit dem theoretisch berechneten Wert überein.

Das Teleskop für die Strahlaufweitung bzw. -einengung besteht aus den beiden Linsen $f_1 = 60 \text{ mm}$ und $f_2 = 30 \text{ mm}$. Wird nun die erste Linse im Teleskop verschoben, so dass der bildseitige Brennpunkt der ersten Linse nicht mehr mit dem objektseitigen

Brennpunkt der zweiten Linse zusammenfällt²⁾, erreicht die Fokussierlinse entweder ein Strahlenbündel mit einem im Vergleich zum fokussierten Teleskop vergrößerten oder verkleinerten Öffnungswinkel. Zur Berücksichtigung einer Strahldivergenz– bzw. konvergenz im Modell für die Bestimmung der theoretischen Messunsicherheit wird die Berechnung des Speckle-Durchmessers vollständig in die Simulation integriert.

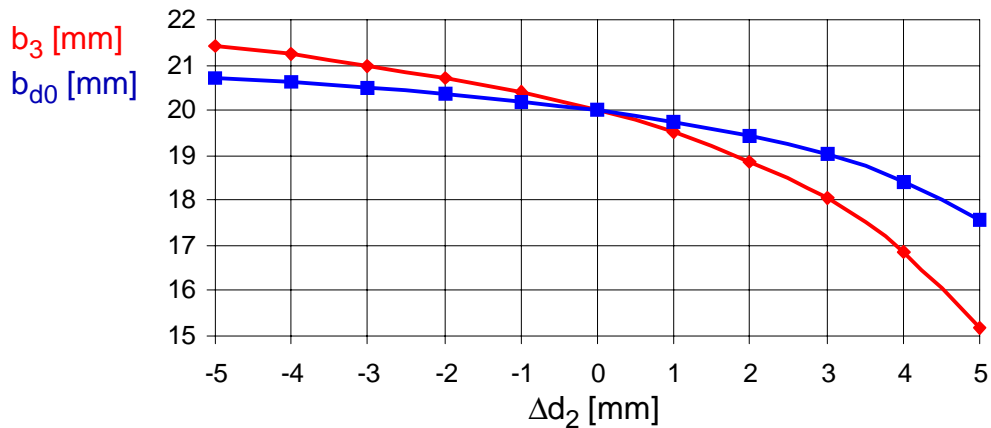


Bild 8.8: Einfluss der Defokussierung: Lage der Strahltaile b_3 und Kennliniennulldurchgang b_{d0}

Die Simulationsergebnisse zeigen, dass der Nullpunkt der Kennlinie bei einer Defokussierung des Teleskops nicht mehr mit der Lage der Strahltaile zusammenfällt (siehe Bild 8.8). Demnach verändert sich der Durchmesser des Spots auf der zu vermessenden Oberfläche während des Nulldurchgangs der Kennlinie.

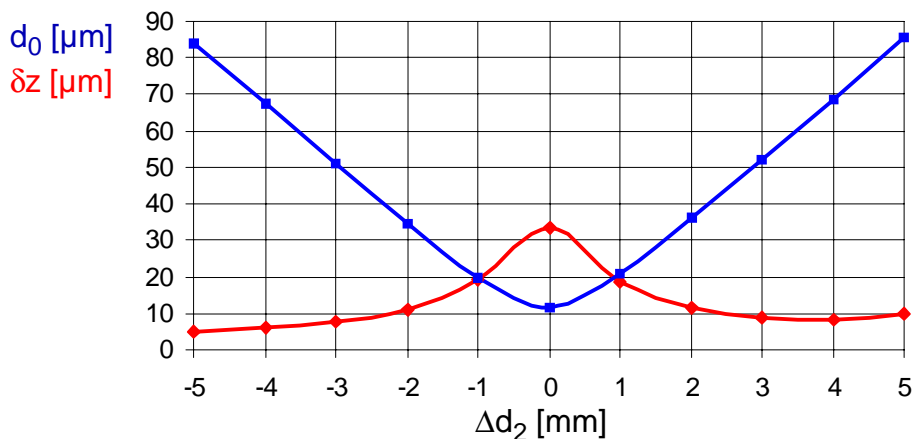


Bild 8.9: Einfluss der Defokussierung: Spotdurchmesser d_0 , Messunsicherheit δz

Der Durchmesser d_0 erreicht für Veränderungen der Linsenabstände im Teleskop um ± 5 mm bereits sehr große Werte, so dass die laterale Auflösung verringert wird. Der mittlere Speckle-Durchmesser auf dem Detektor und damit rms-Fehler des Lichtstroms verkleinern sich hierdurch jedoch erheblich. Die daraus resultierende theoretische Messunsicherheit kann für eine Veränderung der Linsenabstände um ± 4 mm auf Werte

2. Nur für den Abstand von $d_2 = 90$ mm fallen beide Brennpunkte zusammen.

von $6 - 8 \mu\text{m}$ vermindert werden. Der Einfluss des Speckle-Rauschens kann folglich signifikant verringert werden.

In den Messsignalen, dargestellt in Bild 8.10, sind nahezu keine durch Speckle verursachten Signalschwankungen erkennbar.

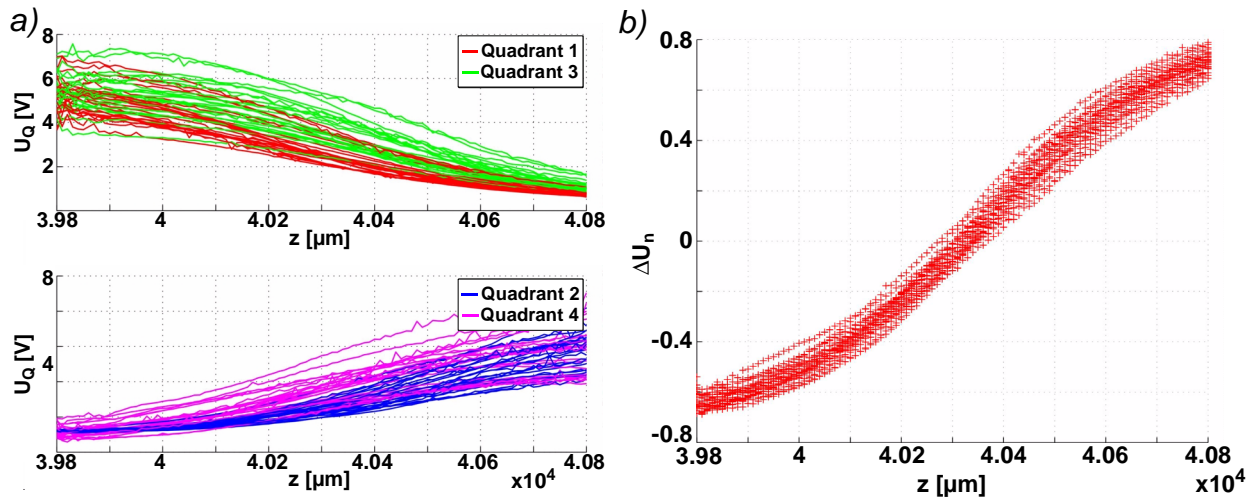


Bild 8.10: Minimierte Schwankungen der Messsignale durch Defokussierung des Teleskops

Aus der Vermessung der Kupferplatte wird für die Messunsicherheit der Wert von $15,89 \mu\text{m}$ ermittelt (siehe Bild 8.11). Die Messunsicherheit des Makroskops bewegt sich somit im Bereich des experimentell ermittelten, reproduzierbaren Positionierungsfehlers der z-Achse von $\pm 10 \mu\text{m}$.

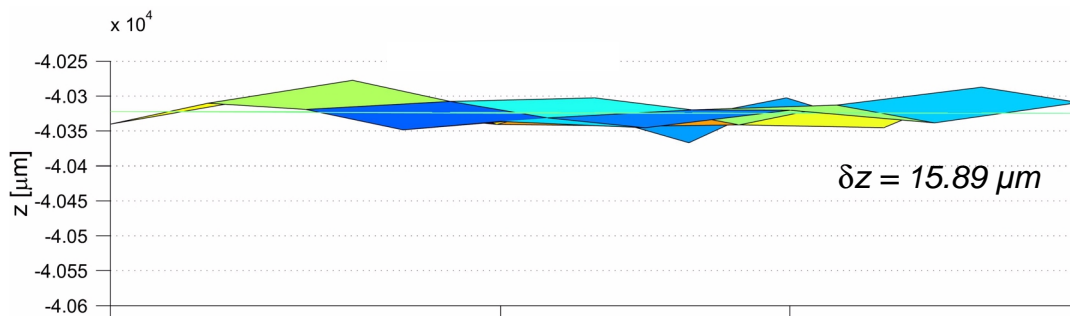


Bild 8.11: Höhenwerte aus der Vermessung einer ebenen Kupferplatte

Die Rückkopplung eines Teils der emittierten Laserstrahlung in die Halbleiterkavität sowie der Betrieb der Laserdiode unterhalb der Lasingschwelle zur Reduktion der zeitlichen Kohärenz verringern die Laserausgangsleistung und damit die Intensität auf der Objektfläche auf so geringe Werte, dass auf dem Detektor kein auswertbares Messsignal vorhanden ist.

8.1.4 Vermessung unterschiedlich stark verschlissener Düsen und Elektroden

Die Linsenkombination 60-30-20-100-10 wird für die Bestimmung der Oberflächentopographie von unterschiedlichen Düsen und Elektroden eines Flachelektrodenbrenners verwendet. Zur Reduktion des Speckle-Einflusses wird die erste Linse der Strahlaufweitung des optischen Makroskops geringfügig um 2 mm verschoben, so dass der Strahl vor der Fokussierlinse leicht konvergiert. Die Vermessung eines Flachelektrodenbrenners gestaltet sich durch die Geometrie des Düsenkanalaustritts schwieriger als bei einem Spitzelektrodenbrenner, d. h. es wird eine höhere Anforderung an das Vermessungssystem gestellt. Im Gegensatz zu dessen flacher Düsenstirnfläche besitzt der Flachelektrodenbrenner eine abgerundete Düsenstirngeometrie mit einem schmalen Absatz am Düsenkanalende. Die Topographie an diesem Absatz muss vermessen werden, um eine Aufweitung des Düsenkanals erkennen zu können. Darüber hinaus wird eine verschlissene Elektrode eines Flachelektrodenbrenners im Bereich des Hafniumstiftes vermessen.

