

# Produktionsbegleitende Messeinrichtung basierend auf digitaler Holografie

Vom Fachbereich Produktionstechnik

der

UNIVERSITÄT BREMEN

zur Erlangung des Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Phys. Silke Huferath-von Lüpke

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Frank Vollertsen

Prof. Dr.-Ing. Kirsten Tracht

Tag der mündlichen Prüfung: 08.03.2019



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Bremer Institut für angewandte Strahltechnik – BIAS in dem Geschäftsbereich *Optische Messtechnik und optoelektronische Systeme* in Zusammenarbeit mit dem Geschäftsbereich *Materialbearbeitung und Bearbeitungssysteme*. Die in dieser Arbeit angeführten Untersuchungen wurden im Rahmen des Teilprojektes B3 (Werkzeuglebensdauer) des Sonderforschungsbereiches SFB 747 (Mikrokaltumformen), der durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) unterstützt wurde, durchgeführt.

Die Umsetzung der vorliegenden Arbeit wäre ohne die tatkräftige Unterstützung vieler Personen so nicht möglich gewesen, weshalb ich mich an dieser Stelle bei allen betreffenden Personen herzlich bedanken möchte.

Ganz besonders möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. F. Vollertsen, dem Leiter des Geschäftsbereiches *Materialbearbeitung und Bearbeitungssysteme*, für die wertvolle Unterstützung bei der Umsetzung meines Promotionsvorhabens danken. Ein besonderer Dank geht an Herrn Prof. Dr. rer. nat. R. B. Bergmann, dem Leiter des Geschäftsbereiches *Optische Messtechnik und optoelektronische Systeme*, für die Möglichkeit mich im Projekt B3 zu entfalten.

Rainer Klattenhoff danke ich für die vielseitige Unterstützung bei der Realisierung von experimentellen Messaufbauten. Für unsere gemeinsame Arbeit an der MUM danke ich Hendrik Flosky. Dr. Claas Falldorf danke ich für die fachliche Unterstützung und die Motivierung diese Arbeit zu vollenden. Ich danke Dr. Mostafa Agour für die ausgiebigen fachlichen und privaten Diskussionen, die immer eine Bereicherung waren. Lars Rosenboom danke ich für die Arbeiten am *Fringe Processor*. Den Kollegen aus der Werkstatt danke ich für die schnelle und präzise Umsetzung feinmechanischer Aufgabenstellungen. Außerdem danke ich allen Kollegen des BIAS für das angenehme, freundliche Arbeitsklima.

Mein ganz besonderer Dank geht an Thomas Meeser, Dr. Philipp Huke und Dr. Hans von Lüpke, denen ich eine „Vorversion“ zur Durchsicht in die Hand gegeben habe, für ihren unermüdlichen Einsatz und ihre unterschiedlichen Sichtweisen.

Dr. Rüdiger Grunwald, vom Max-Born-Institut, danke ich aus vollem Herzen für die freundschaftliche Unterstützung meines beruflichen Weges.

Ganz persönlich danke ich meinem Mann, David von Lüpke, für seine unendliche Geduld und Ruhe und meinem Patenkind Florian Arndt, der mich die Welt und damit auch die Wissenschaft wieder durch die Augen eines Kindes sehen lässt. Zum Schluss, aber nicht zuletzt, danke ich meinen Eltern, Monika und Wolfgang Huferath, ohne ihre Unterstützung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Bremen, März 2019

Silke Huferath-von Lüpke



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>23</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Forschung</b>	<b>25</b>
2.1	Messtechniken für Verschleißmessung . . . . .	25
2.1.1	Einleitung . . . . .	25
2.1.2	Nukleare Messtechnik . . . . .	25
2.1.3	Taktile Messtechnik . . . . .	25
2.1.4	Optische Messtechnik . . . . .	26
2.2	Holografie . . . . .	33
2.2.1	Aufnahme von Hologrammen . . . . .	33
2.2.2	Optische Wiedergabe von Hologrammen . . . . .	34
2.2.3	Zwei-Wellenlängen-Contouring . . . . .	36
2.3	Digitale Holografie . . . . .	39
2.3.1	Aufnahme von digitalen Hologrammen . . . . .	39
2.3.2	Numerische Rekonstruktion . . . . .	40
2.4	Komparative digitale Holografie . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Ziel der Arbeit</b>	<b>45</b>
<b>4</b>	<b>Material und Methodik</b>	<b>47</b>
4.1	Einleitung . . . . .	47
4.2	Mikroumformmaschine . . . . .	47
4.3	Quellen und Komponenten für die Objektbeleuchtung . . . . .	49
4.3.1	LYNX <sup>TM</sup> Diodenlaser . . . . .	49
4.3.2	Farbstofflaser . . . . .	50
4.3.3	Wellenlängenmessgerät . . . . .	51
4.3.4	Faserschalter . . . . .	51
4.3.5	Kollimator . . . . .	51
4.3.6	Spiegel . . . . .	51
4.4	Umlenkung der Objektwelle . . . . .	51
4.5	Komponenten des Messsystems . . . . .	52
4.5.1	Objektiv . . . . .	52
4.5.2	Optiken . . . . .	54
4.5.3	Fasergekoppelter Strahlteilerwürfel . . . . .	55
4.5.4	Kamera . . . . .	55
4.6	x,y-Verschiebeeinheit . . . . .	55
4.7	Programm zur Aufnahme von Hologrammen . . . . .	55
4.8	Zusätzlich verwendete Messsysteme . . . . .	57
4.8.1	<i>Laserscanning Mikroskop VK9700</i> . . . . .	57

4.8.2	Digital holografisches Mikroskop mit mehreren Beleuchtungsrichtungen . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Messsystem</b>	<b>61</b>
5.1	Digital holografisches Mikroskop . . . . .	61
5.2	Programm zur Auswertung der Messdaten . . . . .	63
5.2.1	Die Eingabemaske . . . . .	63
5.2.2	Programmschritte . . . . .	67
5.2.3	Soll-Ist-Vergleich . . . . .	70
5.2.4	Ausgabe des Ergebnisses . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Experimentelle Charakterisierung</b>	<b>73</b>
6.1	Laser . . . . .	73
6.1.1	Langzeitstabilität der Laser in Wellenlänge und Kohärenz . . .	73
6.1.2	Einfluss von Abweichungen von der realen Wellenlänge auf die Höhenwerte . . . . .	78
6.1.3	Einfluss der Wellenlänge auf die Tiefenauflösung . . . . .	80
6.2	Vergrößerung durch das Mikroskopobjektiv . . . . .	82
6.2.1	Zusammenhang zwischen Objektabstand und Rekonstruktionsabstand . . . . .	82
6.2.2	Zusammenhang zwischen Rekonstruktionsabstand und Objektvergrößerung . . . . .	84
6.3	Verifizierung von Auflösung und Vergrößerung des Messsystems . . .	86
6.3.1	Laterale Auflösung . . . . .	86
6.3.2	Vergrößerung im Arbeitsabstand $z_0$ . . . . .	87
6.4	Repositionierung des Messsystems . . . . .	87
6.4.1	Versatz des Messobjektes . . . . .	87
6.4.2	Repositionierung des Messsystems . . . . .	92
6.4.3	Repositionierung der x,y-Verschiebeeinheit . . . . .	95
6.5	Zusammenhang zwischen Beleuchtungsrichtungen und Signal-zu-Rausch-Verhältnis . . . . .	97
<b>7</b>	<b>Software-Test</b>	<b>101</b>
7.1	Einleitung . . . . .	101
7.2	Rekonstruktion . . . . .	101
7.3	Erzeugung der Phasendifferenz . . . . .	102
7.4	Eliminierung der Phasenrampe . . . . .	102
7.5	Zusammensetzen einer Matrix von komplexen Wellenfeldern . . . . .	103
7.6	Kompensation des Phasenversatzes der Einzelaufnahmen zueinander .	105
7.7	Soll-Ist-Vergleich . . . . .	106
7.8	Versatzkompensation beim Soll-Ist-Vergleich . . . . .	107
<b>8</b>	<b>Soll-Ist-Vergleich zur Verschleißmessung</b>	<b>109</b>
<b>9</b>	<b>Einordnung des Messsystems in den Stand der Forschung</b>	<b>115</b>
<b>10</b>	<b>Erweiterung und Anpassung an andere Messaufgaben</b>	<b>119</b>
10.1	Messsystem . . . . .	119
10.2	Auswertesoftware . . . . .	120

10.3 Aufnahmesoftware . . . . .	121
<b>11 Zusammenfassung</b>	<b>123</b>
<b>A Grundlagen</b>	<b>127</b>
A.1 Herleitung der Wellengleichung . . . . .	127
A.2 Intensität . . . . .	129
A.3 Interferenz . . . . .	129
A.4 Kohärenz . . . . .	130
A.5 Speckle . . . . .	131
A.6 Techniken zur Aufnahme von Hologrammen . . . . .	132
A.7 Rekonstruktionsalgorithmus . . . . .	135
A.7.1 Fresnel-Kirchhoff-Beugungsgleichung . . . . .	135
A.7.2 Fresnel-Näherung für das Nahfeld . . . . .	136
A.8 Alias-Effekt . . . . .	139
A.9 Grundlagen zur Auswertesoftware . . . . .	141
A.9.1 Bezeichner der Hologramme, die ausgewertet werden . . . . .	141
A.9.2 Anpassung der Pixelgröße . . . . .	142
A.9.3 Erzeugung der Phasendifferenz . . . . .	143
A.9.4 Erzeugung der Phase der Objektbeleuchtung . . . . .	144
A.9.5 Einzelphasendifferenzen zusammenfügen . . . . .	146
A.9.6 Bestimmung des Objektmittelpunktes . . . . .	147
A.9.7 Ausmaskierung von nicht objektrelevanten Bereichen . . . . .	148
A.9.8 Phasenanpassung . . . . .	149
A.10 Sammellinsen . . . . .	150
<b>B Datenblätter und Parameterlisten</b>	<b>153</b>
B.1 Datenblätter der LYNX <sup>TM</sup> Diodenlaser . . . . .	153
B.2 Faserschalter Datenblatt . . . . .	154
B.3 Datenblatt des fasergekoppelten Strahlteilerwürfels . . . . .	154
B.4 Mikroskopobjektiv Datenblätter . . . . .	155
B.5 Datenblattausschnitt für USAF1951-Auflösungstesttafel . . . . .	156
B.6 <i>HolographyXYStage</i> Parameterliste . . . . .	157
<b>C Messobjekt</b>	<b>159</b>
C.1 Kalibrierobjekt . . . . .	159
C.1.1 Gittertaster . . . . .	159
C.1.2 Stufenobjekt . . . . .	159
C.2 USAF1951-Auflösungstesttafel für die laterale Auflösung von Messsystemen . . . . .	160
<b>D Voruntersuchungen zur Verschleißmessung mittels digitaler Holografie</b>	<b>163</b>
D.1 Digital holografischer Aufbau . . . . .	163
D.2 Experimentelle Durchführung der Verschleißmessung . . . . .	164

<b>E</b>	<b>Messungen und Auswertungen</b>	<b>167</b>
E.1	Laser . . . . .	167
E.1.1	Langzeitstabilität in Wellenlänge und Kohärenz . . . . .	167
E.1.2	Zusammenhang Wellenlängenänderung und Höhendaten . . . . .	174
E.1.3	Zusammenhang Wellenlänge und Tiefenauflösung . . . . .	179
E.2	Einfluss des Mikroskopobjektivs . . . . .	179
E.2.1	Entfernungsbestimmung . . . . .	179
E.2.2	Bestimmung der Rastergröße . . . . .	185
E.3	Positionierung . . . . .	188
E.3.1	Einfluss eines Versatzes zwischen den Messungen . . . . .	188
E.3.2	Untersuchungen zum Versatz bei dem Einbau des Messsystems in das Folgewerkzeug . . . . .	200
E.3.3	Untersuchungen zum Versatz beim Einsatz der x,y-Verschiebeeinheit . . . . .	203
E.4	Einfluss mehrerer Beleuchtungsrichtungen auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis . . . . .	207
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>212</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung eines 4f-Aufbaus . . . . .	30
2.2	Prinzipskizze zur Aufnahme von Hologrammen . . . . .	33
2.3	Prinzipskizze zur Wiedergabe von Hologrammen mit Beleuchtung durch konjugierter und nicht konjugierter Referenzwelle . . . . .	35
2.4	Darstellung des optischen Wegs bei der Rekonstruktion von Hologrammen . . . . .	36
2.5	Phasenbild bei Wellenlänge $\lambda$ und bei synthetischen Wellenlänge $\Lambda$ . . .	38
2.6	Geometrische Darstellung eines digital holografischen Aufbaus . . . . .	39
2.7	Geometrische Darstellung der Fresnel-Kirchhoff-Beugungsgleichung . . .	41
2.8	Prinzipskizzen zur komparativen digitalen Holografie . . . . .	43
4.1	Foto der MUM, des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs und einigen Aktivelementen . . . . .	48
4.2	Prinzipskizze zur Einbringung des Messsystems . . . . .	49
4.3	Foto des gemessenen Stempels . . . . .	49
4.4	Prinzipskizze zur Strahlumlenkung . . . . .	52
4.5	Prinzipskizze zum Einfluss des Arbeitsabstandes in x-,y- und z-Richtung . . .	53
4.6	Bildschirmabbildung des Unterprogramms <i>HolographyXYStage</i> des <i>Fringe Processors</i> . . . . .	56
4.7	Flussdiagramm zum Aufnahmeprogramm . . . . .	58
4.8	Prinzipskizze zum digital holografischen Mikroskop mit mehreren Beleuchtungsrichtungen . . . . .	59
5.1	Prinzipskizze zum digital holografischen Mikroskop . . . . .	61
5.2	CAD-Zeichnung des digital holografischen Mikroskop-Prototyps . . . . .	62
5.3	Foto des Prototyps . . . . .	63
5.4	Bildschirmabbildung der Bedieneroberfläche für das Auswertungsprogramm . . . . .	64
5.5	Flussdiagramm zum Auswertungsprogramm . . . . .	65
5.6	Bildschirmabbildung der Bedieneroberfläche nachdem das Auswertungsprogramm durchgelaufen ist . . . . .	71
5.7	Bildschirmabbildung einer Bildausgabe eines zusammengefügtten Phasenbildes . . . . .	72
6.1	Aufnahmen zur Darstellung des Einflusses des Wellenlängenversatzes auf die Intensitätsverteilung . . . . .	74
6.2	Differenz unterschiedliche Intensitätsverteilungen . . . . .	74
6.3	Ausschnitte von Hologrammen, aufgenommen zu unterschiedlichen Zeitpunkten und die resultierenden Amplitudenbilder . . . . .	76