Vergleich mit dem Messergebnis eines industriellen Sensors

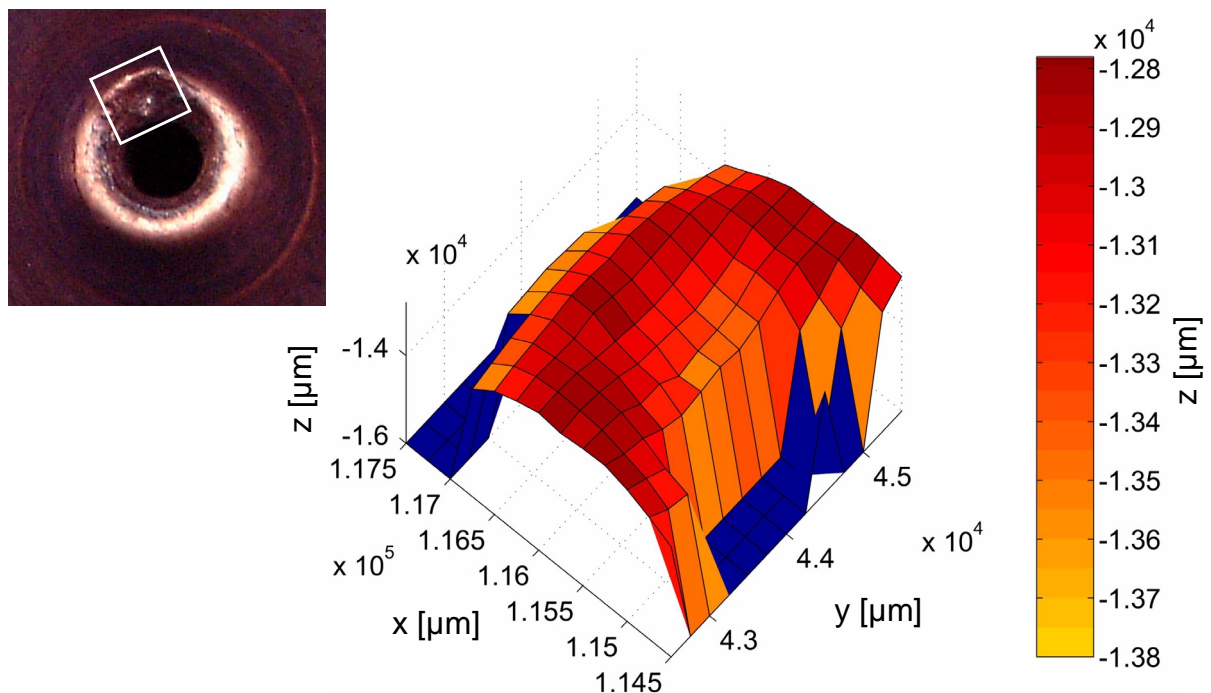


Bild 8.12: Vermessung eines Ausschnitts der Düsenstirnfläche

Zunächst wird das in Bild 8.12 gezeigte Düsensegment mit dem optimierten optischen Makroskop vermessen. Dieser Ausschnitt weist eine extreme Einkerbung an der Düsenstirnfläche auf. Aus der farbcodierten Höhenkarte geht hervor, dass zwischen dem tiefsten Punkt der Einkerbung und dem Rand des Ausschnitts eine Höhendifferenz von $900 \mu\text{m}$ besteht.

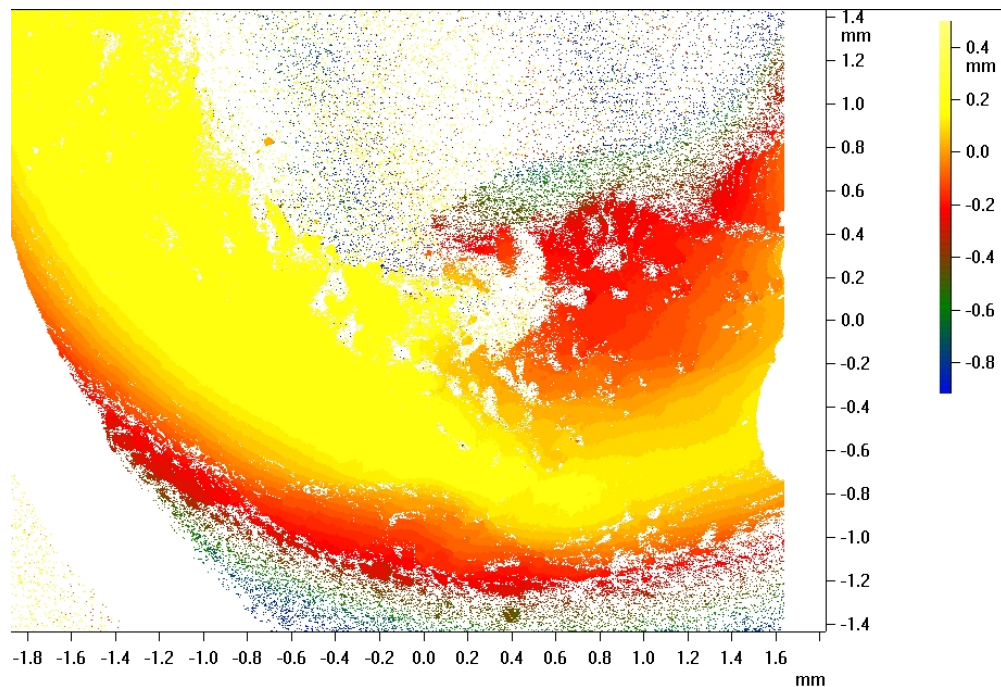


Bild 8.13: Vermessung des Düsenausschnitts mittels MikroCAD

Als Vergleich dient ein optischer 3D-Messplatz (MikroCAD) der OMECA Messtechnik GmbH [44], eine Kombination eines konventionellen Stereo-Zoom-Mikroskops mit einer angekoppelten mikroskopischen Streifenprojektionseinrichtung. Es handelt sich um ein flächenhaft messendes Triangulationsverfahren. Das Streifenmuster wird von einem Projektor auf LCD-Basis unter einem Winkel von 45° auf das zu vermessende Objekt projiziert. Das Muster wird von einer CCD-Kamera aufgenommen, die senkrecht auf das zu vermessende Objekt gerichtet ist. Das Messfeld hat die Größe $3,8 \times 2,9 \text{ mm}$. Die Messunsicherheit ist mit $\varnothing 5 \mu\text{m}$ angegeben.

Der tiefste Punkt der Einkerbung und die extremen Ansträgungen der Düsenkanalmündung werden von dem Messsystem MikroCAD nicht mehr vollständig erfasst (siehe Bild 8.13). Es sind nur noch vereinzelt Messpunkte zu erkennen, deren Tiefe gemäß der dunkelgrünen Farbdarstellung im Bereich der Einkerbung $-0,5 \text{ mm}$ beträgt. Somit ergibt sich auch hier wieder eine Höhendifferenz zwischen dem tiefsten Punkt der Einkerbung und der Düsenkanalstirnfläche von ca. $900 \mu\text{m}$. Beide Messungen stimmen gut überein.

Vermessung einer intakten und einer verschlissenen Düse

Im nächsten Schritt wird eine intakte Düse vermessen. Das gescannte Messvolumen beträgt $(6 \times 6 \times 2) \text{ mm}^3$ mit Schrittweiten von $\Delta x = 500$, $\Delta y = 500$ und $\Delta z = 50 \mu\text{m}$.

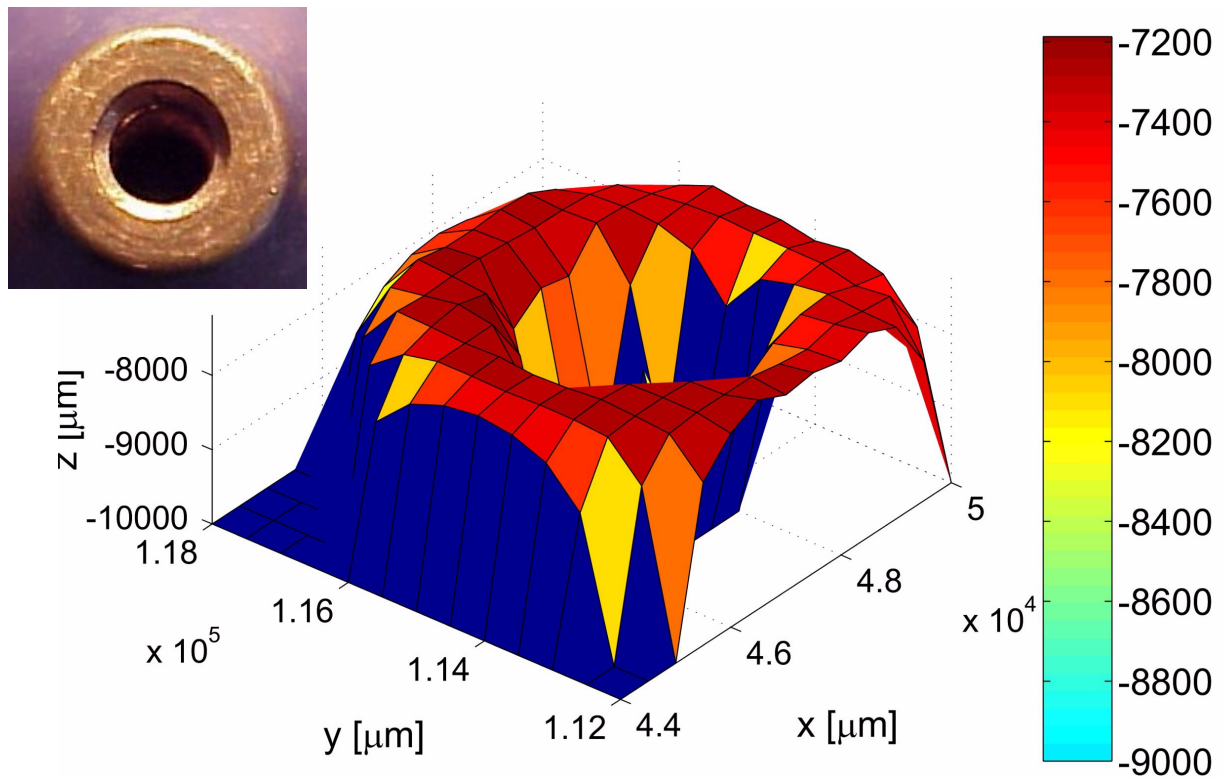


Bild 8.14: Vermessung einer intakten Düse

Aufgrund des groben lateralen Rasters wird der Düsenkanalabsatz nur an wenigen Punkten erfasst. Die Vermessung gibt die Oberflächentopographie sehr gut wieder (siehe Bild 8.14).

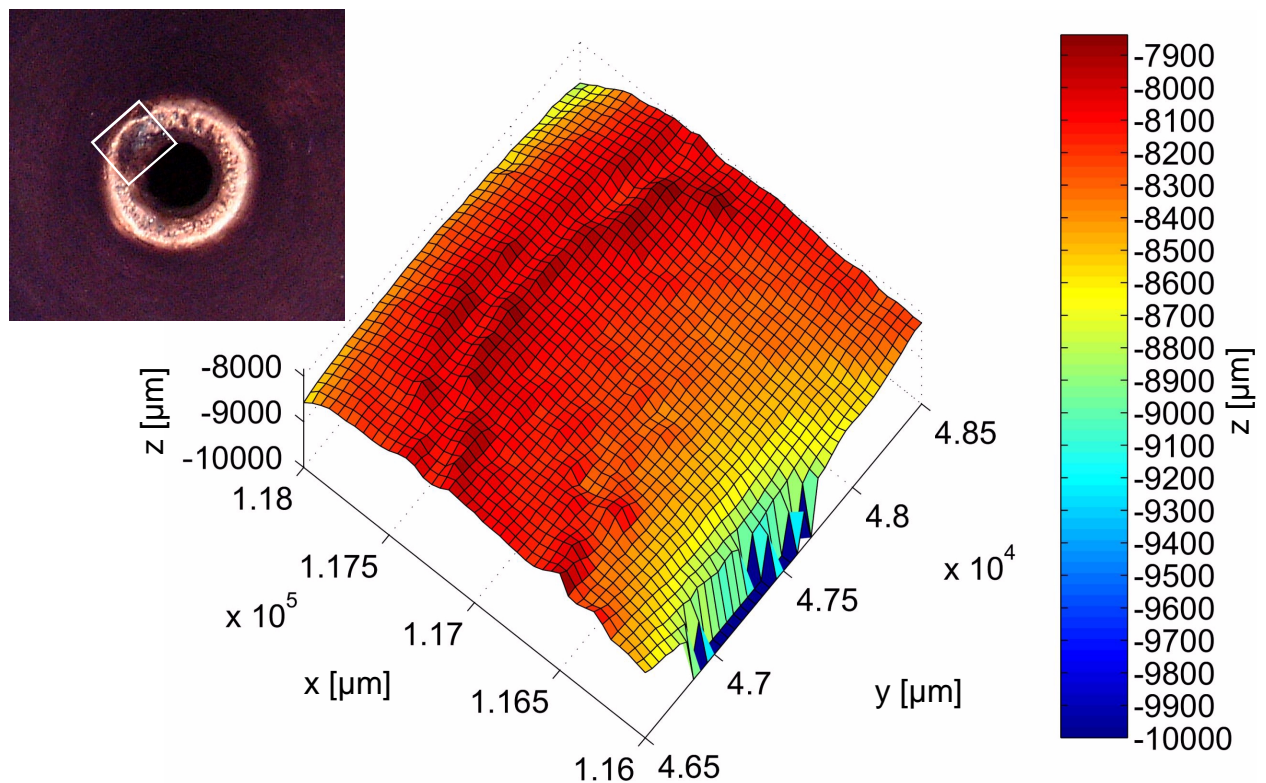


Bild 8.15: Vermessung eines Segments einer leicht verschlissenen Düse

Anschließend wird die Oberflächentopographie einer leicht verschlissenen Düse bestimmt. Der Düsenkanal zeigt eine leichte Einkerbung an der Düsenkanalstirnfläche. In diesem Bereich wird ein sehr fein gerastertes Volumen von $(2 \times 2 \times 2) \text{ mm}^3$ mit Schrittweiten von $50 \mu\text{m}$ in allen Koordinatenrichtungen gescannt.

Aus der in Bild 8.15 dargestellten farbcodierten Höhenkarte geht hervor, dass sich das System auch für die Abtastung eines feinen Rasters eignet. Düsenkanalaufweitungen können somit erkannt werden. Messfehler treten an den Übergängen von intakter Düsenkanalstirnfläche und Einkerbung auf. Verursacht werden diese Fehler durch eine starke Deformation des Punktbildes auf der Düsenoberfläche.

Vermessung einer verschlissenen Elektrode

Die vermessene Elektrode ist durch einen Abbrand des Hafniumstiftes im Elektrodenrundkörper gekennzeichnet. Die Elektrode wurde in einem Raster von $(3 \times 3 \times 3) \text{ mm}^3$ mit Schrittweiten von $100 \mu\text{m}$ in lateraler und $50 \mu\text{m}$ in longitudinaler Richtung abgetastet. Aus der Höhenkarte (siehe Bild 8.16) wird ersichtlich, dass der Hafniumstift im Vergleich zur Oberfläche der Elektrode eine Abbrandtiefe von $800 \mu\text{m}$ aufweist. Leichte Messfehler treten auch hier wieder am Übergang zwischen Elektrodenrundkörper und Hafniumstift auf, hervorgerufen von der Deformation des Punktbildes bzw. der Abschattung und Begrenzung der Apertur des Strahls an den Kanten.

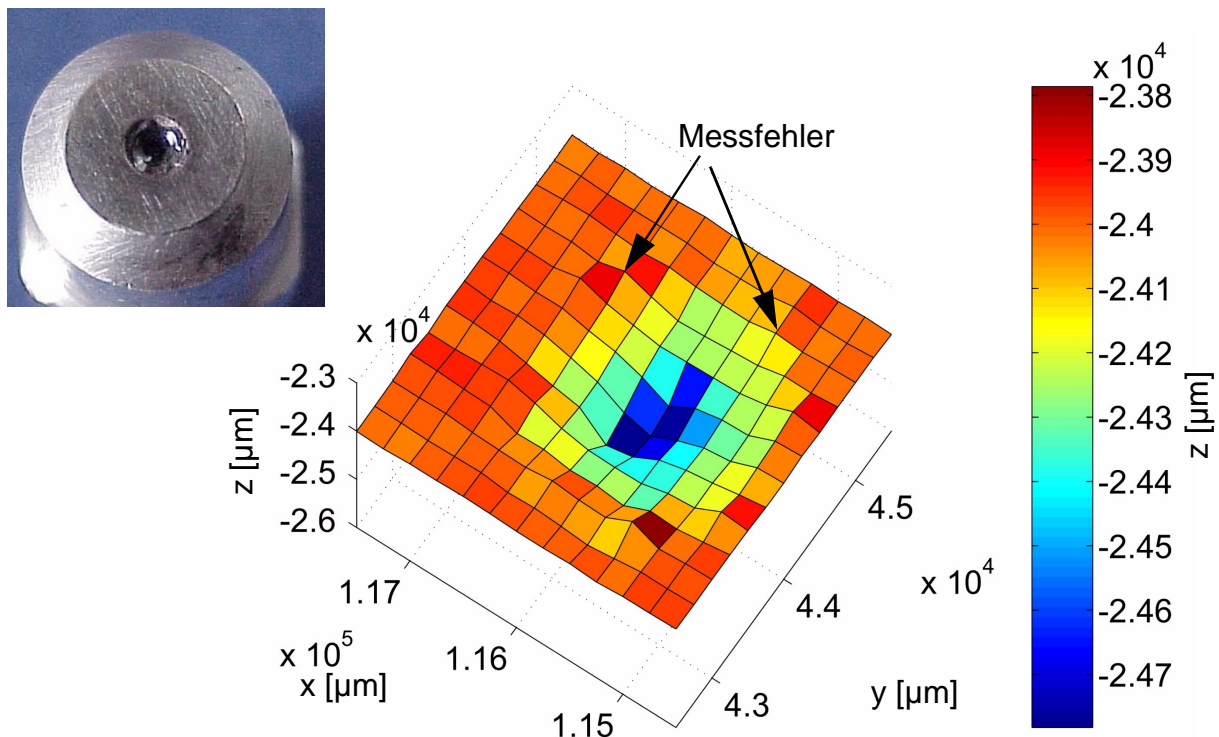


Bild 8.16: Vermessung einer leicht verschlissenen Elektrode

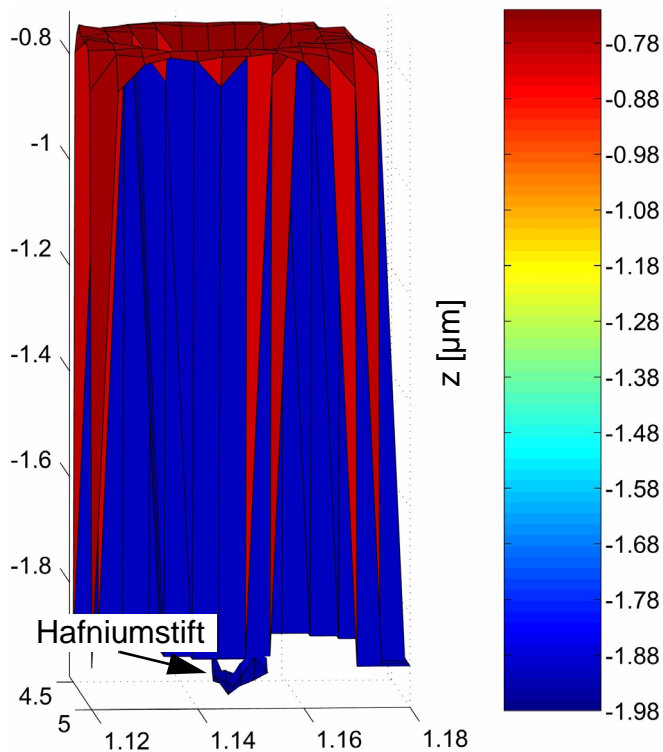


Bild 8.17: Vermessung der Elektrode durch den Düsenkanal

Abschließend wird der Elektrodenabbrand der verschlissenen Elektrode aus Bild 8.16 durch den Düsenkanal einer intakten Düse hindurch bestimmt (siehe Bild 8.17). Der Mittelpunkt des Hafniumstiftes wird in der Tiefe korrekt vermessen.

Somit ist nachgewiesen, dass die für das Einleiten eines Werkzeugwechsels notwendige Detektion des Elektrodenverschleißes auch durch den Düsenkanal erfolgen kann.