6.4	Ausschnitte von Hologrammen, aufgenommen zu unterschiedlichen Zeitpunkten und die resultierenden Amplitudenbilder . . . . .	77
6.5	Soll-Ist-Vergleiche mit variierenden Wellenlängen in den Ist-Messungen	79
6.6	Konfokale und holografische Aufnahme eines Stufenobjektes . . . . .	81
6.7	Höhenschnitte entlang eines Stufenelements . . . . .	81
6.8	Grafische Darstellung des Rekonstruktionsabstandes $d$ über den Abstand $z$ zwischen USAF-Tafel und Objektiv . . . . .	84
6.9	Grafische Darstellung des Vergrößerungsfaktors $V_{\text{ges}}$ über den Rekonstruktionsabstand $d$ . . . . .	86
6.10	Ausschnitt eines Amplitudenbildes einer USAF-Tafel . . . . .	86
6.11	Soll-Ist-Vergleiche zwischen den Null-Positions-Messungen und den Messungen mit $0,1 \mu\text{m}$ Versatz sowie Amplitudenbilder . . . . .	88
6.12	Soll-Ist-Vergleiche zwischen den Null-Positions-Messungen und den Messungen mit $1,5 \mu\text{m}$ Versatz und Amplitudenbilder . . . . .	89
6.13	Soll-Ist-Vergleiche zwischen den Null-Positions-Messungen und den Messungen mit $10 \mu\text{m}$ Versatz sowie Amplitudenbilder . . . . .	90
6.14	Soll-Ist-Vergleiche der <b>Abbildungen 6.11 bis 6.13</b> nach der Korrektur	91
6.15	Amplitudenbild des Soll-Ist-Vergleich für die x-Richtung des $10 \mu\text{m}$ -Versatzes vor und nach der Korrektur . . . . .	92
6.16	Phasendifferenzen zu zwei Messungen eines Ausschnittes eines Tiefziehringes und der Soll-Ist-Vergleich . . . . .	93
6.17	Amplitudenbild des Soll-Ist-Vergleiches aus <b>Abbildung 6.16</b> und ein Amplitudenbild einer Rekonstruktion . . . . .	93
6.18	Soll-Ist-Vergleich des Tiefziehringes vor und nach der Korrektur . . .	94
6.19	Amplitudenbild des Soll-Ist-Vergleiches aus <b>Abbildung 6.18 a)</b> . . .	95
6.20	Rekonstruktionen und Phasendifferenzen einer USAF-Tafel an der Start-Position vor und nach Verfahren der x,y-Verschiebeeinheit . . .	96
6.21	Soll-Ist-Vergleich zwischen den Messreihen aus der <b>Abbildung 6.20</b> sowie die Amplitudenbilder . . . . .	96
6.22	Amplitudenbilder der Rekonstruktion zu dem $60^\circ$ -Beleuchtungswinkel und die Phasendifferenz . . . . .	98
6.23	Aufaddierte Phasendifferenzen der unterschiedlichen Beleuchtungsrichtungen für ein Tiefziehring . . . . .	99
7.1	Amplitudenbilder für den Rekonstruktionstest . . . . .	102
7.2	Phasendifferenzen für den Test zur Erzeugung der Phasendifferenz . .	103
7.3	Phasendifferenzen für den Test zur Eliminierung der Phasenrampe . .	103
7.4	Amplitudenbilder des komplexen Originaltestbildes und des zusammengesetzten komplexen Testbildes . . . . .	104
7.5	Phasenbilder für das Zusammensetzten eines komplexen Testbildes . .	105
7.6	Phasenbilder des komplexen Originaltestbildes und der zusammengesetzten komplexen Testbild . . . . .	106
7.7	Phasendifferenzen der Testdatensätze für den Soll- und Ist-Zustand und der Soll-Ist-Vergleich . . . . .	107
7.8	Phasendifferenz eines verschobenen Ist-Testdatensatz und der Soll-Ist-Vergleich . . . . .	107
7.9	Soll-Ist-Vergleich eines versatzkorrigierten Ist-Testdatensatz . . . . .	108

8.1	Amplitudenbilder und die Phasendifferenz einer Soll-Messung eines Stempels . . . . .	109
8.2	Zusammengefügte Amplituden- und Phasendifferenzbilder der Soll-Messung . . . . .	110
8.3	Amplitudenbilder und die Phasendifferenz einer Ist-Messung des Stempels . . . . .	111
8.4	Zusammengefügte Amplituden- und Phasendifferenzbilder der Ist-Messung . . . . .	112
8.5	Soll-Ist-Vergleich an einem Tiefziehstempel . . . . .	113
8.6	Soll-Ist-Vergleich des gesamten Tiefziehstempels . . . . .	113
A.1	Specklemuster . . . . .	131
A.2	Prinzipskizze zur Aufnahme und Wiedergabe von Inline-Hologrammen	133
A.3	Prinzipskizze zur Aufnahme und Wiedergabe von Off-Axis-Hologrammen	134
A.4	Prinzipskizze zur Aufnahme und Wiedergabe von Fourier-Hologrammen	135
A.5	Geometrische Darstellung der Wellenausbreitung bei der Holografie .	135
A.6	Schematische Darstellung eines zeitdiskreten, periodischen Signals . .	140
A.7	Schematische Darstellung des Alias-Effektes und seiner Vermeidung .	140
A.8	Schematische Darstellung eines Amplituden- und Phasenspektrums im Frequenzbereich . . . . .	141
A.9	Prinzip der Anwendung einer Rekonstruktionsmethode . . . . .	143
A.10	Erzeugung einer Phasendifferenz . . . . .	144
A.11	Phasendifferenz einer Referenzplattenmessung . . . . .	145
A.12	Darstellung des Prinzips der Entfaltung . . . . .	145
A.13	Darstellung der numerischer Näherung zweiter Ordnung der Phasendifferenz . . . . .	146
A.14	Prinzipskizze zur Abbildung von Linsen . . . . .	151
C.1	Mikroskopaufnahme des Kalibriergitters . . . . .	159
C.2	Mikroskopaufnahme des Stufenobjektes . . . . .	160
C.3	Prinzipskizze zur USAF-Tafel . . . . .	160
D.1	Prinzipskizze zum linsenlosen Fourier-Aufbau . . . . .	163
D.2	Foto eines Testobjektes zur Verschleißmessung . . . . .	164
D.3	Hologramme vom Soll- und Ist-Zustand, die zugehörigen Phasendifferenzen sowie der Soll-Ist-Vergleich . . . . .	165
D.4	Vergleich von holografischen Soll-Ist-Vergleich mit einer konfokal mikroskopischen Aufnahme . . . . .	166
D.5	Grafische Darstellung eines Höhenschnittes . . . . .	166
E.1	Intensitätsverteilungen von Hologrammen bei gleicher Wellenlänge zu Untersuchung der Wellenlängenstabilität . . . . .	168
E.2	Vergleich zweier Hologramme mit einer Wellenlängendifferenz von $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$ . . . . .	169
E.3	Intensitätsverteilungen von Hologrammen bei $\lambda_1$ und $\lambda_2$ . . . . .	171
E.4	Intensitätsverteilungen von Hologrammen bei $\lambda_1$ und $\lambda_2$ . . . . .	172
E.5	Amplitudenbilder zu <b>Abbildung E.3</b> und <b>Abbildung E.4</b> . . . . .	173
E.6	Intensitätsverteilungen der Soll-Messung eines Aktivelements bei unterschiedlichen Wellenlängen . . . . .	175

E.7	Phasendifferenz einer Soll-Messung . . . . .	175
E.8	Intensitätsverteilungen von Hologrammen mit variierender Wellenlänge	176
E.9	Phasendifferenzen zur Aufnahme mit $\lambda_1$ und den Aufnahmen mit original Werten bzw. konstantem Wert für $\lambda_2$ . . . . .	177
E.10	Phasendifferenzen und Höhenschnitte bei unterschiedlichen synthetischen Wellenlängen . . . . .	180
E.11	Phasendifferenzen und Höhenschnitte bei unterschiedlichen synthetischen Wellenlängen . . . . .	181
E.12	Amplitudenbilder zu unterschiedlichen Abständen $z$ zwischen USAF-Tafel und Objektiv . . . . .	183
E.13	Amplitudenbilder zu unterschiedlichen Abständen $z$ zwischen Kalibriergitter und Objektiv . . . . .	184
E.14	Grafische Darstellung von dem Rekonstruktionsabstand $d$ über den Abstand $z$ zwischen Objekt und Objektiv . . . . .	185
E.15	Grafische Darstellung der Gitterrastergröße in x- und y-Richtung über den Rekonstruktionsabstand $d$ . . . . .	187
E.16	Grafische Darstellung des Vergrößerungsfaktors $V$ über den Rekonstruktionsabstand $d$ . . . . .	187
E.17	Amplitudenbilder sowie Phasendifferenzen zu Versatzaufnahmen in x-Richtung . . . . .	189
E.18	Amplitudenbilder sowie Phasendifferenzen zu Versatzaufnahmen in y-Richtung . . . . .	191
E.19	Amplitudenbilder sowie Phasendifferenzen zu Versatzaufnahmen in x,y-Richtung . . . . .	192
E.20	Phasendifferenzen, Amplitudenbilder und Soll-Ist-Vergleiche zur Versatzaufnahmen in x-Richtung . . . . .	193
E.21	Phasendifferenzen, Amplitudenbilder und Soll-Ist-Vergleiche zur Versatzaufnahmen in y-Richtung . . . . .	195
E.22	Phasendifferenzen, Amplitudenbilder und Soll-Ist-Vergleiche zur Versatzaufnahmen in x,y-Richtung . . . . .	196
E.23	Versatzkorrigierte Phasendifferenzen für den Diodenlaser 1 und die dazugehörigen Amplitudenbilder für die x-, y- und x,y-Richtung . . . . .	199
E.24	Versatzkorrigierte Soll-Ist-Vergleiche und die dazugehörigen Amplitudenbilder für die x-, y- und x,y-Richtung . . . . .	201
E.25	Intensitätsverteilungen, Amplitudenbilder sowie Phasendifferenzen von Aufnahmen zur Reproduzierbarkeit des Messsystems beim Einbau in die MUM . . . . .	202
E.26	Soll-Ist-Vergleiche zu <b>Abbildung E.25</b> vor und nach der Korrektur des Versatzes und die Amplitudenbilder . . . . .	204
E.27	Amplitudenbilder sowie Phasendifferenzen von Aufnahmen zur Reproduzierbarkeit der Start-Position der x,y-Verschiebeeinheit . . . . .	205
E.28	Soll-Ist-Vergleich zu <b>Abbildung E.27</b> sowie deren Amplitudenbild . . . . .	206
E.29	Amplitudenbilder und die resultierende Phasendifferenz eines Referenzobjektes für unterschiedliche Beleuchtungsrichtungen . . . . .	208
E.30	Entfaltete Phasendifferenz des Referenzobjektes, Least Square Fit zur entfalteten Phasendifferenz und Phasendifferenz $\Delta\phi_{\text{illu}}$ . . . . .	209
E.31	Phasendifferenzen der Objektbeleuchtung bei unterschiedlichen Beleuchtungsrichtungen . . . . .	209

E.32 Amplitudenbilder und die resultierende Phasendifferenz für unterschiedliche Beleuchtungsrichtungen für ein Tiefziehring . . . . .	211
--	-----



# Tabellenverzeichnis

2.1	Vergleich der vorgestellten Messtechniken . . . . .	32
6.1	Synthetische Wellenlänge sowie den dazugehörigen metrischen Höhendaten . . . . .	80
6.2	Liste für Zusammenhang zwischen Abstand $z$ und Rekonstruktionsabstand $d$ . . . . .	83
6.3	Werte der Vergrößerungsfaktoren $V_{x,i}$ bzw. $V_{y,i}$ sowie der Rekonstruktionsabstände $d_i$ . . . . .	85
6.4	Versatz $\mu\text{m}$ in Verkippungswerte $[\circ]$ . . . . .	90
8.1	Dargestellt sind die vom Auswertprogramm berechneten Werte, die im Rahmen der Auswertung in einer Textdatei gespeichert werden. . .	110
A.1	Zusammenhang zwischen Gegenstandsweite und Bildweite bei einer Sammellinse . . . . .	151
B.1	Datenblätter zu den Diodenlaser der Firma <i>Sacher Lasertechnik</i> . . .	153
B.2	Spezifikation des verwendeten Faserschalters . . . . .	154
B.3	Komponenten für die verwendete Strahlaufteilung . . . . .	154
B.4	Daten zu Mikroskopobjektiven . . . . .	155
B.5	Daten zu Long-Distance-Mikroskop-Objektiven . . . . .	155
B.6	Daten zu der verwendeten USAF1951-Auflösungstesttafel . . . . .	156
B.7	<i>HolographyXYStage</i> Parameterliste . . . . .	157
E.1	Intensitätsverhältnis zwischen nullter und erster Beugungsordnung . .	174
E.2	Mittelwerte von Phasendifferenzen . . . . .	178
E.3	Daten zur Änderung der Objektgröße in der Rekonstruktionsebene in x- und y-Richtung . . . . .	186
E.4	Versatz $\mu\text{m}$ in Pixel Werte . . . . .	197
E.5	Werte für die Korrektur des definierten Versatzes . . . . .	198
E.6	Versatzwerte zu <b>Abbildung E.25</b> . . . . .	202
E.7	Mittelwerte der Phasendifferenzen $\Delta\phi - \Delta\phi_{\text{illu}}$ . . . . .	210



# Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Definition
$B$	m	Bildgröße
$\vec{B}$	T	Magnetische Flussdichte
$c$	m/s	Lichtgeschwindigkeit
$capt$		Position der Einzelaufnahme
$capt_x, capt_y$		Position der Einzelaufnahme in x- bzw. in y-Richtung
$d$	m	Abstand zwischen Objekt und CCD-Sensor bzw. Rekonstruktionsabstand / Bildweite
$d_f$	m	Abstand zwischen zwei Interferenzstreifen
$data_{j1,j2}(:, :)$		Komplexes Einzelbild an der Aufnahmeposition $j1, j2$
$\vec{E}$	V/m	Elektrische Feldstärke / elektrisches Wellenfeld
$E(\vec{x})$	w. E. <sup>1</sup>	komplexe Amplitude / Wellenfeld in der Objektebene
$E_0$	w. E.	Amplitude der elektrischen Feldstärke
$E_{0,O}, E_{0,R}$	w. E.	Amplitude der Objektwelle bzw. Referenzwelle
$E_B(\vec{x})$	w. E.	komplexe Amplitude / Wellenfeld in der Rekonstruktionsebene
$\vec{e}$		Einheitsvektor
$\mathcal{F}, \mathcal{F}^{-1}$		Fourier-Transformation, Inverse Fourier-Transformation
$F$		Brennpunkt einer Linse
$f$	$m^{-1}$	Raumfrequenz
$f$	m	Brennweite
$f_{\max}$	$m^{-1}$	Maximale Raumfrequenz
$f_N$	$m^{-1}$	Nyquist-Frequenz
$f_x, f_y$		Koordinaten im Frequenzraum
$G$	m	Gegenstandsgröße
$G(\vec{x})$		Transferfunktion
$g$	$\mu\text{m}$	Gitterkonstante
$\vec{g}$		Gradienten der Phasenrampe
$g(x - \xi, y - \eta)$		Impulsantwort
$H$		Hauptachse einer Linse
$h(\vec{u})$		Interferenzmuster in der Hologrammebene
$I$	w. E.	Intensität