8.2 Optisches Makroskop mit Halogenglühlampe

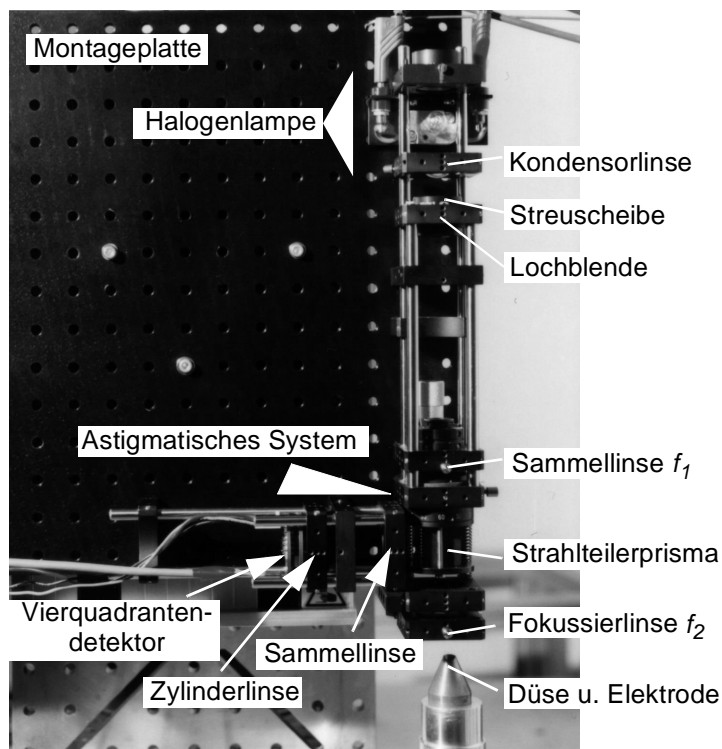


Bild 8.18: Versuchsaufbau mit Halogenglühlampe

Die Beleuchtung einer Lochblende allein genügt nicht, die Intensitätsverteilung zu homogenisieren. Bei Lochdurchmessern von $0,3 - 0,5 \text{ mm}$ wirkt die Blendenöffnung wie eine Lochkamera [58]. Das Bild der Glühwendel wird sehr tiefenscharf in den Beleuchtungsstrahlengang abgebildet, so dass über dem Strahlquerschnitt eine sehr inhomogene Intensitätsverteilung vorhanden ist. Zur Verringerung dieser Inhomogenität wird in unmittelbarer Nähe der Lochblende eine Oberflächenstreuung aus Mattglas der Körnung $10 \mu\text{m}$ platziert. Darüber hinaus wird das von der Kondensorlinse erzeugte Bild der Glühwendel relativ zur Lochblendenebene stark

defokussiert. Für die Vermessungen wird eine Lochblende des Durchmessers $0,6\text{ mm}$ verwendet. Das abbildende Linsensystem besteht aus den Linsen $f_1 = 60\text{ mm}$ und $f_2 = 20\text{ mm}$, d. h. es wird eine 3:1-Abbildung erreicht. Man erhält auf dem Objekt einen Spotdurchmesser von $200\text{ }\mu\text{m}$. Daraus ergibt sich ein objektseitiger halber Bildöffnungswinkel von ca. $7,7^\circ$ (vgl. Gleichung (7.3)).

8.2.1 Longitudinale Messunsicherheit δz

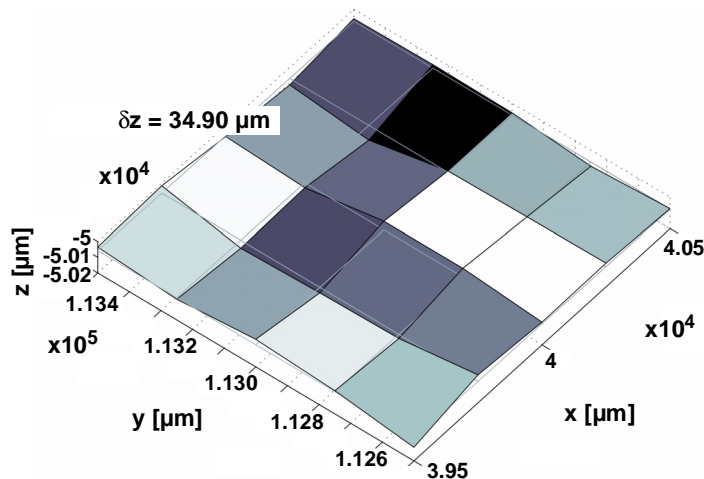


Bild 8.19: Ermittelte Messunsicherheit für die Halogenglühlampe

Zunächst wird die Messunsicherheit δz aus den Daten der Vermessung einer ebenen Kupferplatte bestimmt. Die Messunsicherheit bei Verwendung der Halogenglühlampe fällt mit $34,9\text{ }\mu\text{m}$ trotz nicht vorhandener Speckle größer aus als bei Verwendung der Laserdiode. Dies ist auf den vielfach größeren Lichtspot auf der Objektoberfläche zurückzuführen. Riefen und Kratzer auf der Objektoberfläche werden über das astigmatische System als Inhomogenität in der Intensitätsverteilung auf den Vierquadrantendetektor abgebildet. Die Messunsicherheit wird erheblich vergrößert.

8.2.2 Vermessung einer verschlissenen Düse und einer intakten Elektrode

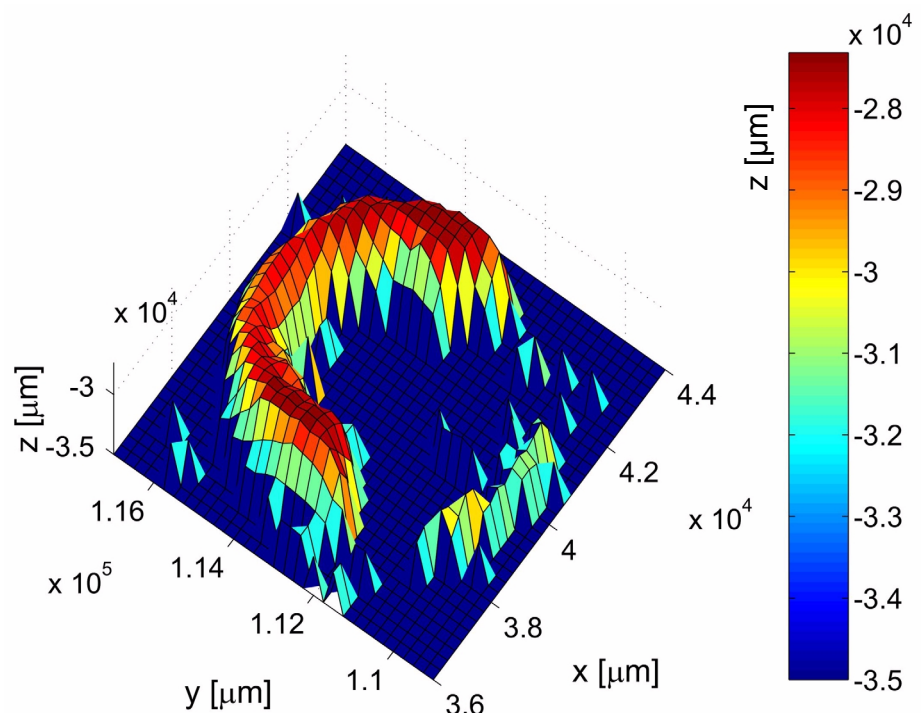


Bild 8.20: Vermessung einer stark verschlissenen Düse

Die Oberflächentopographie der stark verschlissenen Düse aus Bild 8.20 und einer intakten Elektrode wird bestimmt. Das Messvolumen hat die Größe $(50 \times 50 \times 5) \text{ mm}^3$. In lateraler Richtung beträgt die Schrittweite $250 \text{ }\mu\text{m}$. In longitudinaler Richtung werden alle $50 \text{ }\mu\text{m}$ Messwerte erfasst.

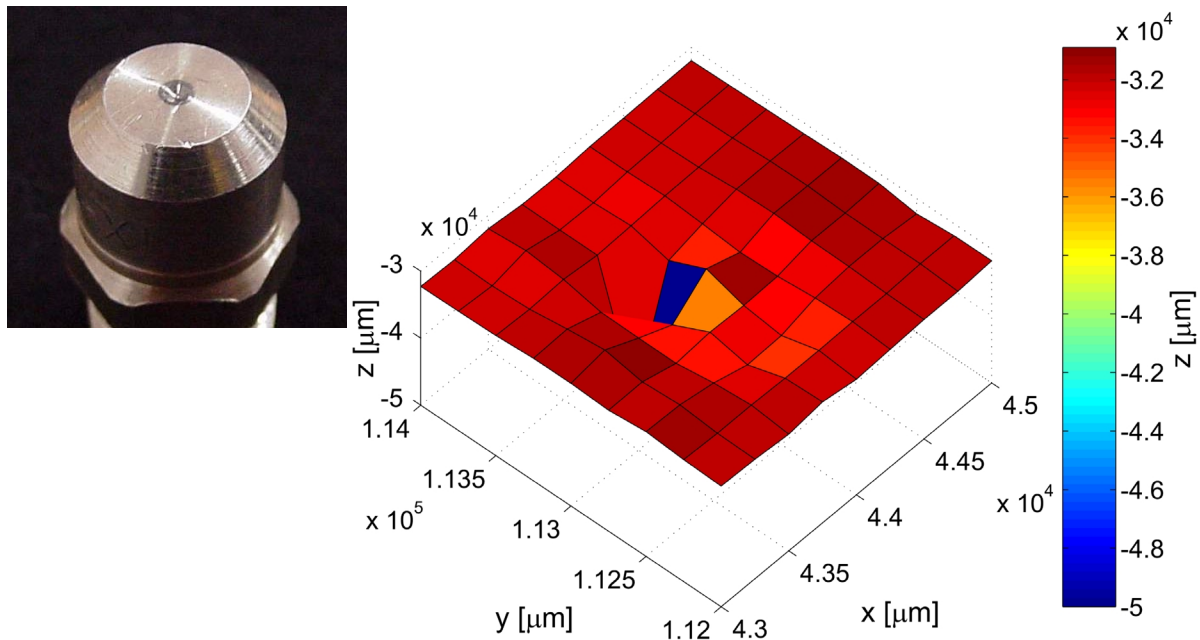


Bild 8.21: Vermessung einer intakten Elektrode mit der Halogenleuchtquelle

Die Ergebnisse der Messungen zeigen eine nur bedingte Eignung des optischen Makroskops mit Halogenleuchtquelle zur Vermessung der Düse (siehe Bild 8.20). An den Rändern der Düsenstirnfläche, d. h. am Ort starker Rundungen, ergeben sich durch die Deformation des Spotbildes auf der gekrümmten Düsenoberfläche große Messfehler. Darüber hinaus ist der Düsenkanalabsatz nicht zu erkennen. Die wahre Düsentopographie wird unabhängig von der größeren Messunsicherheit des Verfahrens sehr viel schlechter erfasst als mit einem optischen Makroskop mit Diodenlaser. Auch der Hafniumstift wird nicht mit ausreichender Auflösung erfasst. Daraus resultieren auch hier große Messfehler. Leicht bzw. stark verschlissene Elektroden lassen sich aufgrund der schlechteren Reflexionseigenschaften der Oberflächen nicht vermessen.