<sup>1</sup>w. E. - willkürliche Einheit

Symbol	Einheit	Definition
$i$		Imaginäre Einheit
$\vec{j}$	$A/m^2$	Elektrische Stromdichte
$j$		Laufvariable
$j1, j2$		Laufvariable für die Position der Einzelaufnahme in x- bzw. y-Richtung
$\vec{k}$	$m^{-1}$	Wellenvektor
$k$	$m^{-1}$	Wellenzahl ( $k =  \vec{k} $ )
$kk$		Laufvariable
$L$	m	Sensorgröße
$\vec{l}$		Variabler Vektor
$l1, l2$		Laufvariable für die Bestimmung der Position der Einzelaufnahme in x- bzw. y-Richtung
$M$		Anzahl von Nullen
$m, n$		Position eines Pixels in der Sensorebene (diskrete Variable)
$N$	Pixel	Anzahl der Pixel in $\xi$ - bzw. $\eta$ -Richtung
$N_{\text{shift},x,j1},$ $N_{\text{shift},y,j2}$	Pixel	Anzahl der Pixel um die die Einzelaufnahmen in x- bzw. y-Richtung verschoben werden
$\hat{n}$		Normale
$n$		Laufvariable / Anzahl der Phasensprünge
$nn$		Anzahl verwendeter Koordinatenpunkte für die Objektmittelpunktbestimmung
$NA$		Numerische Apertur
$p, q$		Position eines Pixels in der Rekonstruktionsebene (diskrete Variable)
$R$	m	Abstand zwischen Referenzwellenquellpunkt und Kamera
$\vec{r}$	m	Richtungsvektor
$r$	m	Betrag des Richtungsvektors $ \vec{r} $
$r'(\vec{u})$		Wellenfeld der Referenzwelle in der Hologrammebene
$S$	m	Optischer Weg
$S_1, S_2$		Chirp-Funktionen
$s_{\text{scaled}}$	°	Versatz unter der Berücksichtigung der Skalierung durch das Objektiv
$sum$		maximale Anzahl von Kombinationen
$sx, sy$	m	Schrittgröße der x,y-Verschiebeeinheit
$t$	s	Zeit
$U$	$\mu\text{m}$	Laterale Auflösung / Auflösungsvermögen
$U(\vec{x}), U(\vec{u})$		Komplexe Amplitude
$U_{\text{ges}(\vec{x})}(\vec{x})$		komplexe Amplitude des Interferenzmusters der Überlagerung / Wellenfeld
$U_O(\vec{x})$		Komplexe Amplitude des Objektstrahls / Wellenfeld / Objektwelle
$U_R(\vec{x})$		Komplexe Amplitude des Referenzstrahls / Wellenfeld / Referenzwelle

Symbol	Einheit	Definition
$U_0, U_-, U_+$		Nullte, minus erste bzw. plus erste Beugungsordnung
$\vec{u}$		Sensor-/Hologrammebene
$V$		Vergrößerung / Vergrößerungsfaktor
$V_{\text{ges}}$		Aus $V_x$ und $V_y$ gemittelter Vergrößerungsfaktor
$V_x, V_y$		Vergrößerungsfaktor in x- bzw. y-Richtung
$v$	m	Verschiebung des z-Tisches
$\vec{x}$		Ortsraum
$x_O, x_{O,\text{max}}$	m	Objekthöhe bzw. Maximale Objekthöhe
$(x, y)$		Koordinaten in der $\vec{x}$ -Ebene (Objekt-/Rekonstruktionsebene)
$x_{MP}, y_{MP}$	Pixel	Koordinaten des Objektmittelpunktes in x- und y-Richtung
$z$	m	Abstand zwischen Objekt und Objektiv / Gegenstandsweite / optische Achse
$z_0$	m	Arbeitsabstand des Objektivs
$z_n$	m	Beliebiger Abstand zwischen Objekt und Objektiv
$z_p, z_{p,\text{max}}$	m	Höhe (bezogen auf die Oberfläche des Objektes), Maximale Höhe
$\vec{\nabla}$		Nabla-Operator
$\Delta$		Laplace-Operator
$\alpha$	°	Beleuchtungswinkel der Objektbeleuchtung
$\Gamma$	°	Verkippung
$\delta$	°	Winkel zwischen Objekt- und Referenzstrahl
$\delta_{\text{max}}$	°	Maximaler Winkel zwischen Objekt- und Referenzstrahl
$\Delta x, \Delta y$	m	Pixelgröße in der Rekonstruktionsebene in x- und y-Richtung
$\Delta \xi, \Delta \eta$	m	Pixelgröße in der Sensorebene in $\xi$ - und $\eta$ -Richtung
$\Delta \phi$	rad	Phasendifferenz / Phasenrampe
$\Delta \phi_{\text{illu}}(\vec{x})$	rad	Phasendifferenz der Objektbeleuchtung
$\Delta \phi_O(\vec{x})$	rad	Phasendifferenz der Objektwelle
$\varepsilon$	As/Vm	Permittivität
$\theta$	°	Winkel zwischen der Normalen $\hat{n}$ und dem Richtungsvektor $\vec{r}$
$\vec{k}$		Variabler Vektor
$\kappa$		Laufvariable
$\lambda$	m	Wellenlänge
$\Lambda$	m	Synthetische Wellenlänge
$\mu$	Vs/Am	Permeabilität
$\nu$	s <sup>-1</sup>	Frequenz
$(\xi, \eta)$		Koordinaten in der $\vec{u}$ -Ebene (Sensor- / Hologrammebene)
$\rho$	As/m <sup>3</sup>	Ladungsdichte
$\sigma$		Standardabweichung
$\Sigma$		Skalierungsfaktor für die Hologramme

Symbol	Einheit	Definition
$\phi$	rad	Phase
$\phi_O(x, y),$ $\phi_R(x, y)$	rad	Phase der Objektwelle bzw. Referenzwelle
$\phi_0$		konstanten Anteil der Phase
$\vec{\omega}$		Frequenzraum
$\omega$	s <sup>-1</sup>	Kreisfrequenz
<i>abs</i>		Funktion in <i>Matlab</i>
<i>angle</i>		Funktion in <i>Matlab</i>
<i>canvas</i>	Pixel x Pixel	M x M-Matrix
<i>data_masked_</i> <i>adapped_</i> <i>squeezed_ima2</i>	Pixel x Pixel	M x M-Matrix, die das ausmaskierte komplexe Wellenfeld vor der Phasenanpassung beinhaltet
<i>diameter</i>	m	Durchmesser des Objektes
<i>difference(ll, 1)</i>		Werte einer einspaltigen Tabelle, die die Differenz der Mittelwerte beinhaltet
<i>dx</i>	m	Pixelgröße in der Rekonstruktionsebene
<i>factor</i>		Programminterner Skalierungsfaktor
<i>find</i>		Funktion in <i>Matlab</i>
<i>ll</i>		Spalte innerhalb einer Tabelle
<i>Mask</i>	Pixel x Pixel	M x M-Matrix, die die Maske über das Gesamtbild beschreibt.
<i>Maskpart</i>	Pixel x Pixel	M x M-Matrix, die die Maske über Teilbereiche des Gesamtbild beschreibt
<i>mean</i>		Funktion in <i>Matlab</i>
<i>mean_value(ll, 1),</i> <i>mean_value(ll, 2)</i>		Werte der zweispaltigen Tabelle <i>mean_value</i> , die die Mittelwerte für die Phasendifferenzen der einzelnen Aufnahmen beinhaltet
<i>mod</i>		Funktion in <i>Matlab</i>
<i>nenner,</i> <i>zaehler</i>		Variablen bei der Berechnung des Kreismittelpunktes
<i>overlaparea_</i> <i>imax_phase</i>	Pixel x Pixel	N x M-Matrix, die die Phasen des komplexen Wellenfeldes beinhaltet. x steht hier für Bild 1 oder 2
<i>phi_F_</i> <i>masked</i>	Pixel x Pixel	M x M-Matrix, die die korrigierte Phasenwerte beinhaltet
<i>radius</i>	m	Radius des Objektes
<i>start(ll, 1),</i> <i>start(ll, 2)</i>	Pixel	Werte der zweispaltigen Tabelle <i>start</i> , die die Positionen der linken oberen Ecke jeder einzelnen Aufnahme beinhaltet
<i>U_masked</i>	Pixel x Pixel	M x M-Matrix, die das ausmaskierte komplexe Wellenfeld nach der Phasenanpassung beinhaltet

# Abkürzungen

Abkürzung	Ausführliche Darstellungsform
ATM	Rasterkraftmikroskop, aus dem Englischen: <i>Atomic Force Microscope</i>
BS	Strahlteiler, aus dem Englischen: <i>beam splitter</i>
CAD	Rechnerunterstütztes Konstruieren, aus dem Englischen: <i>computer-aided design</i>
CCD	Ladungsgekoppeltes Bauteil, aus dem Englischen <i>charge-coupled device</i>
CMOS	Sich ergänzender Metall-Oxid-Halbleiter, aus dem Englischen: <i>complementary metal-oxide-semiconductor</i>
CW	Kontinuierliche Welle, aus dem Englischen: <i>continuous wave</i>
DFT	Diskrete Fourier-Transformation
FFT	Schnelle Fourier-Transformation, aus dem Englischen: <i>fast fourier transformation</i>
KDH	Komparative digitale Holografie
LDM	Objektiv mit erweitertem Arbeitsabstand, aus dem Englischen: <i>Long Distance Microscope Objective</i>
MEMS	Mikroelektromechanische Systeme
MPE	Maximal zugelassener Extremwert, aus dem Englischen <i>Maximum Permissible Error</i>
MUM	Mikroumformmaschine
NA	Numerische Apertur
SLM	Räumlicher Lichtmodulator, aus dem Englischen: <i>spatial light modulator</i>
TEM-Welle	Transversale elektromagnetische Welle
USAF	Amerikanischen Luftwaffe, aus dem Englischen: <i>United States Air Force</i>
WLI	Weißlichtinterferometer



# Kapitel 1

## Einleitung

„Alles wird klein, wenn es mit genügend Abstand betrachtet wird.“

*Werner Braun*

Heutzutage braucht man keine mehr große Abstände mehr, um kleine Gegenstände betrachten zu können, denn die Entwicklung zu immer kleineren Bauteilen für immer komplexere Anforderungen hat mittlerweile in viele Branchen Einzug gehalten. So werden z. B. die Mobiltelefone mit immer mehr Technik ausgerüstet, die neben dem Telefonieren z. B. auch die GPS-Verfolgung, das Fotografieren und die Verarbeitung von Bildern ermöglicht. Trotz all dieser Funktionen muss das Mobiltelefon noch immer in die Hosentasche passen. Ein Trend, der auch in der Medizin zu beobachten ist, wo immer kleineren Komponenten gefordert werden, um z. B. zunehmend operative Eingriffe minimalinvasiv durchführen zu können. Auch die Automobilindustrie ist ein treibender Motor für die Miniaturisierung. Hier werden z. B. für die Sicherheit und den Komfort der Insassen immer mehr Sensoren in die Autos eingebaut. Diese dürfen die Größe und das Gewicht der Autos nicht beeinflussen, damit die Performance und der Treibstoffverbrauch nicht beeinträchtigt werden.

Studien wie die von *bccResearch* [1] belegen, dass der Markt für mikroelektromechanische Systeme (MEMS), also Systeme, die mit Bauteilen gefertigt werden, deren Dimensionen unter einem Millimeter liegen, noch lange nicht gesättigt ist, und, dass er weiter wächst. Ferner besagt die Studie, dass der globale Markt für Geräte mit MEMS und Fertigungsequipment für MEMS im Jahr 2014 bei 11,7 Milliarden US-Dollar lag. Für den Zeitraum von 2015 bis 2020 prognostiziert dieser Report ein Wachstum von 11,5 % [1]. Der Trend zu immer kleineren Bauteilen stellt auch immer größere Anforderungen an deren Herstellungsprozesse [2].

In den Anfängen der Miniaturisierung von Bauteilen wurden diese hauptsächlich aus Kunststoffen gefertigt, sodass die Fertigungsprozesse auf diesem Gebiet sehr gut erforscht sind [3]. Mit den wachsenden Einsatzgebieten hat sich in den letzten Jahren auch immer mehr die Fertigung aus metallischen Werkstoffen durchgesetzt. Für die Herstellung dieser Bauteile werden viele Techniken, die aus der makroskopischen Fertigung bekannt sind, modifiziert. Diese lassen sich jedoch nicht einfach runterskalieren, bis Bauteile im Mikrometerbereich gefertigt werden können. Der Grund hierfür ist in den Größeneffekten zu finden [4]. So spielen im Bereich der Mikroproduktion tribologische Effekte eine größere Rolle als im makroskopischen Bereich [2]. Um diese Vorgänge erforschen zu können, müssen auch die Messtechniken zur Untersuchung der Fertigungsprozesse an die neuen Bedingungen angepasst werden. Mit dieser Anpassung sollen die Fertigungsprozesse mit metallischen Werkstoffen

genauso gut verstanden werden wie die mit Kunststoffen.

# Kapitel 2

## Stand der Forschung

### 2.1 Messtechniken für Verschleißmessung

#### 2.1.1 Einleitung

In der Literatur finden sich zahlreiche Messtechniken, die sich für die Oberflächen- und Formmessung im Mikro- und Nanometerbereich eignen. Der Großteil dieser Messtechniken lässt sich in zwei Klassen unterteilen: taktile und optische Messtechniken. Eine ausführliche Beschreibung von taktilen und optischen Messtechniken ist u. a. im Kapitel 4 von *Whitehouse* [5] zu finden. Die Vor- und Nachteile beider Klassen werden u. a. von *Whitehouse* [5] sowie von *Bergmann et al.* [6] diskutiert. Neben der hier eingangs getroffenen Klassifizierung in taktile und optische Messtechniken kann eine solche auch nach dem Abtastvorgang (räumlich / zeitlich) erfolgen [7]: 1D (Punktsensor), 2D (Liniensensor), 3D (flächiger Sensor) und / oder scannend oder nicht-scannend. Zudem gibt es noch die nukleare Messtechnik.

Nachfolgend werden Messtechniken vorgestellt und hinsichtlich ihrer Eignung in der Mikroproduktion beurteilt.

#### 2.1.2 Nukleare Messtechnik

Bei der nuklearen Messtechnik werden die Werkzeuge mit einem radioaktiven Stoff markiert [8]. Der Verschleißabtrag kann im Prozess gemessen werden, da durch den Abrieb am Werkzeug radioaktive Partikel z. B. in das Schmierstoff gelangen und über einen entsprechenden Detektor erfasst werden. Diese Methode ermöglicht jedoch nur eine Aussage über den Gesamtverschleiß am Werkzeug, nicht aber über die genaue Position des Abtrags [8]. Um die Position des Abtrags zu ermitteln, muss eine weitere Messtechnik verwendet werden.