8.3 Bewertung der Ergebnisse

Die Eignung eines auf dem Astigmatismusverfahren basierenden optischen Makroskops mit der Lichtquelle Diodenlaser für die Detektion der möglichen Verschleißformen an Plasmaschmelzschneidbrennern wird in unterschiedlichen Messungen nachgewiesen. Seine Leistungsfähigkeit basiert auf den Ergebnissen der theoretischen Analyse. Die ermittelten optischen Parameter für eine verringerte, durch Speckle verursachte Messunsicherheit ermöglichen eine effiziente Erhöhung der Messgenauigkeit. Diese wird anhand von Messungen an einer ebenen Kupferplatte bestimmt. Durch eine leichte Defokussierung des Teleskops wird erreicht, dass die Messung nahezu unabhängig von Speckle-

Effekten ist. Es wird ein guter Kompromiss zwischen lateraler Auflösung und Minimierung des Speckle-Rauschens gefunden. Ferner wird die Messunsicherheit geringfügig durch die spektralen Eigenschaften des verwendeten Diodenlasers (Multimode) vermindert. Auch der schlechte Strahlparameter des Diodenlasers verbessert durch Vergrößerung des Spotdurchmessers das Speckle-Verhalten. Die erreichte Messgenauigkeit liegt letztlich in der Größenordnung der Positioniergenauigkeit der Doppelspurvorschubeinheit der z-Achse.

Die Interpolation der Kennlinie ermöglicht zum einen die Filterung von Messwertschwankungen, zum anderen wird die longitudinale Auflösung des Messverfahrens erhöht. Gleichzeitig kann damit die Schrittweite in z-Richtung vergrößert werden, die Messgeschwindigkeit erhöht sich. Der Grad der gewählten Polynome wird von der theoretischen Analyse vorgegeben. Aufgrund des kleineren Lichtspots ist die laterale Auflösung gegenüber dem Aufbau mit Halogenglühlampen um etwa eine Größenordnung besser, wodurch die benötigte feinere Abtastung im Bereich des Düsenkanalabsatzes zur Detektion von Düsenkanalaufweitungen ermöglicht wird. Messfehler treten an steilen Flanken der Düse, an Stufen sowie an kleinen geometrischen Strukturen mit stark geneigten Flächen auf. Diese Messfehler schränken jedoch nicht die Eignung des Messverfahrens für die vorliegende Messaufgabe ein. Es können die Verschleißformen der Düse, z. B. Einkerbungen auf der Düsenstirnfläche, nahezu konzentrische Anschrägungen an der Außenseite des Düsenkanals und Aufweitungen des Düsenkanals sowie die der Elektrode, d. h. der Abbrand des Hafniumstiftes, durch den Düsenkanal bestimmt werden. Ein Vergleich der Vermessungen mit den Ergebnissen eines industriellen Topographiemessgeräts, das auf dem Streifenprojektionsverfahren basiert, belegt die Leistungsfähigkeit des optimierten optischen Makroskops. Die Ergebnisse sind auf andere ähnlich geartete Messaufgaben an metallischen Oberflächen übertragbar.

Die Halogenglühlampe eignet sich nur bedingt zur Vermessung der Brennergussverschleißteile. Die erreichbaren minimalen Spotgrößen von ca. $200 \mu\text{m}$ sind verhältnismäßig groß. Daraus resultiert eine Reihe von Einschränkungen, in erster Linie eine schlechte laterale Messauflösung. Messfehler treten zum einen an kleinen Radien durch starke Deformierung des Spots auf, zum anderen kann an schmalen Absätzen das Lichtbündel abgeschattet bzw. begrenzt werden. Ferner reagiert das Messverfahren empfindlich auf makroskopische Oberflächendefekte und weist infolgedessen eine höhere Messunsicherheit auf. Ein weiteres Problem ergibt sich aus der ungerichteten Abstrahlcharakteristik der Halogenglühlampe. Ein Großteil des Lichtstroms geht im Beleuchtungsstrahlengang verloren, deshalb sind große Lampenleistungen erforderlich. Die Vermessung von schlecht reflektierenden Elektrodenoberflächen hat gezeigt, dass die Lampenleistung von 50 W nicht ausreicht. Hinzu kommt, dass Glas ein schlechter Wärmeleiter ist und folglich bei leistungsstärkeren Halogenglühlampen Kühlmaßnahmen erforderlich werden. Eine Möglichkeit, einen kleinen Lichtspot hoher Intensität abzubilden, ist die Einkopplung des von einer Superlumineszenzdiode (SLD) emittierten Licht-

bündels über eine geeignete Einkoppeloptik in eine Glasfaser mit geringem Durchmesser. Gängige Fasern sind beispielsweise mit Ausgangsdurchmessern von $50\ \mu\text{m}$ erhältlich, so dass über eine 2:1-Abbildung bereits sehr kleine Spot-Größen erzielt werden können. Die Ein- und Auskoppeloptiken für eine fasergekoppelte Superlumineszenzdiode sind jedoch sehr aufwendig.

Die Messzeit ist aufgrund der geringen Maximalbeschleunigung der z-Achsen-Doppelspurvorschubeinheit hoch. Sie beträgt mehrere Minuten für die Abtastung einer Düse. Leichte Lineartische mit Servomotoren und Encoderpositionsrückmeldung bieten nicht nur Geschwindigkeitsvorteile, sondern verfügen auch über hohe Positioniergenauigkeiten von $1 - 2\ \mu\text{m}$. Um die Messgeschwindigkeit weiter zu steigern, sollten zudem nur bestimmte Koordinaten auf der Düsenoberfläche angefahren werden. Das Erfassen einer Düsenkanalaufweitung erfordert ein höher aufgelöstes laterales Messraster im Mündungsbereich der Düse, während Einkerbungen an der Düsenstirnfläche bereits mit wenigen Messpunkten detektiert werden können. Der Elektrodenverschleiß kann ebenfalls im Bereich der Elektrodenmitte auf der Basis von wenigen Messpunkten ermittelt werden. Hier sind für die Benutzerschnittstelle geeignete Messprogramme zu erstellen. Ein Vergleich mit 3D-Koordinaten einer intakten Düse bzw. Elektrode bestimmt den Verschleißgrad. Bei Überschreiten zu definierender Grenzwerte kann dann ein automatisierter Verschleißteilwechsel eingeleitet werden.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Um den Anforderungen nach einer Qualitäts- und Produktivitätssteigerung beim Plasmaschmelzschnitten Rechnung tragen zu können, ist die Entwicklung neuer oder die Adaption bestehender Technologien zur Messwerterfassung und -auswertung notwendig. Diese müssen unabhängig vom eingesetzten Brennertyp den Verschleiß der Brennerbauteile Düse und Elektrode sicher detektieren können. Hierfür eignen sich optische Messtechniken hervorragend, da sie einen direkten Zugang zur dreidimensionalen Gestalt komplexer Objekte in einem weiten Skalenbereich bieten.

Als optisches Messsystem wird ein auf dem Astigmatismusverfahren basierendes optisches Makroskop ausgewählt, analysiert und umgesetzt. Es handelt sich um ein geometrisch-optisches Messprinzip, das auf dem Erfassen kleinster Abweichungen von der Strahlparallelität des von der Objektoberfläche reflektierten Strahls basiert. Das Verfahren zeichnet sich durch einen einfachen und kostengünstigen Aufbau aus, der aus kommerziell erhältlichen optischen sowie optoelektronischen Bauteilen realisiert werden kann. Teure Sonderentwicklungen werden vermieden. Wesentlich ist die Eigenschaft, den Verschleißgrad der Elektrode durch den Düsenkanal erfassen zu können.

Auf der Basis einer numerischen Simulation des optischen Systems und unter Berücksichtigung einer Laserquelle werden Parameter und funktionale Zusammenhänge für die Optimierung des Makroskops hinsichtlich der Kennliniensteigung und Größe des Messbereichs erarbeitet. Die Grundlage der Simulation bilden Gleichungen, welche die Ausbreitung eines Gaußschen Strahls durch ein Linsensystem beschreiben. Eine große Steilheit der Kennlinie des optischen Makroskops reduziert die Empfindlichkeit gegenüber Fehlergrößen. Die Messunsicherheit des Makroskops wird im Wesentlichen durch Speckle verursacht. Sie sind das Ergebnis der Streuung von räumlich und zeitlich kohärentem Laserlicht an einer technischen Oberfläche. Die Herleitung aus der Speckle-Theorie liefert einen funktionalen Zusammenhang zwischen den optischen Parametern und der Speckle-Größe auf dem Detektor. Diese Zusammenhänge sind allgemeingültig für ein auf dem Astigmatismusverfahren basierendes optisches Makroskop. In Verbindung mit den Ergebnissen der numerischen Simulation wird das Abschätzen der durch Speckle verursachten Messunsicherheit ermöglicht. Allein durch Optimierung der optischen Parameter gelingt eine erhebliche Verringerung der theoretischen Messunsicherheit. Hiermit steht ein Werkzeug zur Optimierung optischer Makroskope und zur Fehlerabschätzung zur Verfügung.

Darüber hinaus werden Möglichkeiten zu einer weiteren Reduktion der durch Speckle verursachten Messunsicherheit aufgezeigt und diskutiert. Grundsätzlich kann sowohl die räumliche als auch die zeitliche Kohärenz der Lichtquelle vermindert werden. Alternativ besteht die Möglichkeit, eine thermische Lichtquelle mit geringer zeitlicher Kohärenz im Makroskop einzusetzen. Diese Alternative wird als geeignet erachtet und vergleichend in den Messungen analysiert.

Zur experimentellen Verifizierung der theoretischen Ergebnisse und Analyse des optischen Makroskops wird ein Messaufbau realisiert. Der mechanische Teil des Versuchsaufbaus umfasst einen 3-Achsen Positioniertisch, dessen drei Doppelspur-Vorschubeinheiten von Schrittmotoren angetrieben werden. Die Steuerung des Positioniertisches, die Messwerterfassung über einen A/D-Wandler und der ansteuernde PC kommunizieren miteinander über den CAN-Bus (Controller Area Network). Dadurch ist gewährleistet, dass das Messsystem in unterschiedliche bestehende Plasmaschmelzschneidanlagen verschiedener Hersteller integriert werden kann.

Die thermische Lichtquelle, eine Halogenglühlampe, weist eine höhere Messunsicherheit gegenüber den technischen Anforderungen auf. Mit ihr kann nur ein geringes laterales Auflösungsvermögen erzielt werden. Außerdem sind mit ihrem Einsatz größere Messfehler verbunden. Diese basieren zum einen auf makroskopischen Oberflächendefekten, die als inhomogene Intensitätsverteilung auf den Detektor abgebildet werden, zum anderen entstehen sie durch Deformation des Lichtspots auf der Objektoberfläche an kleinen Krümmungsradien.

Die Ergebnisse der Messungen belegen, dass ein optisches Makroskop mit einem Diodenlaser als Lichtquelle für die Vermessung der Brennerschleifsteile Düse und Elektrode geeignet ist. Die Messunsicherheit des Makroskops kann durch Polynomapproximation der Messwerte verringert werden. Darüber hinaus wird das Speckle-Rauschen durch eine leichte Defokussierung des Teleskops im Beleuchtungsstrahlengang des Makroskops minimiert. Die resultierende Messunsicherheit liegt in der Größenordnung der Positioniergenauigkeit der mechanischen z-Achse des Positioniertisches. Des Weiteren kann durch Polynomapproximation die Schrittzahl in z-Richtung verringert und somit die Messgeschwindigkeit erhöht werden. Die zu Beginn der Arbeit abgeleiteten technischen Anforderungen an das optische Makroskop hinsichtlich Messvolumen und Messgenauigkeit sowie Integrierbarkeit in bestehende Anlagen werden somit erfüllt. Die vorliegende Arbeit hat folglich einen wesentlichen Beitrag zur Bestimmung des Werkzeugverschleißes beim Plasmaschmelzschneiden geleistet und damit die Basis für eine industrielle Umsetzung geschaffen.

Um eine völlige Unabhängigkeit der Messunsicherheit vom Speckle-Rauschen zu erreichen, erscheint der Aufbau des Beleuchtungsstrahlengangs mit einer fasergekoppelten Superlumineszenzdiode als sehr vielversprechend. Zukünftige Arbeiten sollten diese Alternative berücksichtigen.

Um die Leistungsfähigkeit des optischen Makroskops im Hinblick auf eine industrielle Nutzung zu erhöhen, bietet sich zunächst die Weiterentwicklung der Benutzerschnittstelle durch Integration von optimierten Messprogrammen an. Ferner kann durch einen Aufbau mit schnellen, Servomotor angetriebenen Vorschubeinheiten mit Encoderpositionsrückmeldung die Messgeschwindigkeit weiter erhöht werden.

10 Literatur

- [1] Abbott, A. L., N. Ahuja: Active surface reconstruction by integrating focus, vergence, stereo and camera calibration. 3rd International Conference on Computer Vision, (Konferenz: Osaka, Japan, 4-7 December 1990), Los Alamitos CA: IEEE Computer Society Press, S. 489-492, 1990.
- [2] Ahuja, N., A. L.: Abbott: Active Stereo: integrating disparity, vergence, focus, aperture and calibration for surface estimation. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence Bd. 15 (1993) Nr. 10, S. 1007-1029.
- [3] Ambar, H. et al.: Mechanism of Speckle Reduction in Laser-Microscope Images using a Rotating Optical Fiber. Applied Physics B Bd. 38 (1985), S. 71-78.
- [4] Arsenault, H., S. Lowenthal: Partial Coherence in the image of an object illuminated with laser light through a moving diffuser. Optics Communications Bd. 1 (1970) Nr. 9, S. 451-453.
- [5] Bach, Fr.-W., H. Haferkamp, M. Niemeyer, M. Reinhold: Prozeßintegrierte Qualitätsprüfung beim Plasmaschmelzschnitten. Internationale Schneidtechnische Tagung, Hannover: 5.-6. März 1997.
- [6] Bach, Fr.-W., H. Haferkamp, M. Niemeyer, M. Reinhold, V. Krink, H. Simler: Prozeßintegrierte Qualitätsprüfung beim Plasmaschmelzschnitten. Internationale DVS Berichte, Bd. 185, DVS-Verlag: Düsseldorf, 1997, S. 55-59.
- [7] Besl, P.J.: Active Optical Range Imaging Sensors. Advances in Machine Vision: Arcitecture and Applications. J. Sanz (Hrsg.) New York: Springer Verlag, 1988.
- [8] Biemann, L. H.: Color Encoded Depth: An image Enhancement Tool. Proceedings SPIE: Optics, Illumination, and Image Sensing for Machine Vision V (Konferenz: Boston, Massachusetts 8.-9. November 1990). SPIE Proceedings Series Vol. 1385 (1990) S. 229-238.
- [9] Biran, A., M. Breiner: MATLAB 5 für Ingenieure: Systematische und praktische Einführung. Bonn [u.a.]: Addison-Wesley-Longman, 1999.
- [10] Bechstein, K.-H., W. Fuchs: Absolute interferometric distance measurements applying a variable synthetic wavelength. Journal of Optics 29 (1998), S. 179-182.
- [11] Biernat, A., G. Kompa: Powerful picosecond laser pulses enabling high-resolution pulsed laser radar. Journal of Optics 29 (1998), S. 225-228.
- [12] Bimberg, D.: Messtechnik mit Lasern: Interferometrie, Holographie, Anemometrie, Speckles. Ehningen bei Böblingen: Expert-Verlag, 1993.
- [13] Blossey, S.: Das dynamische Kohärenzradar - ein schneller, hochgenauer optischer 3D-Sensor. Dissertationsschrift Universität Erlangen-Nürnberg, 1996.

- [14] Böhme, J., D. Odrich und R. Pochert: Patentschrift DD 132 706. Verfahren und Einrichtung zum Schutz der Düsen von werkstückgepolten Plasmaschneidern. Patenterteilung am 25.10.1978.
- [15] Born, K.: Moderne Technik des Plasmaschneidens. Zeitschrift für Werkstofftechnik, Bd. 3 (1972) Nr. 6, S. 291-296.
- [16] Born, M., E. Wolf: Principle of Optics. Pergamon Press: Oxford, 5th Edition, 1975.
- [17] Breuckmann, B.: Bildverarbeitung und optische Messtechnik in der industriellen Praxis. München: Franzis, 1993.
- [18] Bristow, T.C., G. Wagner, J.R. Bietry, R.A. Auriemma: Surface Profile Measurement of Curved Parts. Proceedings of the SPIE - Surface Characterization and Testing II. (Konferenz: San Diego, California, 10.-11. August 1989) - The International Society for Optical Engineering. Vol. 1164, S. 134-141, 1989.
- [19] Bronstein, I. N., K. A Semendjajew: Taschenbuch der Mathematik. Thun, Frankfurt/Main: Verlag Harri Deutsche, 23. Auflage, 1987.
- [20] Brown, A. J. C.: Rapid Optical Measurement of Surfaces. International Journal Machine Tools Manufacturing. Bd. 35 (1995) Nr. 2, S. 135-139.
- [21] CAN Specification, Version 2.0. Robert Bosch GmbH, Stuttgart, 1991.
- [22] Cardillo, J., M. A. Sid-Ahmed: 3-D Position Sensing Using a Passive Monocular Vision System. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, Vol. 13 (1991) Nr. 8, S. 809-813.
- [23] Carlsson, T., B. Nilsson: Measurement of distance to diffuse surfaces using non-scanning coherence radar. Journal of Optics 29 (1998), S. 146-151.
- [24] Cohen, d. K., W. H. Gee, M. Ludeke, J. Lewkowicz: Automatic focus control: the astigmatic lens approach. Applied Optics Bd. 23 (1984) Nr. 4, S. 565.
- [25] Dändliker, R., Y. Salvadé, E. Zimmermann: Distance measurement by multiple-wavelength interferometry. Journal of Optics Bd. 29 (1998), S. 105-114.
- [26] Darrell, T, K. Wohn: Pyramid Based Depth from Focus. Proceedings CVPR'88: Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (Konferenz: Michigan, 5.-9. Juni 1988). IEEE Computer Society Press, S. 504-509, 1988.
- [27] Das, S., N. Ahuja: A comparative study of stereo, vergence and focus as depth cues for active vision. Proc. CVPR '93: IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (Konferenz: New York, NY, USA, 15.-17. Juni 1993). Los Alamitos Ca: IEEE Computer Society Press, S. 194-199, 1993.
- [28] de Groot, P. J.: Three-dimensional imaging coherent laser radar array. Optical Engineering Bd. 28 (1989) Nr. 4, S. 456 -460.