#### 2.1.3 Taktile Messtechnik

##### 2.1.3.1 Taktile Koordinatenmessung

Bei der taktilen Koordinatenmessung [9] wird mit einem Taster die Oberfläche des zu messenden Objektes abgescannt. Über den Durchmesser des Tasters und der Wahl des Scanrasters lassen sich die laterale Auflösung und die Tiefenauflösung einstellen. Der Durchmesser eines Tasters kann eine Größenordnung erreichen, die das Messen

im Submikrometerbereich ermöglicht. Als ein Beispiel sei hier die  $0,35\ \mu\text{m}$ -Koordinatenmessmaschine genannt. Diese hat einen maximal zugelassenen Extremwert (MPE, aus dem engl. *Maximum Permissible Error*) von  $0,35\ \mu\text{m}$  und deckt einen Messbereich von  $700\ \text{mm} \times 700\ \text{mm} \times 600\ \text{mm}$  ab [10].

Bei der Verwendung von Tastern ist zu berücksichtigen, dass auch diese einem Verschleißprozess unterliegen, der u. a. von der Oberflächenbeschaffenheit des Messobjektes abhängt. Dieser Verschleiß spiegelt sich z. B. in der Genauigkeit der Messergebnisse wider. Ferner kann der Taster das Messobjekt u. a. durch die Wahl einer zu großen Kraft, mit der dieser während des Ab tastens auf das Messobjekt wirkt, beschädigen. Ein Nachteil dieser Messtechnik bezogen auf den Einsatz als Inline-Messtechnik ist, dass es sich um eine scannende Technik handelt. Scannende Messtechniken sind im Vergleich zu flächig messenden Techniken langsam und sind somit anfälliger für Vibrationen.

### 2.1.3.2 Rasterkraftmikroskopie

Eine weitere Technik zur Erfassung von Oberflächen ist die Rasterkraftmikroskopie. *Binnig et al.* [11] erwähnen das Rasterkraftmikroskop (ATM, aus dem engl. *Atomic Force Microscope*) erstmals 1986. Für die Messung von Objektoberflächen wird eine an einer Blattfeder befindliche nanoskopisch kleine Nadel zeilenweise über das Objekt geführt. Die Verbiegung des Federblattes spiegelt die atomaren Kräfte, die zwischen der Spitze und der Oberfläche wirken, wider und kann entweder kapazitiv oder optisch gemessen werden. Die optische Erfassung ist die gängige Methode. Das Messverfahren wird hier als taktil eingestuft, da die Oberflächenerfassung hauptsächlich durch den Kontakt der Nadel mit der Oberfläche erfolgt. Mit dem ATM kann eine laterale Auflösung von  $1\ \text{nm}$  bis  $10\ \text{nm}$  sowie eine vertikale Auflösung von  $1\ \text{nm}$  erreicht werden [12]. Es eignet sich besonders für die Charakterisierung von glatten Oberflächen [12]. Die Auflösung ist einer der Vorteile dieser Messmethode. Ein Nachteil ist die lange Messzeit, die sich aus einer Messgeschwindigkeit von  $10\ \mu\text{m/s}$  bis  $50\ \mu\text{m/s}$  ergibt [13]. Damit ist eine Messung in industrieller Umgebung, wegen der dort auftreten Vibrationen, nicht sinnvoll. Ferner ist die Abnutzung und Zerstörbarkeit der Nadel infolge von Oberflächendefekten des Messobjektes kritisch zu bewerten [13].

## 2.1.4 Optische Messtechnik

### 2.1.4.1 Triangulation

Die Triangulation ist ein Abstandsmessverfahren mittels Winkelberechnung. Für die Messung wird ein Lichtstrahl, z. B. ein Laserstrahl (Laser-Triangulation), auf das Messobjekt gelenkt. Das vom Objekt reflektierte Licht trifft auf einen Triangulationssensor. Je nach Entfernung des Objektes zu diesem Sensor erfolgt dies unter einem anderen Winkel. Anhand der Position des Lichtstrahls auf dem Sensor lässt sich der Abstand zwischen Objekt und Sensor bestimmen. Um die 3D-Form eines Objektes zu erhalten, muss das Objekt abgescannt werden und zu jedem Punkt der Abstand bestimmt werden [14]. Für diese linienförmige Abtastung des Messobjektes wird eine zweiachsige Variante des Messverfahrens verwendet [14]. Dazu wird der Aufbau des Messsystems z. B. um einen Drehspiegel erweitert. Durch diesen Spiegel ist es möglich, den Abtastpunkt entlang einer Linie frei zu wählen. Um das Mess-

objekt flächig abtasten zu können, muss noch eine weitere Umlenkvorrichtung für den Lichtstrahl eingebracht werden [14]. Dieses Messverfahren wird als dreiaxsig bezeichnet [14].

Die Messgenauigkeit dieser Messtechnik ist abhängig von dem Winkel zwischen Lichtquelle und Sensor. Es gilt: je größer der Winkel, desto höher die Genauigkeit. Dies hat jedoch Grenzen, denn bei zu großen Winkeln kann es zu Abschattungen von Teilbereichen auf dem Objekt kommen. Üblicherweise werden Systeme mit Winkeln zwischen 25 und 45 Grad verwendet [15]. Bei der Messzeit ist die limitierende Größe die Geschwindigkeit, mit der die einzelnen Achsen positioniert werden (gilt nur, wenn ein mehrachsiges System verwendet wird). Es besteht jedoch die Möglichkeit unter Bewegung zu messen. Die Auflösung wird dadurch nicht beeinträchtigt. Soll unter Bewegung gemessen werden, so muss der Bildtakt des Sensors mit den Achsen des Systems synchronisiert sein [15]. Auf diese Weise kann jedem Bild eine Position des Messstrahls auf dem Objekt zugeordnet werden. Diese Information fließt in die Berechnung der Form ein.

Bei der Wahl der Triangulation als Messtechnik ist die Oberfläche des zumessenden Objektes zu beachten. Bei Objekten mit ausgeprägten Riefenstrukturen, die durch die Bearbeitung des Objektes entstehen können [15] sowie bei Objekten mit teilweise spiegelnden Oberflächen hat die Triangulation ihre Grenzen. Teilweise spiegelnde Oberflächen können z. B. zu hohe Dynamikunterschiede in der Bildhelligkeit führen [15]. Bezogen auf den Einsatz in industrieller Umgebung ist zu bedenken, dass die Triangulation ein scannendes Verfahren ist, weswegen Vibrationen zu Messfehlern führen können.

#### 2.1.4.2 Streifenprojektion

Die Streifenprojektion [16] ist eine Technik, die auf der Triangulation basiert, wobei diese flächig misst. Hierfür wird ein flächiges Streifenmuster auf das Messobjekt projiziert. Die Streifen werden entsprechend der Form des Objektes verzerrt. Das Streifenmuster wird mit einer Kamera aufgenommen [17]. Für die Auswertung der Aufnahmen wird die Lage der Streifen im Projektor mit der Lage auf der Kamera trianguliert. Aus dem Ergebnis der Triangulation kann die 3D-Form des Objektes berechnet werden [17].

Für die Aufnahme zur Bestimmung der 3D-Form des Objektes kann ein binäres (helle und dunkle Streifen) oder ein farblich codiertes Streifenmuster verwendet werden. Wird ein System genutzt, das helle und dunkle Streifen projiziert, so wird üblicherweise eine Abfolge von unterschiedlichen Streifenmustern auf das Objekt projiziert. Dies ist vor allem bei komplexen Objekten notwendig, denn je nach Beleuchtungsrichtung und Form des Objektes kann es zu Abschattungen kommen. In einem solchen Fall ist bei der Wahl eines einzelnen binären Streifenmusters eine eindeutige Zuordnung der Streifennummer nicht möglich. Nachteil dieser Methode ist die verlängerte Messzeit durch die Aufnahme mehrerer Muster. Außerdem kann es bei auftretenden Vibrationen zu einem Versatz zwischen den Einzelaufnahmen kommen. Damit ist der Einsatz in industrieller Umgebung nur eingeschränkt möglich. Um mit einer einzelnen Messung die 3D-Form eines Objektes erfassen zu können, werden farblich codierte Streifenmuster eingesetzt. Hier kann anhand der eindeutigen Übergänge der Farbkanäle (rot, grün und blau) die Kante eines Streifens sowie die Kantenummer identifiziert werden. Auf Basis der identifizierten Farbkanten lässt sich die 3D-Form des Objektes bestimmen. Der Nachteil bei diesem Verfahren ist,

dass es bei optisch unkooperativen Oberflächen (z. B. teiltransparenten) oder bei Reflexen auf der Oberfläche zu Fehlidentifikationen in einem oder mehreren Farbkämen kommen kann und somit zu einer Falschzuordnung der Kantenummer. Reflexe können auch bei der Bestimmung der Position einer Kante zu Fehlinterpretationen führen, was zur Reduzierung der Genauigkeit der 3D-Form führt. Diese Variante der Streifenprojektion findet z. B. ihren Einsatz in der Zahnmedizin, wo die 3D-Form von Zähnen Freihand im Mund des Patienten erfasst wird. Dies zeigt, dass die Streifenprojektion unter bestimmten Voraussetzungen gut für den Einsatz in industrieller Umgebung und für Inline-Messungen geeignet ist.

Die zu erreichende Messgenauigkeit und der Messbereich stehen in direktem Zusammenhang mit den verwendeten Komponenten und ihrer Ausrichtung zueinander (Winkel zwischen Projektor und Kamera). Ferner gilt genau wie für die Laser-Triangulation, dass es bei ungeeigneter Wahl des Winkels zwischen Projektor und Kamera zu Abschattungen kommen kann. Um Datenverlust durch abgeschattete Bereiche zu vermeiden, werden einige Sensoren mit weiteren Kameras ausgerüstet, die aus unterschiedlichen Richtungen das Streifenmuster aufnehmen.

#### 2.1.4.3 Weißlichtinterferometrie

Bei Weißlichtinterferometern (WLI) [18] wird die Interferenz von breitbandigem Licht zur 3D-Messung von Objekten genutzt. Es werden meist Lichtquellen verwendet, deren Kohärenzlänge (siehe **Anhang A.4**) im Mikrometerbereich liegt. Das WLI basiert auf dem Prinzip des Michelson-Interferometers [19]. Der eingehende Lichtstrahl wird an einem Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Der eine Teilstrahl durchläuft den Referenzarm, wo er am Referenzspiegel reflektiert wird. Der andere Teilstrahl durchläuft den Objektarm, wo er das zu messende Objekt beleuchtet. Das vom Objekt und vom Referenzspiegel reflektierte Licht überlagert sich an der Position des Strahlteilers und wird von einer Kamera erfasst. Für Bereiche auf dem Objekt, für die Laufwege der beiden Teilstrahlen eine Längendifferenz aufweisen, die kleiner ist als die Kohärenzlänge, kommt es zu einer messbaren Interferenz aller Wellenlängen. Dies wird an dem entsprechenden Kamerapixel als maximale Intensität registriert. Für Bereiche auf dem Objekt, die einen größeren Laufweg aufweisen, erfasst die Kamera eine niedrigere Intensität. Werden nur die Bereiche einer Aufnahme betrachtet, die die maximale Intensität haben, so werden nur Bildpunkte erfasst, die die gleiche Höhenlage haben [19].

Für die 3D-Erfassung wird das zu messende Objekt senkrecht zum Aufbau durch den interferierenden Bereich gefahren [20]. Die Kamera erfasst in diskreten Abständen das jeweilige Interferenzbild. Auf diese Weise wird für jedes Pixel ein Interferogramm des Lichtstrahls von dem abgescannten Bereich erfasst. Aus den Interferogrammen können für alle Pixel die Höheninformationen extrahiert werden [20]. Die Höhenauflösung von WLI-Mikroskopen liegt im Subnanometerbereich [20]. Die laterale Auflösung wird meist mit der optischen Auflösung gleichgesetzt, die zu erwartende Strukturauflösung ist bei vielen Oberflächen jedoch geringer [20].

Da es sich bei der Weißlichtinterferometrie um eine scannende Methode handelt, müssen eventuell in der Messumgebung auftretende Vibrationen, die zu Versätzen zwischen den einzelnen Messschritten führen können, berücksichtigt werden. Dies erschwert den Einsatz als Inline-Messtechnik und setzt dem Messen in industrieller Umgebung Grenzen.

#### 2.1.4.4 Konfokal Mikroskopie

Das konfokale Mikroskop ist ein Spezialfall eines Lichtmikroskops. Hier wird das Objekt nicht flächig beleuchtet, sondern es werden nur Teilbereiche beleuchtet (meist nur ein sehr kleiner Bereich). Mit diesem Lichtfleck wird das zu messende Objekt abgescannt.

Für die Erzeugung des Messstrahls wird das Licht in einer Lochblende fokussiert. Über ein Objektiv wird das Abbild dieser Blende (ein Beugungsscheibchen) auf das Objekt projiziert [21]. Das Licht, das vom Objekt reflektiert wird, tritt durch das Objektiv wieder in das Mikroskop ein und wird dort parallelisiert. Anschließend wird das Licht mittels einer Linse auf eine weitere Lochblende, die sich vor der Kamera befindet, fokussiert [22]. Licht, das von Bereichen des Objektes kommt, die sich nicht im Fokus der Beleuchtung befinden, wird auf diese Weise vor oder hinter der Blende fokussiert und ist an der Position der Blende noch oder schon wieder aufgeweitet [21]. Somit wird ein großer Anteil des Lichtes geblockt. Es trifft nur der Anteil des Lichtes auf die Kamera, der von dem Bereich des Objektes kommt und im Fokus der Beleuchtung liegt. Um die 3D-Form des Objektes zu erhalten, muss für jede Ebene des Objektes die Fokusslage in z-Richtung angepasst werden und in x- und y-Richtung abgescannt werden. Diese Methode zur 3D-Formerfassung eines Objektes ist je nach Größe des dreidimensionalen Messbereiches und der gewählten Auflösung in z-Richtung sehr zeitaufwendig. Ein weiterer Nachteil bezogen auf den Einsatz in einer industriellen Umgebung ist, dass diese Methode sehr anfällig für Vibrationen ist.

#### 2.1.4.5 Shearografie

Bei der Shearografie [23] handelt es sich um eine Technik zur Erfassung des Wellenfeldes, das von einem beleuchteten Objekt ausgeht. Für die jeweilige Messung wird das Objekt mit aufgeweitetem Lichtbündel von einem Laser beleuchtet. Das von dem Objekt reflektierte bzw. gestreute Licht wird über ein Shearelement auf den Kamerasensor gelenkt. Die Verwendung eines Shearelementes im Strahlengang führt dazu, dass zwei geringfügig zueinander verschobene Wellenfelder in der Bildebene existieren [24]. Diese Wellenfelder interferieren miteinander. Werden zwei Interferogramme mit unterschiedlichen Belastungszuständen verrechnet, so entsteht ein Streifenbild. Dieses wird als Shearogramm bezeichnet. Die Streifen eines Shearogramms lassen sich als Höhenschnittlinien von Verformungsgradienten verstehen [24]. Anhand der Shearogramme können Informationen über die Lage und Art von Fehlstellen im und auf dem Objekt gewonnen werden. Wie *Falldorf* [25] gezeigt hat, kann die Shearografie auch zur 3D-Formerfassung eines Objektes eingesetzt werden.