- [29] DIN 2310 Teil 4: Thermisches Schneiden. Berlin: Beuth-Verlag, 1987.
- [30] DIN EN ISO 9000: Leitfaden zur Auswahl und Anwendung der Normen zu Qualitätsmanagement, Elementen eines Qualitätssicherungssystems und zu Qualitätssicherungsnachweisstufen. Berlin: Beuth-Verlag, 1994.
- [31] Dingel, B., S. Kawata. Speckle-free image in a laser-diode microscope by using the optical feedback effect. *Optics Letters* Bd. 18 (1993) Nr. 7, S. 549-551.
- [32] Dingel, B., S. Kawata, S. Minami: Speckle reduction with virtual incoherent laser illumination using a modified fiber array. *Optik* Bd. 94 (1993) Nr. 3, S. 132-136.
- [33] Donati, S., S. Merlo: Applications of diode laser feedback interferometry. *Journal of Optics* Bd. 29 (1998), S. 156-161.
- [34] Donges, A.: *Lasermeßtechnik: Grundlagen und Anwendungen*. Heidelberg: Hüthig, 1993.
- [35] Downs, M. J., W. H. McGivern, H. J. Ferguson: Optic system for measuring the profiles of super-smooth surfaces. *Precision Engineering* Bd. 7 (1985) Nr. 4, S. 211-215.
- [36] Dresel, T, G. Häusler, H. Venzke: Three dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar. *Applied Optics* Bd. 31 (1992) Nr. 7, S. 919-925.
- [37] Effenberger, S.: *Entwicklungen und Untersuchungen für das sensorgeführte Plasmaschneiden*. Dissertationsschrift Technische Hochschule Aachen, 1988.
- [38] Engelhardt, K.: *Ein optisches Verfahren zur Formerfassung dreidimensionaler Objekte durch Fokussuche*. Dissertationsschrift Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1988.
- [39] Engelhardt, G., G. Häusler: Acquisition of 3-D data by focus sensing. *Applied Optics* Bd. 27 (1988) Nr. 22, S. 4684-4689.
- [40] Fainman, Y., E. Lenz, J. Shamir: Optical profilometer: a new method for high sensitivity and wide optical range. *Applied Optics* Bd. 21 (1982) Nr. 17, s. 3200-3208.
- [41] Fercher, A. F., H. Z. Hu: Verfahren und Vorrichtung zur Interferometrie rauher Objekte. Deutsche Patentschrift DE 33 186 78 A1 vom 21.05.1983.
- [42] Francini, F., G. Molesini, F. Quercioli, B. Tiribilli. Distance Sensing and surface profiling with a spectral optical probe. *Proceedings of the SPIE - 1986 European Conference on Optics, Optical Systems and Applications (Konferenz: Florenz, Italien, 30. Sept. - 3. Okt. 1986) - The International Society for Optical Engineering*. Vol. 701, S. 250-253, 1987.
- [43] Francon, M.: *Laser Speckle and Applications in Optics*. New York, San Francisco London: Academic Press, 1979.

- [44] Frankowski, G.: Optischer 3D-Meßplatz „MikroCAD“ zur Oberflächen- und Bauteilvermessung. OMECA Messtechnik GmbH, 1998.
- [45] Fuchs, J., U. Partheymüller: Prinzip eines optischen Multisensors zur Längen-, Form- und Lagemessung. VDI Berichte 1255 (1996), S. 411-415.
- [46] Garibotto, G., P. Storace: 3D Range Estimation from the Focus Sharpness of Edges. Proceedings of the Fourth International Conference on Image Analysis and Processing (Konferenz: Palermo, Italien, 23.-25. September 1987). Plenum Press New York, S. 321-328, 1987.
- [47] Geissler, P. et. al.: Depth-from-Focus Verfahren zur absoluten Größen- und Konzentrationsbestimmung kleiner Teilchen. Bildverarbeitung '95, Forschen, Entwickeln Anwenden. Symposium der Technische Akademie Esslingen, 29. November-1. Dezember 1995, S. 365-380.
- [48] George, N.: About Speckle. Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering: International Conference on Speckle (Konferenz: San Diego, Ca., 20.-23. August 1985). SPIE Vol 556, S. 8-27, 1985.
- [49] George, N., A. Jain: Speckle Reduction Using Multiple Tones of Illumination. Applied Optics Bd. 12 (1973) Nr. 6, S. 1202-1212.
- [50] Goodwin, F. E.: Coherent Laser Radar 3-D Vision Sensor. Sensors '85, November 5th-7th, Detroit, Michigan, Technical Paper MS85-1005, 1985.
- [51] Goodman, J. W.: Introduction to Fourier Optics. McGraw-Hill, 1996.
- [52] Goodman, J. W.: Statistical Properties of Laser Speckle Patterns. Laser Speckle and related phenomena. J. C. Dainty, Editor, S. 46-75. Berlin: Springer Verlag, 1984.
- [53] Grossmann, P.: Depth from focus. Pattern Recognition Letters Bd. 5 (1987), S. 63-69.
- [54] Häusler, G.: About fundamental limits of three-dimensional sensing. Optics Complex Systems. SPIE Vol 1319 (1990), S. 352-353.
- [55] Häusler, G., J. Herrmann: 3D-sensing with a confocal optical 'macroscope'. Optics Complex Systems. SPIE Vol 1319 (1990), S. 359.
- [56] Häusler, G., E. Körner: Expansion of depth of focus by 'image depuzzling'. Proceedings of the 6th International Conference on Pattern Recognition. (München, 19.-22. Oktober 1982). New York: IEEE, S. 1201, 1982.
- [57] Harding, K.: Speckle reduction methods for laser line gages. Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering: Three-Dimensional Imaging and Laser-based Systems for Metrology and Inspection III (Konferenz: Pittsburgh, Pennsylvania, 14.-15. Oktober 1997). SPIE Vol. 3204, S. 137-144, 1997.

- [58] Hecht, E.: Optik. Bonn: Addison-Wesley, 1994.
- [59] Hege, G. E., H. J. Tiziani: Speckleverfahren zur absoluten Abstandsmessung. Technisches Messen, 54. Jahrgang, Heft 6 (1987), S. 237.
- [60] Heinemann, D., D. Naunin: CAN-BUS, Controller Area Network. Technische Universität Berlin, 1997.
- [61] Heimann, B., W. Gerth, K. Popp. Mechatronik, Komponenten - Methoden - Beispiele. Leipzig: Carl-Hanser-Verlag, 1998.
- [62] Herrmann, J. M.: Physikalische Grenzen von optischen Sensoren. Dissertationsschrift Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1994.
- [63] Holoubek, J.: Structural Aspects of Dichromatic Laser Speckle Patterns: Light Scattering from Polymer Films. Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering: International Conference on Speckle (Konferenz: San Diego, Ca., 20.-23. August 1985). SPIE Vol 556, S. 55-83, 1985.
- [64] Ih, C. S., L. A. Baxter: Improved random spatial phase modulation for speckle elimination. Applied Optics Bd. 17 (1978) Nr. 9, S. 1447-1454.
- [65] Imai, Y., Y. Ohtsuka: Laser speckle reduction by ultrasonic modulation. Optics Communications Bd. 27 (1978), S. 18-22.
- [66] ISO 11146: Optics and optical instruments. Lasers and laser related equipment. Test methods for beam widths, divergence angle and beam propagation factor.
- [67] ISO 11898: Road Vehicles - Interchange of Digital Information - Controller Area Network (CAN) for High Speed Communication. 1993.
- [68] Iwai, T., T. Asakura: Speckle Reduction in Coherent Image Processing. Proceedings of the IEEE Bd. (1996) Nr. 84, S. 765-781.
- [69] Jennewein, H., T. Ganz, H. Gottschling, T. Tschuldi: Hochpräzise optische Profilometrie an Proben mit variierenden Materialien. Technisches Messen Bd. 66 (1999) Nr. 11, S. 447-454.
- [70] Jennings, J.A.M.; Charman, W.N.: Depth resolution in stereoscopic systems. Applied Optics Bd. 33 (1994) Nr. 22, S. 5192-5195.
- [71] Jutamulia, s., T. Asakura und H. Ambar: Reduction of coherent noise using various artificial incoherent sources. Optik Bd. 70 (1985) Nr. 2, S. 52-57.
- [72] Kaneda, K., S. Ishida, A. Ishida, E. Nakamae: Image processing and synthesis for extended depth of field of optical microscopes. Visual Computer Bd. 8 (1992) Nr. 5-6, S. 351-360.
- [73] Kiemle, H., U. Wolff: Application de cristaux liquides en holographie optique. Optics Communications Bd. 3 (1971), S. 26-28.

- [74] Kikuta, H., I. Iwata, R. Nagata: Absolute distance measurement by wavelength shift interferometry with a laser diode: some systematic error sources. *Applied Optics* Bd. 26 (1987) Nr. 9, S. 1655.
- [75] Koch, A.W., M. W. Ruprecht, O. Toedter, G. Häusler. *Optische Messtechnik an technischen Oberflächen*. Renningen-Malsheim: Expert Verlag, 1988.
- [76] Kogelnik, H.: On the Propagation of Gaussian Beams of Light through lenslike Media including those with a Loss or Gain Profile. *Applied Optics* Bd. 4 (1965) Nr. 12.
- [77] Kohler, D.: Speckle reduction in pulsed-laser photographs. *Optics Communications* Bd. 12 (1974) Nr. 1, S. 24-28.
- [78] Kompa, G. et. al.: Pikosekunden-Laserradar und faseroptisches Abtastsystem zur dynamischen on-line Konturvermessung. Bundesministerium für Forschung und Technologie Forschungsbericht (13N5881/9), 1995.
- [79] Kowalczyk, M, P. Zalicki: Small-N Speckle: Phase Contrast Approach. *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering: International Conference on Speckle* (Konferenz: San Diego, Ca., 20.-23. August 1985). SPIE Vol 556, S. 50-54, 1985.
- [80] Kristensen, S., H. I. Christensen: Continuous Reconstruction of Scene Objects. *Proceedings SPIE Vol. 2059, Conference Sensor Fusion VI*. Konferenz: Boston, MA, USA, 7.-8. September 1993). S. 830-835, 1993.
- [81] Krotkov, R. Kories: Cooperative Focus and Stereo Ranging. *Proceedings of the 4th Conference on Artificial Intelligence Applications*, S. 76-81, 1988.
- [82] Kwon, O., J. C. Wyant, C. R. Hayslett: Rough surface interferometry at 10 μm . *Applied Optics* Bd. 19 (1980), S. 1862.
- [83] Laguarta, F., I. Al-Khatib, R. Artigas: Laser profiler based on the depth from focus principle. *Journal of Optics* Bd. 29 (1998), S. 236-240.
- [84] Lai, S.-H., F. Chang-Wu: A Generalized Depth Estimation Algorithm with a Single Image. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* Bd. 14 (1992) Nr. 4, S. 405-411.
- [85] Lettieri, T. R.: Pulsed laser caliper for noncontact dimensional measurement. *Applied Optics* Bd. 25 (1986) Nr. 9, S. 1443.
- [86] Lowenthal, S., D. Joyeuy: Speckle removal by slowly moving a diffuser associated with a motionless diffuser. *Journal of the Optical Society of America* Bd. 61 (1971), S. 847-851.
- [87] Litfin, G. (Hrsg.): *Technische Optik in der Praxis*. Berlin [u. a.]: Springer, 1997.