Die Shearografie kommt hauptsächlich in der zerstörungsfreien Prüfung zur Untersuchung von Objekten auf Defekte, insbesondere die im Materialinneren verborgenen, zum Einsatz [24]. Dazu wird das Interferenzmuster des Objektes zunächst in einem unbelasteten Zustand aufgenommen. Anschließend wird das Objekt entweder mechanisch, thermisch oder pneumatisch belastet und das Interferenzmuster aufgenommen [24].

Ein Vorteil der Shearografie ist, dass diese recht unempfindlich gegenüber Erschüt-

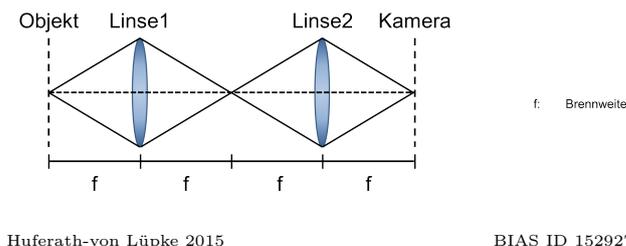


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines 4f-Aufbaus.

terungen ist. Der Grund hierfür ist, dass die beiden interferierenden Wellenfelder bis auf die Verschiebung durch das Shearelement den gleichen optischen Weg zwischen Lichtquelle und Kamerasensor haben. Ändert sich der optische Weg durch Erschütterungen, kompensiert sich die Änderung durch diesen nahezu gleichen Laufweg. Die Anordnung des Aufbaus ermöglicht auch den Einsatz von Lichtquellen mit eingeschränkter Kohärenz (z. B. Dioden), sodass ein für Augen ungefährliches Gerät konstruiert werden kann [26]. Als ein Nachteil kann gesehen werden, dass das Shearelement üblicherweise eine Glasplatte oder ein Keil ist und somit der Shearabstand, also der Versatz zwischen den Wellenfeldern, sowie die Shearrichtung fest vorgegeben sind. Beide sind aber ausschlaggebend für die Messgenauigkeit. Wird das Shearelement z. B. durch einen räumlichen Lichtmodulator (SLM, aus dem engl. *Spatial Light Modulator*) ersetzt, so kann der Shearabstand dynamisch eingestellt und so an die Messaufgabe angepasst werden [27]. Für den Einsatz in industrieller Umgebung ist eine Messtechnik, die unempfindlich gegenüber Erschütterungen ist, von Vorteil. Bei der Anwendung zur 3D-Formerfassung muss jedoch bedacht werden, dass mehrere Aufnahmen von dem Objekt gemacht werden müssen (alle im unbelasteten Zustand), um die 3D-Form zu erhalten [25].

#### 2.1.4.6 Phasen-Rekonstruktions-Verfahren (Phase Retrieval)

Phase Retrieval [28] ist ein Verfahren zur Erfassung des Wellenfeldes. Aus der Amplitude im Frequenzraum wird bei diesem Verfahren mittels der Fourier-Transformation die Phase extrahiert, was durch einen 4f-Aufbau realisiert wird. Dieser Aufbau besteht hauptsächlich aus zwei Linsen sowie einer Kamera. Zur Veranschaulichung ist in **Abbildung 2.1** ein 4f-Aufbau schematisch dargestellt. Im Brennpunkt vor der ersten Linse befindet sich das Objekt. Die Lage des Brennpunktes hinter der ersten Linse und des Brennpunktes vor der zweiten Linse ist deckungsgleich. Im Brennpunkt hinter der zweiten Linse wird die Kamera positioniert. Mit einem Aufbau dieser Art lässt sich eine Fourier- und inverse Fourier-Transformation optisch realisieren. Für die Auswertung ist es notwendig, das Objekt in unterschiedlichen Entfernungen aufzunehmen, da die komplexe Amplitude des Wellenfeldes (siehe **Anhang A.1**) aus verschiedenen Intensitätsverteilungen des zu messenden Wellenfeldes gewonnen wird. Aus dem komplexen Wellenfeld wird die 3D-Form des Messobjektes rekonstruiert. Um die Intensitätsverteilungen zu erzeugen, kann die Kamera verschoben werden. Eine andere Methode ist die Modulation des Wellenfeldes in dem Brennpunkt hinter der ersten Linse, also im Frequenzraum. Denn durch eine lineare Verschiebung des Wellenfeldes im Frequenzraum kann eine Positionsverschiebung in Ortsraum simuliert werden. Um dies zu realisieren, kann ein SLM im Brennpunkt

eingebraucht werden. Dieser ermöglicht eine schnelle Abfolge von verschiedenen Modulationen des Wellenfeldes. Ein mechanisches Verschieben der Kamera ist nicht mehr notwendig.

Ein Vorteil dieses Verfahrens ist, dass, wie bereits erwähnt, die komplexe Amplitude aus der Intensitätsverteilung gewonnen wird. Aus diesem Grund ist keine Referenzwelle für die Gewinnung der Phase notwendig. Dadurch ist das Verfahren, bezogen auf eine einzelne Aufnahme, robust gegenüber Vibrationen. Es sind jedoch mehrere Aufnahmen ( $\sim 20$ ) für die Gewinnung des komplexen Wellenfeldes notwendig. Dadurch ist die Genauigkeit des Verfahrens durch Vibrationen limitiert [29]. Unter bestimmten Umständen ist es möglich, wie *Agour et al.* [30] gezeigt haben, das komplexe Wellenfeld mit lediglich vier Messungen zu bestimmen.

#### 2.1.4.7 Digitale Holografie

Bei der digitalen Holografie [31] handelt es sich um eine Technik zur Erfassung des Wellenfeldes, das von einem beleuchteten Objekt gestreut wird. Diese basiert auf der Interferenz (siehe **Anhang A.3**) zweier kohärenter Wellenfelder, wobei das eine dem Wellenfeld entspricht, das vom Objekt gestreut wird, und das andere dem einer bekannten Referenzwelle. Das sich aus der Interferenz ergebene Wellenfeld wird mittels eines Aufnahmemediums gespeichert. Die gespeicherte Intensitätsverteilung wird als Hologramm bezeichnet. Ein Hologramm kann als eine fotografische Aufnahme betrachtet werden, die sowohl die Intensität als auch die Phase erfasst. Dies ermöglicht es, Informationen über das Objekt zu speichern, die über die Informationen der Fotografie, bei der nur die Intensität gespeichert wird, hinausgehen. Die Beleuchtung eines Hologramms mit der bei der Aufnahme verwendeten Referenzwelle führt dazu, dass dieses das dreidimensionale Abbild des ursprünglichen Objektes wiedergibt. Die Idee, Objekte ohne Verwendung von Optiken wie Linsen dreidimensional aufzunehmen und wiederzugeben, stammt von dem Nobelpreisträger Dennis Gábor [32]. Heutzutage werden holografische Verfahren u. a. in der optischen Messtechnik zur Formerfassung und Verformungsmessung eingesetzt. Nachfolgend werden einige Punkte beleuchtet, die u. a. ausschlaggebend waren für die Wahl der digitalen Holografie als Messtechnik, auf der das Messsystem für die Verschleißmessungen basieren soll.

Die digitale Holografie eignet sich zur Untersuchung von Objekten im Mikrometerbereich. Dies konnten u. a. *Falldorf et al.* [33] in ihrer Arbeit beweisen. Die digitale Holografie bietet eine hohe Auflösung, die jedoch von dem Aufnahmemedium und einer eventuell verwendeten Optik abhängt (siehe **Abschnitt 5.1**), und eine Messgenauigkeit, die im Mikrometerbereich liegt [34]. Wie bereits erwähnt, ermöglicht die digitale Holografie das Wellenfeld eines Objektes und damit die 3D-Form mit einer einzelnen Messung zu erfassen. Hier ist jedoch zu beachten, dass dies nur für Objekte mit sehr geringer Ausdehnung gilt (siehe **Abschnitt 2.2.3**). Um die Informationen auswertbar zu machen, kann ein Verfahren, das sich Zwei-Wellenlängen-Contouring [35] (siehe **Abschnitt 2.2.3**) nennt, angewendet werden, dafür wird das Objekt mit zwei unterschiedlichen Wellenlängen aufgenommen. Diese Methode hat jedoch den Nachteil, dass zwei Aufnahmen von dem Objekt gemacht werden müssen. *Hansel et al.* [36] haben eine Methode aufgezeigt, mittels der das Zwei-Wellenlängen-Contouring mit einer einzigen Messung erfolgen kann. Für ihre Messungen verwendeten sie einen Femtosekundenlaser, der ein breites Frequenzspektrum aufweist. Aus diesem haben sie zwei Wellenlängen, die in einem für das Zwei-Wellenlängen-Contouring geeig-

neten Abstand zueinander sind, selektiert. Außerdem kann durch den Einsatz von kohärenten Lichtquellen mit hinreichend hoher Intensität die Belichtungszeit für die Aufnahme von Hologrammen deutlich unter einer Sekunde liegen [31].

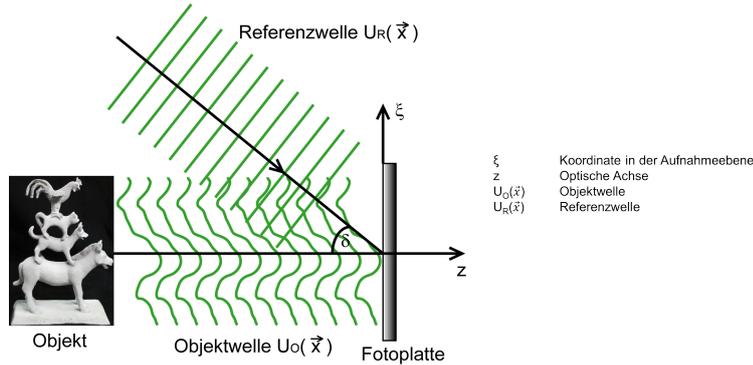
Die hohe Auflösung und die Messgenauigkeit im Mikrometerbereich erlauben die Untersuchung an Werkzeugen, die in der Mikroproduktion eingesetzt werden. Die Möglichkeit zur Generierung der 3D-Form aus einer einzelnen Messung und die kurze Belichtungszeit bieten einen Vorteil für den Einsatz in industrieller Umgebung, da der Einfluss von Vibrationen auf das Messergebnis minimiert werden kann. Ein weiterer Vorteil beim Einsatz der digitalen Holografie als Messtechnik für die Verschleißmessung besteht darin, dass ein direkter Soll-Ist-Vergleich möglich ist. Dieses Verfahren wird komparative digitale Holografie (KDH) [37] genannt (siehe **Abschnitt 2.4**).

#### 2.1.4.8 Vergleich der Messtechniken

**Tabelle 2.1** zeigt eine Vergleichsmatrix für die oben beschriebenen Messtechniken. Dargestellt sind u. a. die Klassen, in die die Messtechniken eingeteilt sind, wie beispielsweise taktil oder optisch oder die Notwendigkeit einer weiteren Messmethode zur Spezifizierung des Ergebnisses.

Tabelle 2.1: Dargestellt ist ein Vergleich der vorgestellten Messtechniken. Das '+' bedeutet, dass der entsprechende Punkt von der Messtechnik erfüllt wird, das '-' bedeutet, dass der Punkt von der Messtechnik nicht erfüllt wird und das 'o' bedeutet, dass der entsprechende Punkt von der Messtechnik unter bestimmten Voraussetzungen erfüllt werden könnte.

Methode	taktil	optisch	scannend	flächig	zusätzliche Messtechnik	Soll-Ist-Vergleich	3D-Form mit Einzelmessung	kurze Messzeit	hohe Auflösung	für Inline-Messung geeignet
Nukleare Messung	-	-	-	+	+	-	-	o	-	o
Taktile Koordinatenmessung	+	-	+	-	-	-	-	o	+	-
Rasterkraftmikroskopie	+	-	+	-	-	-	-	-	+	-
Triangulation	-	+	+	+	-	-	-	o	+	o
Streifenprojektion	-	+	-	+	-	-	-	o	+	+
Weißlichtinterferometer	-	+	-	+	-	-	-	+	+	o
Konfokale Mikroskopie	-	+	+	-	-	+	-	-	+	-
Shearografie	-	+	-	+	-	+	-	+	+	+
Phase Retrieval	-	+	-	+	-	+	-	+	+	+
Digitale Holografie	-	+	-	+	-	+	+	+	+	+



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152904

Abbildung 2.2: Dargestellt ist das Prinzip der Aufnahme eines Hologramms. Die Objektwelle ( $U_O(\vec{x})$ ) und die Referenzwelle ( $U_R(\vec{x})$ ) interferieren. Das sich ergebende Interferenzmuster wird mit der Fotoplatte aufgezeichnet.  $\delta$  beschreibt den Winkel zwischen Objekt- und Referenzstrahl.

## 2.2 Holografie

### 2.2.1 Aufnahme von Hologrammen

Für die Aufnahme eines Hologramms wird kohärentes Licht (siehe **Anhang A.4**) verwendet. Als Lichtquelle kann z. B. ein Laser dienen. Für die Generierung des Interferenzmusters wird der Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Dies kann z. B. über einen Strahlteilerwürfel erfolgen. Der eine Strahl beleuchtet das Objekt und wird Objektstrahl genannt. Das vom Objekt gestreute oder reflektierte Wellenfeld, auch Objektwelle ( $U_O(\vec{x})$ ) genannt, trifft auf das Aufnahmemedium. Der zweite Strahl beleuchtet das Aufnahmemedium direkt und wird als Referenzstrahl bezeichnet. Das Wellenfeld dieses Strahls ist meist eine ebene Welle oder eine Kugelwelle und wird Referenzwelle ( $U_R(\vec{x})$ ) genannt. Das Interferenzmuster, das sich aus der Überlagerung der beiden Wellenfelder am Ort des Aufnahmemediums, z. B. eine Fotoplatte, ergibt, wird mittels diesem gespeichert. Das Aufnahmemedium befindet sich in der sogenannten Hologrammebene ( $\vec{u}$ ) und wird durch die Koordinaten  $\xi$  und  $\eta$  beschrieben. In **Abbildung 2.2** ist das Prinzip der Aufnahme eines Hologramms dargestellt. In dieser Abbildung sowie in den folgenden Abbildungen ist eine Konfiguration mit schräger Beleuchtung dargestellt, d. h., der Winkel  $\delta$  zwischen Objekt- und Referenzstrahl liegt in einem Bereich von  $0^\circ < \delta < 90^\circ$ . Diese Art von Aufbau wird als Off-Axis-Aufbau bezeichnet. Im **Anhang A.6** wird auf diese und weitere Techniken zur Aufnahme von Hologrammen näher eingegangen.

Die komplexe Amplitude der Objektwelle kann durch

$$U_O(\vec{x}) = E_{0,O} \exp\{i\phi_O(\vec{x})\}, \quad (2.1)$$

mit  $E_{0,O}$  als Amplitude der Objektwelle und  $\phi_O(\vec{x})$  als Phase der Objektwelle, beschreiben werden und die der Referenzwelle kann durch

$$U_R(\vec{x}) = E_{0,R} \exp\{i\phi_R(\vec{x})\}, \quad (2.2)$$

mit  $E_{0,R}$  als Amplitude der Referenzwelle und  $\phi_R(\vec{x})$  als Phase der Referenzwelle, beschreiben werden. Die Intensität, die sich ergibt, wenn diese beiden komplexen

Amplituden auf der Oberfläche des Aufnahmemediums interferieren, kann wie folgt geschrieben werden [31]:

$$I = |U_O(\vec{x})|^2 + |U_R(\vec{x})|^2 + U_O(\vec{x})U_R^*(\vec{x}) + U_O^*(\vec{x})U_R(\vec{x}), \quad (2.3)$$

wobei „\*“ für „komplex konjugiert“ steht. Die beiden ersten Terme entsprechen den Intensitäten der beiden einzelnen Wellen und die beiden hinteren Terme bilden Interferenzterm, der sich nur dann ergibt, wenn die beiden Wellen kohärent zueinander sind (siehe **Anhang A.4**).

## 2.2.2 Optische Wiedergabe von Hologrammen

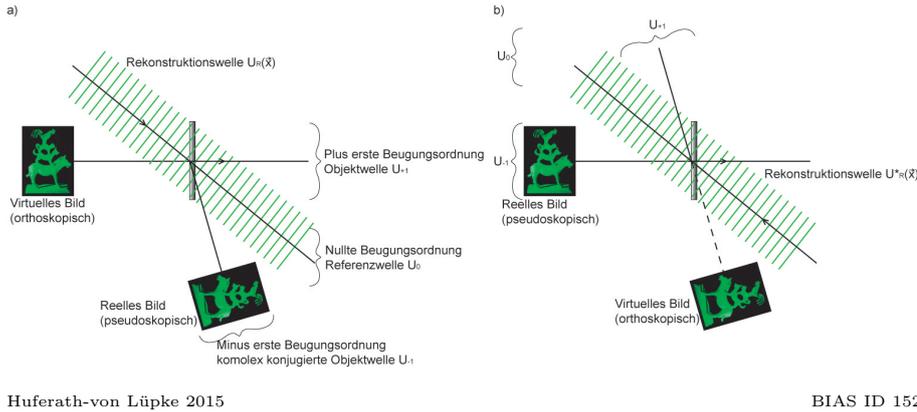
Für die optische Wiedergabe wird das in dem Aufnahmemedium (z. B. einer Fotoplatte) gespeicherte Hologramme mit einer Rekonstruktionswelle beleuchtet. Üblicherweise entspricht die Rekonstruktionswelle der Referenzwelle  $U_R(\vec{x})$  (siehe **Gleichung (2.4)** und **Abbildung 2.3 a**) oder der komplex konjugierten Referenzwelle  $U_R^*(\vec{x})$  (siehe **Gleichung (2.5)** und **Abbildung 2.3 b**) [38]. Entspricht die Rekonstruktionswelle nicht der Referenzwelle, sondern weicht in der Wellenlänge und/oder in der Position des Quellpunktes ab, so kann das aufgenommene Objekt trotzdem wiedergegeben werden [31]. In diesen Fällen unterscheiden sich die Größe und die Lage der Rekonstruktion, bezogen auf das Objekt. Bei der Beleuchtung des Hologramms mit der Referenzwelle  $U_R(\vec{x})$  die komplexe Amplitude  $U(\vec{x})$  (ein Wellenfeld) direkt hinter dem Hologramm zu [38]:

$$\begin{aligned} U(\vec{x}) &\sim U_R(\vec{x}) \cdot I \\ &= \underbrace{U_R(\vec{x})(|U_O(\vec{x})|^2 + |U_R(\vec{x})|^2)}_{U_0} + \underbrace{U_O(\vec{x})|U_R(\vec{x})|^2}_{U_{+1}} \\ &\quad + \underbrace{U_O^*(\vec{x})U_R(\vec{x})U_R(\vec{x})}_{U_{-1}}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

bzw. mit der komplex konjugierten Referenzwelle  $U_R^*(\vec{x})$  zu [38]:

$$\begin{aligned} U(\vec{x}) &\sim U_R^*(\vec{x}) \cdot I \\ &= \underbrace{U_R^*(\vec{x})(|U_O(\vec{x})|^2 + |U_R(\vec{x})|^2)}_{U_0} + \underbrace{U_O^*(\vec{x})|U_R(\vec{x})|^2}_{U_{-1}} \\ &\quad + \underbrace{U_O(\vec{x})U_R^*(\vec{x})U_R^*(\vec{x})}_{U_{+1}}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Wobei für die Betrachtung wird angenommen, dass die Amplitudentransmission von dünnen Medien proportional zur Intensität ist [39]. Anhand der **Gleichungen (2.4)** und **(2.5)** ist zu sehen, dass das Wellenfeld hinter dem Hologramm in drei Terme aufgeteilt werden kann. Die nachfolgenden Betrachtungen beziehen sich auf **Gleichung (2.4)**. Der erste Term ( $U_R(\vec{x})(|U_O(\vec{x})|^2 + |U_R(\vec{x})|^2)$ ) bildet die nullte Beugungsordnung  $U_0$ . Diese entspricht der Referenzwelle, die mit dem nicht-gebeugten Anteil des Wellenfeldes multipliziert wird. Der zweite Term ( $U_O(\vec{x})|U_R(\vec{x})|^2$ ) beschreibt die plus erste Beugungsordnung  $U_{+1}$ . Hier wird die Objektwelle mit der Amplitude der Referenzwelle, die über das gesamte Hologramm konstant ist, rekonstruiert. Das sich ergebene Bild wird virtuelles Bild genannt und befindet sich an



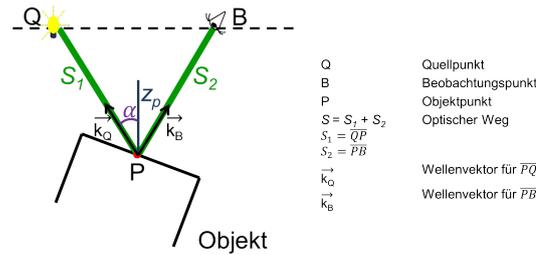
Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152905

Abbildung 2.3: In beiden Darstellungen ist das Prinzip der Wiedergabe eines Hologramms gezeigt. Die Fotoplatte kann entweder mit der Rekonstruktionswelle ( $U_R(\vec{x})$ , **a**) oder mit der komplex konjugierten Rekonstruktionswelle ( $U_R^*(\vec{x})$ , **b**) beleuchtet werden. Das resultierende Wellenfeld lässt sich jeweils in die nullte Beugungsordnung  $U_0$ , die plus erste Beugungsordnung  $U_{+1}$  sowie die minus erste Beugungsordnung  $U_{-1}$  aufteilen [38].

der Position im Raum, an der sich das Objekt bei der Aufnahme befunden hat. Das virtuelle Bild kann als Positiv des Objektes betrachtet werden und wird deswegen als orthoskopisches Bild bezeichnet. Der dritte Term ( $U_0^*(\vec{x})U_R(\vec{x})U_R(\vec{x})$ ) beschreibt die minus erste Beugungsordnung  $U_{-1}$ . Hier wird die Referenzwelle mit der komplex konjugierten Objektwelle multipliziert. Das sich ergebene Bild wird reelles Bild genannt. Das reelle Bild kann als Negativ des Objektes gesehen werden, da es eine räumlich invertierte Tiefe hat. Aus diesem Grund wird es als pseudoskopisches Bild bezeichnet. **Abbildung 2.3 a)** zeigt das Prinzip der optischen Rekonstruktion eines Hologramms, das mit der Referenzwelle  $U_R(\vec{x})$  beleuchtet wird. Hier ist auch die Aufteilung der Wellenfront in die drei eben beschriebenen Terme  $U_0$ ,  $U_{+1}$  sowie  $U_{-1}$  dargestellt. Anhand von **Abbildung 2.3 b)** wird der Unterschied zwischen der optischen Rekonstruktion eines Hologramms, das mit der komplex konjugierten Referenzwelle  $U_R^*(\vec{x})$  und ein weiteres, das mit der Referenzwelle  $U_R(\vec{x})$  beleuchtet wird, deutlich [38]. Durch die Beleuchtung mit der komplex konjugierten Referenzwelle  $U_R^*(\vec{x})$  werden die Positionen der plus und minus ersten Beugungsordnung vertauscht.

Der in der vorliegenden Arbeit verwendete linsenlose Fourier-Holografie-Aufbau [40], ein Spezialfall des Off-Axis-Aufbaus, weist eine Besonderheit bezogen auf die Beugungsordnungen auf. Für die Aufnahme wird eine kugelförmige Referenzwelle verwendet, deren Quellpunkt sich im gleichen Abstand zum Aufnahmemedium befindet wie das Objekt [31]. Wird für die Wiedergabe die gleiche Konfiguration verwendet wie bei der Aufnahme, befindet sich sowohl das virtuelle als auch das reelle Bild auf derselben Seite, auf der sich das Objekt bei der Aufnahme befunden hat [31]. Im Gegensatz zu dem oben gezeigten Off-Axis-Aufbau werden beide Bilder scharf abgebildet. Ferner ist die nullte Beugungsordnung punktförmig und wird ebenfalls scharf abgebildet [31] (siehe **Anhang A.6**).



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152907

Abbildung 2.4: Dargestellt ist der optische Weg, den das Licht von einem Punkt Q in der Rekonstruktionsebene über einen Punkt P auf dem Objekt zu einem Punkt B in der Rekonstruktionsebene zurücklegt.

### 2.2.3 Zwei-Wellenlängen-Contouring

Wie bereits erwähnt, ist die Holografie eine Methode zur Erfassung der Amplitude  $E_0$  so wie der Phase  $\phi(\vec{x})$  eines Wellenfeldes, das von einem Objekt reflektiert oder gestreut wird. In der Phase  $\phi(\vec{x})$  sind Informationen über das Objekt wie Höhe, Breite und Tiefe codiert. Die Phase  $\phi(\vec{x})$  lässt sich mittels der folgenden Gleichung bestimmen:

$$\phi(\vec{x}) = \frac{2\pi}{\lambda} S, \quad (2.6)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge der Lichtquelle und  $S$  den optischen Weg  $S$  beschreibt. Dieser gibt den Weg an, den das Licht von dem Quellpunkt Q über den Punkt P auf der Objektoberfläche zum Beobachtungspunkt B zurücklegt (siehe **Abbildung 2.4**). Der optische Weg  $S$  steht über

$$S = z_p(1 + \cos(\alpha)) \quad (2.7)$$

in direktem Zusammenhang mit der z-Koordinate  $z_p$  des Objektpunktes P und ist abhängig vom Einfallswinkel  $\alpha$  der Beleuchtung. Wenn die **Gleichung (2.7)** in **Gleichung (2.6)** eingesetzt wird und nach der z-Koordinate des Objektpunktes P umgestellt, dann wird ersichtlich, dass diese im proportionalen Zusammenhang mit der Wellenlänge steht. Für die folgende Betrachtung wird vereinfachend angenommen, dass die Beleuchtung nicht unter einem Winkel erfolgt ( $\alpha = 0^\circ \Rightarrow \cos(\alpha) = 1$ ). Damit lässt sich die Gleichung für die Koordinate  $z_p$  wie folgt schreiben:

$$z_p = \frac{\phi(\vec{x})}{4\pi} \lambda. \quad (2.8)$$

Wird davon ausgegangen, dass  $z_p$  als eine Höhendifferenz betrachtet werden kann, die den Abstand entlang der z-Achse zwischen Beobachter (0) und Objektpunkt P ( $z_p$ ) beschreibt, lässt sich mit **Gleichung (2.8)** die maximale Höhendifferenz  $z_{p,\max}$  bestimmen, in der der Punkt P noch eindeutig auf dem Objekt zugeordnet werden kann. Dies ist der Fall, wenn die Phase  $\phi(\vec{x})$  ihren maximalen Wert annimmt, also  $2\pi$  und  $z_p$  zu  $\frac{\lambda}{2}$  wird. Das heißt, der Beobachter muss sich in einem Abstand zum Objektpunkt P befinden, der nicht größer ist als  $z_{p,\max}$ , damit dieser den Punkt P auf dem Objekt seiner Position zuordnen kann<sup>1</sup>. Hat das zu messende Objekt in

<sup>1</sup>Bei der Verwendung herkömmlicher Lichtquellen sind schon bei optisch rauen Objekten die Höhenunterschiede auf der Oberfläche größer als diese maximal zu bestimmende Höhendifferenz  $z_{p,\max}$ .

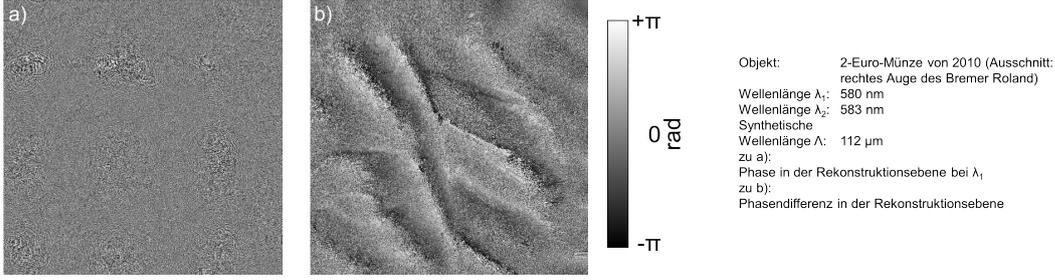
der Form Höhenunterschiede, die größer sind als  $\frac{\lambda}{2}$ , kommt es zu Phasensprüngen, das bedeutet, dass sich die Phasenwerte, die zwischen 0 und  $2\pi$  liegen, wiederholen. Bezogen auf das Objekt entsprechen somit gleiche Phasenwerte unterschiedlichen Höhen. Damit können einzelne Punkte auf dem Objekt nicht mehr eindeutig ihrer z-Koordinate und damit der richtigen Höhe zugeordnet werden. Um dies zu beschreiben, wird **Gleichung (2.8)** um den Parameter  $n$  erweitert, wobei sich anhand von  $n$  auf die Anzahl der Phasensprünge schließen lässt.

$$z_p = \frac{\phi(\vec{x})}{4n\pi} \lambda \quad \text{mit } n \in \mathbb{N} \quad (2.9)$$

Ein Grenzfall, den die Gleichung abbildet, ist, dass im Phasenbild kein Phasensprung vorhanden ist und  $n$  den Wert zwei annimmt. In diesem Fall ist keine eindeutige Zuordnung des Höhenwertes bei dem Phasenwert 0 möglich, denn der Phasenwert 0 entspricht entweder der Höhe 0 entsprechen oder der Höhe  $\frac{\lambda}{2}$ .