- [88] Likun, S. et. al.: Application of modulation measurement profilometry to object with surface holes. *Applied Optics* Bd. 28 (1999) Nr. 7, S. 153-1158.
- [89] Linos Photonics: *Der Katalog 2001*. Göttingen: Linos Photonics AG, 2001.
- [90] Marcuse, D.: *Light Transmission Optics*. Bell Laboratory Series. New York, Cincinnati, Toronto, London, Melbourne: Van Nostrand Reinhold Company. 1972.
- [91] Minsky, M.: *Microscopy apparatus*: U.S. Patent No. 3013467, Dez. 1961.
- [92] Molesini, G., F. Quercioli, M. Trivi: Chromatic probe for surface microtopography inspection and analysis. *Proceedings of the SPIE - Surface Measurement and Characterization*. (Konferenz: Hamburg, 19.-21. September 1988). The International Society for Optical Engineering. Vol 1009, S. 30-34, 1989.
- [93] McKenchie., T. S.: *Speckle Reduction*. *Laser Speckle and related phenomena*. J. C. Dainty, Editor, S. 123-170. Berlin: Springer-Verlag, 1984.
- [94] McKenchie., T. S.: *Reduction of speckle by a moving aperture - first order statistics*. *Optics Communications* Bd. 13 (1975), S. 35-39.
- [95] McLaughlin, J.L.: *Focus-position sensing using laser speckle*. *Applied Optics* Bd. 18 (1979) Nr. 7, S. 1042-1045.
- [96] Nakagawa, K., T. Asakura: *Contrast Dependence of White Light Image Speckles on Surface Roughness*. *Optics Communications* Bd. 27 (1978) Nr. 2, S. 207-213.
- [97] Nakagawa, K., T. Asakura: *Average Contrast of White-Light Image Speckle Patterns*. *Optics Acta* Bd. 28 (1979) Nr. 8, S. 951-960.
- [98] Nakagawa, K., T. Asakura: *Contrast of Speckle-Patterns Produced by White Light near the Image Plane*. *Optics Letters* Bd. 5 (1980) Nr. 9, S. 404-406.
- [99] Niemeyer, M.: *Beschreibung der physikalischen Vorgänge beim atmosphärischen Plasmaschmelzschnitten*. *Fortschritts-Bericht*. VDI Reihe 2 Nr. 494. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1998.
- [100] N.N.: *Handbuch BeamScope-P5*. Weßling: Laser2000 GmbH, 2000.
- [101] N.N.: *Genuine Hypertherm Consumables*. Hanover (USA): Hypertherm Inc., 2000.
- [102] Osten, W.: *Analyse und Modellierung technischer Oberflächen mit kombinativer Lasermetstechnik*. *Technisches Messen* Bd. 66 (1999) Nr. 11, S. 411-412.
- [103] Parry, G.: *Some Effects of Surface Roughness on the Appearance of Speckle in Polychromatic Light*. *Optics Communications* Bd. 12 (1974) Nr. 1, S. 75-78.
- [104] Paul, H. (Hrsg.): *Lexikon der Optik: in zwei Bänden*. Heidelberg, Berlin: Spektrum, Akad. Verlag, 1999.

- [105] Pentland, A. P.: A New Sense for Depth of Field. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence Bd. 9 (1987) Nr. 4, S. 523-531.
- [106] Quercioli, F., B. Tiribilli, G. Molesini: An optical profilometer using chromatic aberration. Fisica-e-Tecnologia Bd. 9 (1986) Nr. 4, S. 255-270.
- [107] Reinhold, M.: Beitrag zur Qualitätslenkung beim Plasmaschmelzschneiden. Fortschritts-Bericht. VDI Reihe 2 Nr. 489. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1998.
- [108] Reinhold, M., M.-O. Borck: Verfahren zur Überwachung des Verschleißzustandes einer Plasmabrennerdüse. Offenlegungsschrift DE 19756445 A1, 25.02.1999.
- [109] Robenek, H. (Hrsg.): Mikroskopie in Forschung und Praxis. Darmstadt: GIT Verlag GmbH, 1995.
- [110] Rönneberg, G.: Ein passives Fokusverfahren zur Vermessung von Mikrostrukturen. Fortschritts-Bericht. VDI Reihe 8 Nr. 741. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1999.
- [111] Rogozinski, M et al.: Plasma Torch Condition Monitoring. United States Patent WO9526251, 10.02.1998.
- [112] Rosenberger, D.: Technische Anwendungen des Lasers. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1975.
- [113] Saloma, C., S. Kawata, S. Minami: Laser-diode microscope that generates weakly speckled images. Optics Letters Bd. 15 (1990) Nr. 4, S. 203-205.
- [114] Sato, K.-I., K. Asatani: Speckle Noise Reduction in Fiber Optic Analog Video Transmission Using Semiconductor Laser Diodes. IEEE Transactions on Communications. Vol. COM-29 (7), S. 1017-1024, 1981.
- [115] Scheuermann, T.: Berührungslose Gestaltvermessung von Mikrostrukturen durch Fokussuche. Wissenschaftliche Schriftenreihe des Fraunhofer Instituts für Chemische Technologie, ICT Bd. 13 (1997).
- [116] Schlebeck, E.: Akustische Diagnose (Hörschallbereich) an Schneidstrahlen. ZIS-Mitteilungen Bd. 31 (1989) Nr. 10, S. 993-998.
- [117] Schöne, A.: Meßtechnik. Berlin; Heidelberg; New-York: Springer, 1997.
- [118] Schörlin, F.: Mit Schrittmotoren steuern, regeln und antreiben. Franzis-Verlag, 2. Auflage, 1995.
- [119] Schröder, E.: Elimination of granulation in laser beam projection by means of moving diffusers. Optics and Communications Bd. 3 (1971) Nr. 1, S. 68-72.
- [120] Schröder, G.: Technische Optik: Grundlagen und Anwendungen. Würzburg: Vogel, 1998.

- [121] Servagent, N, F. Gouaux, T. Bosch: Measurements of displacement using the self-mixing interference in a laser diode. *Journal of Optics* Bd. 29 (1998), S. 168-173.
- [122] Sodnik, Z., E. Fischer, T. Ittner, H J. Tiziani: Two-wavelength double heterodyne interferometry using a matched grating technique. *Applied Optics* Bd. 30 (1991) Nr. 22, S. 3139.
- [123] Sprague, R. A.: Surface Roughness Measurement Using White Light Speckle. *Applied Optics* Bd. 11 (1992) Nr. 12, S. 2811-2816.
- [124] Stöferle, T., F Ertl: Optisch berührungslose Längenmessung. *Werkstatt und Betrieb* Bd. 110 (1997), S. 175 - 176.
- [125] Stoffregen, B.: Zur Statistik der Speckle-Erscheinungen. Dissertationsschrift Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 1979.
- [126] Stöbel, W.: Fourier Optik - eine Einführung. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag 1993.
- [127] Stucky, K.-U.: Rechnergestützte Vermessung von dreidimensionalen Mikrostrukturen. Dissertationsschrift Universität Karlsruhe, 1994.
- [128] Tiziani, J. H.: Thesis. University of London, 1967.
- [129] Tiziani, J. H. et al.: Messung und Beschreibung von Mikrostrukturen unter Berücksichtigung materialspezifischer Eigenschaften. *Technisches Messen* Bd. 66 (1999) Nr. 11, S. 429-436.
- [130] Tziraki, M. et al.: Photorefractive holography for imaging through turbid media using low coherence light. *Applied Physics B* Bd. 70 (2000), S. 151-154.
- [131] VDI 2906: Schnittflächenqualität beim Schneiden, Beschneiden und Lochen von Werkstücken aus Metall. Düsseldorf, 1994.
- [132] Volpe, F. P.: Erzeugung von optischen Pikosekundenimpulsen hoher Leistung mit Halbleiterlasern zur Nahbereichs-Entfernungsmessung mit Submillimetermeßgenauigkeit. Dissertationsschrift Universität Kassel, 1994.
- [133] Wang, L. et. al.: Speckle reduction in laser projection systems by diffractive optical elements. *Applied Optics* Bd. 37 (1998) Nr. 10, S. 1170-1175.
- [134] Weist, W.: CD-Player Technologie II. Sony Technical Training, 1991.
- [135] Wesolowicz, K.G., R.E. Sampson: 3D-Imaging Sensor for Robotic Applications. *Proceedings of the 5th ICALEO*. Berlin: Springer Verlag 1987.
- [136] Westkämper, E., M. Maskus: Laserfokus-Oberflächensensor auf der Basis der Abtasteinheit eines CD-Plattenspielers. *VDI-Z Entwicklung Konstruktion Produktion* Bd. 131 (1989) Nr. 9, S. 132-134.

-
- [137] Windecker, R.: Optisches Autofokus-Profilometer. Technisches Messen Bd. 60 (1993) Nr. 7/8, S. 267-270.
- [138] Windecker, R, M. Fleischer, H. J. Tiziani: Low-coherence fiber-optic sensor with a large numerical aperture for topographic measurements. Applied Optics Bd. 37 (1998) Nr. 19, S. 4080-4083.
- [139] Wolff, I.: Grundlagen und Anwendungen der Maxwellschen Theorie I + II - ein Repetitorium. Mannheim, Wien, Zürich: BI-Wissenschafts-Verlag 1991.
- [140] Yarif, A.: Quantum Electronics. New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley & Sons 1989.

Lebenslauf

Name: Marc Hüske
Adresse: Gernsstr. 6, 30659 Hannover
Geburtsdatum: 17. Juni 1966
Geburtsort: Kiel
Familienstand: verheiratet

Schulbildung

1972 - 1976 Grundschole Schönkirchen
1976 - 1982 Heinrich-Heine-Schule Heikendorf
1982 - 1983 11. Klasse Hillsdale High School, San Mateo, CA, USA
1983 - 1986 Heinrich-Heine-Schule Heikendorf

Grundwehrdienst

1986 - 1987 Stabsdienst Territorialkommando Schleswig-Holstein,
Kiel

Studium

1987 - 1995 Studium der Elektrotechnik an der Universität Hannover
Schwerpunkt: Mikroelektronik
Abschluss: Dipl.-Ing. Elektrotechnik

1992 Fachpraktikum, SaRonix, Palo Alto, CA, USA

1991 - 1995 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für
Werkstoffkunde, Universität Hannover

Berufliche Tätigkeit

Mai 1995-September 2000 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Institut für Werkstoffkunde, Universität Hannover

seit November 2000 Laser Technology R&D und Systemberater bei der
LPKF Laser & Electronics AG, Garbsen