Die Bestimmung der Höhenwerte kann nur unter der Annahme erfolgen, dass das Objekt stetig ist und zwei benachbarte Punkte keinen Höhenunterschied von  $\frac{\lambda}{2}$  oder größer haben. Unter Anwendung dieser Annahme ist es bei kleinen  $n$  jenseits des Grenzfalles möglich, die Höhendaten und somit die Form eines Objektes zu bestimmen, auch wenn das gesamte Objekt höher ist als  $\frac{\lambda}{2}$ . Liegt eine Unstetigkeit oder ein Phasensprung zwischen zwei benachbarten Punkten vor, ist an den entsprechenden Stellen keine Höhenzuordnung anhand des Phasenwertes möglich. Wird  $n$  zu groß, lässt sich die Position des Phasenwertes im Raum nicht mehr ermitteln und somit auch nicht die 3D-Form des Objektes bestimmen, auch wenn die Höhendaten in der aufgenommenen Phase codiert sind. **Abbildung 2.5 a)** zeigt das Phasenbild eines komplexen Wellenfeldes in der Ebene des Beobachters von einem Objekt, dessen Höhe bedeutend größer ist als die Wellenlänge der Lichtquelle, mit der das Hologramm aufgenommen wurde. In der Holografie werden üblicherweise Lichtquellen verwendet, die Licht aussenden, das eine Wellenlänge im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums hat, also im Submikrometerbereich. Somit ist die Wellenlänge  $\lambda$  in den überwiegenden Fällen viel kleiner als der optische Weg  $S$  und somit auch kleiner als die Höhe des Objektes. Folglich wird für die Messung der Form eine Wellenlänge benötigt, die oberhalb des Submikrometerbereiches liegt. In **Abbildung 2.5 b)** ist das Phasenbild eines komplexen Wellenfeldes in der Ebene des Beobachters gezeigt, bei dem die Wellenlänge an die Höhe des Objektes angepasst wurde. Eine Möglichkeit, um eine Anpassung der Wellenlänge  $\lambda$  an den optischen Weg  $S$  zu erreichen, ist das holografische Contouring. Dabei handelt es sich um eine Art von holografischer Interferometrie [41], die die holografische Speicherung und Wiedergabe nutzt, um von ausgedehnten Objekten mit rauen Oberflächen die Form bzw. Verformungen berührungslos und flächig zu messen [37]. Es gibt drei Ansätze für das holografische Contouring [31]: die Zwei-Brechungsindex-Methode, die Zwei-Quellpunkt-Methode [35] und die Zwei-Wellenlängen-Methode [35]. Nachfolgend wird nur die Zwei-Wellenlängen-Methode betrachtet, da diese in dieser Arbeit verwendet wird.

Bei der Zwei-Wellenlängen-Methode, auch Zwei-Wellenlängen-Contouring genannt, werden zwei Hologramme mit unterschiedlichen Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  aufgenommen. Die Position der Objektbeleuchtung und des Aufnahmemediums ist dabei für beide Aufnahmevorgänge identisch. Wird die Phase  $\phi(\vec{x})$  des Wellenfeldes für einen Punkt P auf dem Objekt in dem Beobachtungspunkt B (siehe **Abbildung 2.4**) be-



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152909

Abbildung 2.5: Dargestellt sind zwei Phasenbilder [34], wobei in a) die Wellenlänge  $\lambda$  bedeutend kleiner ist als der optische Weg  $S$ , was zu nicht eindeutig zuordenbaren Phasenwerten führt. In b) ist die Wellenlänge in der Größenordnung des optischen Wegs.

trachtet, ergibt diese sich zu [37]:

$$\phi_j(\vec{x}) = \vec{k}_{j,Q}(\vec{x}_P - \vec{x}_Q) + \vec{k}_{j,B}(\vec{x}_B - \vec{x}_P), \quad (2.10)$$

wobei  $\vec{k}_{j,Q}$  und  $\vec{k}_{j,B}$  die Wellenvektoren am Quell- bzw. Beobachtungspunkt beschreiben. Diese können aus der Wellenlänge  $\lambda$  und dem Einheitsvektor  $\vec{e}_{j,Q}(P)$  bzw.  $\vec{e}_{j,B}(P)$  wie folgt berechnet werden [37]:

$$\vec{k}_{j,Q} = -\frac{2\pi}{\lambda_j} \vec{e}_{j,Q}(P) \quad \text{und} \quad \vec{k}_{j,B} = \frac{2\pi}{\lambda_j} \vec{e}_{j,B}(P). \quad (2.11)$$

$\vec{x}_Q$ ,  $\vec{x}_B$  und  $\vec{x}_P$  beschreiben die Ortskoordinaten des Quell-, des Beobachtungs- bzw. des Objektpunktes. Der Index  $j$  steht für die gewählte Wellenlänge und kann den Wert 1 oder 2 annehmen, da hier das holografische Contouring mit zwei Wellenlängen betrachtet wird. Werden die Phasen  $\phi_1(\vec{x})$  und  $\phi_2(\vec{x})$  voneinander subtrahiert, wird die Phasendifferenz  $\Delta\phi(\vec{x})$  der Lichtwege der Zwei-Wellenlängen-Messung bestimmt [37]:

$$\Delta\phi(\vec{x}) = \phi_2(\vec{x}) - \phi_1(\vec{x}) = (\vec{k}_{2,Q} - \vec{k}_{1,Q})(\vec{x}_P - \vec{x}_Q) + (\vec{k}_{2,B} - \vec{k}_{1,B})(\vec{x}_B - \vec{x}_P). \quad (2.12)$$

Werden die Wellenvektoren (siehe **Gleichung (2.11)**) in **Gleichung (2.12)** eingesetzt, so zeigt sich der Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Phasendifferenz [37]:

$$\phi_2(\vec{x}) - \phi_1(\vec{x}) = 2\pi \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) (|\vec{x}_P - \vec{x}_Q| + |\vec{x}_B - \vec{x}_P|). \quad (2.13)$$

Wird der Term  $\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}$  durch die synthetische Wellenlänge  $\Lambda$  ersetzt, ergibt sich **Gleichung (2.13)** zu [37]:

$$\Delta\phi(\vec{x}) = \phi_2(\vec{x}) - \phi_1(\vec{x}) = 2\pi \frac{1}{\Lambda} (|\vec{x}_P - \vec{x}_Q| + |\vec{x}_B - \vec{x}_P|) \quad (2.14)$$

mit

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|}. \quad (2.15)$$

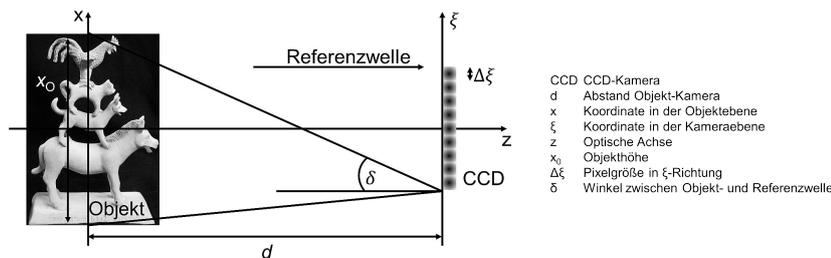
Die Phasendifferenz  $\Delta\phi(\vec{x})$  entspricht der Phase  $\phi(\vec{x})$  eines Wellenfeldes, das mit der Wellenlänge  $\Lambda$  generiert wurde. Bei geeigneter Wahl der Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  für die Aufnahme der beiden Hologramme lässt sich eine synthetische Wellenlänge  $\Lambda$  generieren, die die Größenordnung des optischen Weges  $S$  hat (siehe **Abbildung 2.5 b**) [37]. Bei der Wahl der Wellenlängen ist zu beachten, dass die Differenz zwischen den beiden nicht beliebig groß gewählt werden kann. Bei der Erzeugung der Phasendifferenz spielt das Interferenzmuster, das durch die kohärente Beleuchtung von rauen Oberflächen entsteht, auch Speckelmuster (siehe **Anhang A.5**) genannt, eine große Rolle. Die Speckle sind von der Wellenlänge abhängig. Liegen die beiden Wellenlängen zu weit auseinander, sind die Speckelmuster zu unterschiedlich und können nicht mehr miteinander verglichen werden [42]. Damit kann keine Phasendifferenz erzeugt werden.

Die Aufnahme von Hologrammen per Zwei-Wellenlängen-Contouring erfolgt mit einem klassischen Aufbau, wie dieser in **Abschnitt 2.2.1** beschrieben ist. Das Aufnahmemedium wird beim Zwei-Wellenlängen-Contouring entweder mit den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  gleichzeitig oder nacheinander belichtet [31].

## 2.3 Digitale Holografie

### 2.3.1 Aufnahme von digitalen Hologrammen

Die digitale Holografie ist eine Weiterentwicklung der klassischen Holografie [39]. Durch die Erfindung von CCD- und CMOS-Kameras stehen in der Holografie neue Möglichkeiten zur Verfügung, um Hologramme zu speichern und zu bearbeiten [39]. Diese digitalen Kameras ersetzen in den klassischen Aufbauten das analoge Aufnahmemedium (z. B. die Fotoplatte, siehe **Abschnitt 2.2.1**). **Abbildung 2.6** zeigt eine geometrische Darstellung eines digital holografischen Aufbaus.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152910

Abbildung 2.6: Geometrische Darstellung eines digital holografischen Aufbaus [39].

Bei der Verwendung von digitalen Kameras muss stärker als bei den klassischen Aufnahmemedien darauf geachtet werden, dass die erzeugten Interferenzmuster noch aufgelöst werden können. Der Abstand zwischen zwei Interferenzstreifen bzw. die räumliche Frequenz lässt sich mit **Gleichung (A.28)** in **Anhang A.3** beschreiben. Nach dieser Gleichung ergibt sich für die maximal aufzulösende räumliche Frequenz  $f_{\max}$  [31]:

$$f_{\max} = \frac{2}{\lambda} \sin\left(\frac{\delta_{\max}}{2}\right). \quad (2.16)$$

Durch den gegebenen Abstand zweier Pixel zueinander, der, in der idealisierten Annahme, der Größe der Pixel ( $\Delta\xi$  bzw.  $\Delta\eta$ ) der digitalen Kamera entspricht, kann die maximale räumliche Frequenz auch mittels [39]

$$f_{\max} = \frac{1}{2\Delta\xi} \quad (2.17)$$

bestimmt werden, wobei angenommen wird, dass  $\Delta\xi = \Delta\eta$  ist. Werden die **Gleichungen (2.16)** und **(2.17)** gleichgesetzt, ergibt sich für den maximalen Winkel  $\delta_{\max}$  zwischen Objekt- und Referenzwelle [39]:

$$\delta_{\max} = 2 \arcsin \left( \frac{\lambda}{4\Delta\xi} \right) \approx \frac{\lambda}{2\Delta\xi}. \quad (2.18)$$

Daraus folgt, dass der maximale Winkel zwischen Objekt- und Referenzwelle direkt von dem Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier benachbarter Pixel abhängt [39].

Eine weitere Größe, die in direktem Zusammenhang mit der Pixelgröße der Digitalkamera steht, ist die maximale Objekthöhe  $x_{O,\max}$ . Diese gibt an, welche Höhe ein Objekt maximal haben darf, damit dieses in einem vorgegebenen Abstand  $d$  zur Digitalkamera noch vollständig aufgenommen werden kann. Aus der Betrachtung der in **Abbildung 2.6** dargestellten Geometrie eines digital holografischen Aufbaus zeigt sich, dass sich die maximale Objekthöhe  $x_{O,\max}$  wie folgt berechnen lässt [39]:

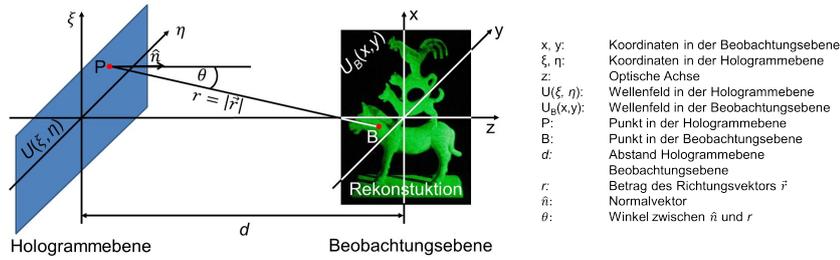
$$x_{O,\max} \approx \frac{\lambda d}{\Delta\xi} + N\Delta\xi, \quad (2.19)$$

wobei  $N$  der Anzahl der Pixel in  $\xi$ -Richtung entspricht. Ist die Objekthöhe größer als die maximale Objekthöhe, so kommt es zu Aliasing (siehe **Anhang A.8**), d. h., dass die Teile des Objektes, die über den Rand ragen, in die Rekonstruktion hineinklappen und sich untrennbar mit dem Bereich, in den diese klappen, verbinden [39]. Die Rekonstruktion von digital aufgenommenen Hologrammen kann auf zwei Arten erfolgen. Zum einen kann das Hologramm optisch rekonstruiert werden [31], so wie in **Abschnitt 2.2.2** beschrieben. Dazu wird es in einen räumlichen Lichtmodulator geschrieben und dieser mit einem Laser beleuchtet. Da diese Variante in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet wird, soll hier nicht weiter darauf eingegangen werden. Die andere Möglichkeit, ein digitales Hologramm zu rekonstruieren, bietet die numerische Rekonstruktion. Hier wird die Ausbreitung (Propagation) des Wellenfeldes, das bei der optischen Wiedergabe durch die Beleuchtung des Lasers vom Hologramm ausgeht, numerisch berechnet.

## 2.3.2 Numerische Rekonstruktion

### 2.3.2.1 Fresnel-Kirchhoff-Beugungsgleichung

Das Huygens-Prinzip besagt, wird ein Objekt beleuchtet, ist jeder Punkt des Objektes eine Punktquelle für eine neue Lichtwelle. Die Fresnel-Kirchhoff-Beugungsgleichung ist die mathematische Beschreibung dieses Prinzips [39]. Mittels dieser Gleichung wird, unter Anwendung eines Integrals, die komplexe Amplitude des Objektes aus den einzelnen vom Objekt ausgehenden Wellenfeldern berechnet. Ist diese komplexe Amplitude bekannt, so lässt sich das Wellenfeld  $U_B(\vec{x})$  in der Beobachtungsebene ( $\vec{x}$ ) (siehe **Abbildung 2.7**) beschreiben [39]. Geschrieben wird die



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152911

Abbildung 2.7: Geometrische Beschreibung der Fresnel-Kirchhoff-Beugungsgleichung.

Fresnel-Kirchhoff-Beugungsgleichung wie folgt [31]:

$$U_B(\vec{x}) = \frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \frac{\exp\{-ikr\}}{r} \cos(\theta) d\vec{u} \quad (2.20)$$

mit

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + d^2}. \quad (2.21)$$

$U(\vec{u})$  ist die komplexe Amplitude in der Hologrammebene,  $\theta$  der Winkel, der sich zwischen dem Richtungsvektor  $\vec{r}$  und der Normalen  $\hat{n}$  aufspannt (siehe **Abbildung 2.7**),  $k$  die Wellenzahl,  $d$  der Abstand zwischen der Ebene der Quellpunkte und der Beobachtungsebene und  $r$  der Betrag  $|\vec{r}|$  des Richtungsvektors.

Die numerische Auswertung von Hologrammen, die mit einer digitalen Kamera aufgenommen oder mit einem Computer generiert wurden, mittels der Fresnel-Kirchhoff-Beugungsgleichung, bedarf eines hohen Zeit- und Rechenaufwandes. Der Aufwand ist u. a. abhängig von der Anzahl der Pixel des Hologramms. Um den Aufwand zu reduzieren, wird diese Gleichung durch die Anwendungen von Näherungen vereinfacht. Nachfolgend werden die Näherungen beschrieben, die in dieser Arbeit Anwendung finden.

### 2.3.2.2 Rekonstruktion nach dem Fresnel-Ansatz

Bei dem Fresnel-Ansatz handelt es sich um eine sogenannte paraxiale Näherung<sup>2</sup>. Mit dieser Näherung kann der Kosinus in der **Gleichung (2.20)** vernachlässigt werden, da für  $\theta \approx 0^\circ$   $\cos(\theta) \approx 1$  gilt. Weiterhin kann wegen der paraxialen Näherung angenommen werden, dass der Abstand  $d$  zwischen der Ebene der Beugungsstruktur und der Beobachtungsebene groß gegenüber  $\xi$  und  $\eta$  sowie  $x$  und  $y$  ist. Aus diesem Grund lässt sich das  $r$  im Nenner durch  $d$  nähern. In der Exponentialfunktion, also in der Phase, lässt sich  $r$  nicht durch  $d$  ersetzen, da in der Phase schon kleine Änderungen in  $r$  zu großen Veränderungen führen. Um  $r$  hier vereinfachen zu können, wird auf **Gleichung (2.21)** die Reihenentwicklung angewendet. Hier kann nach dem zweiten Glied abgebrochen werden, da alle weiteren Glieder keinen nennenswerten Einfluss auf das Ergebnis haben. Damit ergibt sich **Gleichung (2.21)** zu [31]:

$$r \approx d + \frac{(x - \xi)^2}{2d} + \frac{(y - \eta)^2}{2d}. \quad (2.22)$$

<sup>2</sup>Bei der paraxialen Näherung werden nur Strahlen berücksichtigt, deren Winkel bezogen auf die optische Achse klein sind.

Werden diese Annahmen auf **Gleichung (2.20)** angewendet, ergibt sich (Herleitung siehe **Anhang A.7**) [31]

$$U_B(\vec{x}) = S_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \cdot S_2 \cdot \exp \left\{ \frac{-ik}{d} (x\xi + y\eta) \right\} d\vec{u}, \quad (2.23)$$

mit

$$S_1 = \frac{\exp\{ikd\}}{i\lambda d} \cdot \exp \left\{ \frac{ik}{2d} (x^2 + y^2) \right\} \quad \text{und} \quad (2.24)$$

$$S_2 = \exp \left\{ \frac{ik}{2d} (\xi^2 + \eta^2) \right\}. \quad (2.25)$$

Bei der Verwendung dieser Rekonstruktionsmethode ist zu berücksichtigen, dass eine Abhängigkeit der Pixelgröße von der Wellenlänge  $\lambda$  und dem Rekonstruktionsabstand  $d$  vorliegt (siehe **Anhang A.7.2**). Daher haben die komplexen Wellenfelder der Rekonstruktionen, die bei gleicher Entfernung mit unterschiedlichen Wellenlängen aufgenommen werden, unterschiedliche Pixelgrößen. Dies muss bei der Erzeugung der Phasendifferenz kompensiert werden.

### 2.3.2.3 Rekonstruktion nach dem Faltungsansatz

Bei der Rekonstruktion nach dem Faltungsansatz werden ebenfalls nur die paraxialen Strahlen verwendet. Aus diesem Grund kann genau wie bei der Fresnel-Näherung der Kosinus in der **Gleichung (2.20)** vernachlässigt werden. Damit lässt sich **Gleichung (2.20)** auch schreiben als [39]:

$$U_B(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) g(x - \xi, y - \eta) d\vec{u} \quad (2.26)$$

mit

$$g(x - \xi, y - \eta) = \frac{i}{\lambda} \frac{\exp \left\{ -ik \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + d^2} \right\}}{\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + d^2}}, \quad (2.27)$$

wobei  $g(x - \xi, y - \eta)$  als Impulsantwort bezeichnet wird. Unter der Anwendung des Faltungssatzes lässt sich **Gleichung (2.26)** auch schreiben als [39]:

$$U_B(\vec{x}) = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F} \{ U(\vec{u}) \} \otimes \mathcal{F} \{ g(\vec{u}) \} \}. \quad (2.28)$$

Wird die Fourier-Transformation  $\mathcal{F}$  auf  $\mathcal{F} \{ g(\vec{u}) \}$  angewendet, so ergibt sich [39]:

$$\mathcal{F} \{ g(\vec{u}) \} = G(\vec{u}) = \begin{cases} \exp \left\{ -i2\pi d \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \xi^2 - \eta^2} \right\} & : \xi^2 + \eta^2 \leq 1/\lambda^2 \\ 0 & : \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.29)$$

$G(\vec{x})$  wird Transferfunktion genannt. Die Aussage ist, dass für den Bereich  $x^2 + y^2 \leq 1/\lambda^2$  der Vergrößerungsfaktor konstant ist. Das heißt, dass die Pixelgröße  $(\Delta x, \Delta y)$  in der Beobachtungsebene  $(\vec{x})$  und die Pixelgröße  $(\Delta \xi, \Delta \eta)$  in der Hologrammebene  $(\vec{u})$  gleich groß sind [39].

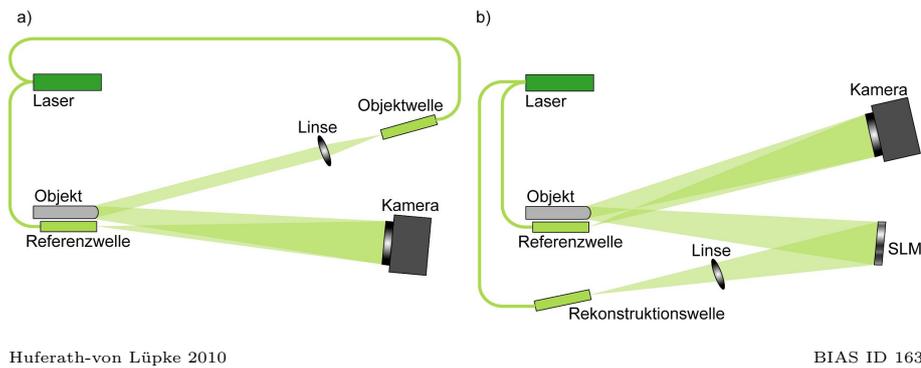


Abbildung 2.8: In a) ist der Aufbau zur Aufnahme des Master-Hologramms (Soll-Zustand des Objektes) schematisch dargestellt [43]. b) zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus für die Test-Aufnahme (Ist-Zustand des Objektes) [43].

## 2.4 Komparative digitale Holografie

Komparative digitale Holografie (KDH) ist eine Methode zum Vergleichen von verschiedenen Zuständen eines Objektes bzw. verschiedenen Objekten der gleichen Form auf der Basis von digitaler Holografie [31]. Diese Methode beruht darauf, dass von einem Objekt, auch Master-Objekt genannt, das Wellenfeld aufgenommen wird und das zu vergleichende Objekt, auch Test-Objekt genannt, mittels einer Lichtquelle, die das Wellenfeld des Master-Objektes emittiert, beleuchtet wird [31]. Wird ein Objekt mit einem Wellenfeld beleuchtet, das exakt seiner Form entspricht, geht von dem Objekt eine ebene Welle aus. Weicht die Form des Test-Objektes in irgendeiner Art von der des Master-Objektes ab, wird an der entsprechenden Stelle eine Störung der ebenen Welle erzeugt [37]. Auf diese Weise werden nur Bereiche sichtbar, die von der Form des ersten Objektes abweichen.

Die Aufnahme des Master-Objektes, auch Master-Aufnahme genannt, erfolgt mit einem linsenlosen Fourier-Holografie-Aufbau [37]. **Abbildung 2.8 a)** zeigt eine Prinzipskizze des Aufbaus. Das Objekt wird mit einem parallelisierten Strahl beleuchtet. Für die Referenzwelle wird eine Kugelwelle gewählt, deren Quellpunkt sich in der Ebene des Objektes befindet. Dies ist für den zweiten Schritt der Messungen notwendig. Das sich aus der Objekt- und Referenzwelle ergebene Interferenzmuster wird mit einer Kamera aufgenommen und Master-Hologramm genannt [37]. Das Aufnehmen des zu vergleichenden Zustandes bzw. des Test-Objektes, auch Test-Aufnahme genannt, erfolgt mit einem modifizierten Aufbau [37]. **Abbildung 2.8 b)** zeigt eine Prinzipskizze dieses Aufbaus. Bei diesem Aufbau wird die Position der Kamera und der Objektbeleuchtung, im Vergleich zu dem Aufbau für die Master-Aufnahme, vertauscht (siehe **Abbildung 2.8 a)**), sodass das Test-Objekt mit dem Wellenfeld des Master-Objektes von dessen Aufnahmeposition beleuchtet wird. Diese Aufnahme ist notwendig, damit die Bereiche, die unverändert sind, eine ebene Welle ausgehend vom Test-Objekt erzeugen. Für die Manipulation der Objektbeleuchtung wird ein räumlicher Lichtmodulator (SLM), der es ermöglicht, die Amplitude oder die Phase des Lichtes zu manipulieren, verwendet [37]. In diesen SLM wird das Master-Hologramm geschrieben. Durch die Beleuchtung mit der Rekonstruktionswelle wird das rekonstruierte Master-Objekt auf das Test-Objekt projiziert. Hier wird ersichtlich, warum ein linsenloser Fourier-Holografie-Aufbau als Master-Aufbau sinnvoll

ist. Bei der linsenlosen Fourier-Holografie ist, wie im **Anhang A.6** beschrieben, die nullte Beugungsordnung punktförmig. Bei der optischen Rekonstruktion des Master-Hologramms wird die nullte Beugungsordnung neben dem Test-Objekt projiziert und kann die Messung des Test-Objektes nicht beeinflussen. Die Referenzwelle bei diesem Aufbau ist ebenfalls eine Kugelwelle. Das Interferenzmuster aus Objekt- und Referenzwelle wird mit einer Kamera aufgenommen und Test-Hologramm genannt [37].

Die Projektion des Wellenfeldes des Master-Objektes auf das Test-Objekt muss exakt sein. Schon sehr kleine Versätze können zu zusätzlichen Interferenzmustern führen [43]. Da bei der KDH sämtliche dreidimensionalen Informationen des Master-Objektes vorhanden sind, kann dessen Wellenfeld so modifiziert werden, dass der Versatz kompensiert wird. Diese Modifikation kann numerisch erfolgen, wobei das Fourier-Versatztheorem [41] verwendet wird. Nach diesem führt das Einbringen einer Phasenrampe  $\Delta\phi_P(\vec{u})$  im Frequenzraum zu einer Verschiebung im Ortsraum. Dieser Zusammenhang ist in **Gleichung (2.30)** dargestellt [41]:

$$\begin{aligned} U_B(\vec{x}') &= S_1(\vec{x}) \cdot \mathcal{F}^{-1} \{U(\vec{u}) \cdot S_2(\vec{u}) \cdot \exp[i\Delta\phi_P]\} \left( \frac{\vec{x}}{\lambda d} \right), \\ &= S_1(\vec{x}') \cdot \mathcal{F}^{-1} \{U(\vec{u}) \cdot S_2(\vec{u})\} \left( \frac{\vec{x}'}{\lambda d} \right) \cdot \exp[i\Delta\phi_P] \cdot \exp[i\phi_0], \end{aligned} \quad (2.30)$$

mit

$$\Delta\phi_P(\vec{u}) = 2\pi \frac{\vec{g}\vec{r}}{\lambda d}. \quad (2.31)$$

Wobei  $\vec{g}$  den Gradienten der Phasenrampe in dem Sinne der Blaze-Winkel beschreibt.  $\vec{g}$  kann somit als Gittervektor dieses Gitters betrachtet werden. Ferner steht  $\vec{r}$  für den Positionsvektor in der Detektorebene. Mittels dieser Gleichung lässt sich eine laterale Korrektur der Wellenfront des Wellenfeldes erreichen [37]. Ferner kann eine Verkippung der Wellenfront numerisch korrigiert werden. Hierfür wird genutzt, dass das Addieren einer Phasenrampe  $\Delta\phi_P(\vec{x})$  in der Objektebene zu einer lateralen Verschiebung des Wellenfeldes in der Hologrammebene führt [41]:

$$\begin{aligned} U_B(\vec{x}) \exp[\Delta\phi_P(\vec{x})] &= S_1(\vec{x}) \cdot \mathcal{F}^{-1} \{U(\vec{u} + \Delta\vec{u}) S_2(\vec{u} + \Delta\vec{u})\} \left( \frac{\vec{x}}{\lambda d} \right) \\ &\quad \cdot \exp[i(\Delta\phi_P(\vec{x}) + \phi_0)], \end{aligned} \quad (2.32)$$

mit

$$\Delta\phi_P(\vec{x}) = 2\pi \frac{\vec{x}\Delta\vec{u}}{\lambda d}. \quad (2.33)$$

# Kapitel 3

## Ziel der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung einer Methode zur Erfassung von Verschleiß an Werkzeugen in der Mikroproduktion. Insbesondere soll dies ohne den Ausbau des zu messenden Objektes aus der Produktionsmaschine erfolgen. Als Produktionsmaschine wird im Rahmen dieser Arbeit eine am BIAS entwickelte Mikroumformmaschine (MUM) [44] verwendet. Für den Nachweis der Eignung der Methode soll exemplarisch für die zu messenden Aktivelemente der Tiefziehring des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs untersucht werden.

Für die Messung des Verschleißes ist ein Messsystem zu entwickeln. Dieses soll auf der digitalen Holografie basieren. Eine Herausforderung, die bei dem Design des Messsystems angegangen werden muss, ist der begrenzte Zugang zu den Aktivelementen in dem kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeug der MUM. Außerdem muss das System eine Auflösung aufbieten, die es ermöglicht, den Verschleiß zu messen. Des Weiteren ist eine Kalibrierung des Prototypen vorzunehmen, damit der Verschleiß in metrischen Einheiten zu benennen ist.

Neben dem Messsystem ist ein Auswertetool zu entwickeln. Mit diesem Tool soll zum einen die mit dem Messsystem aufgenommenen Hologramme automatisiert rekonstruieren. Zum anderen soll diese basierend auf zwei Messungen einen Soll-Ist-Vergleich automatisiert durchführen. Das Programm, auf dem die Auswertepattform basiert, muss neben der Rekonstruktion der Hologramme auch eine Skalierung der Rekonstruktionen durchführen können. Dies ist notwendig, um gegebenenfalls auftretende Größenunterschiede zwischen der Soll- und der Ist-Messung kompensieren zu können. Des Weiteren muss das Programm die Korrektur eines möglichen Versatzes in der Position des Objektes bei der Ist-Messung im Vergleich zur Soll-Messung ermöglichen. Da das Messsystem während der Produktion ausgebaut sein muss, kann es beim Wiedereinbau für die Durchführung der Ist-Messung zu einem Versatz in der Position des Objektes bezogen auf die Soll-Messung kommen. Eine weitere Aufgabe, die das Programm erfüllen muss, ist, dass es die Einzelaufnahmen automatisiert zu einem Gesamtbild zusammenfügt. Dies kann notwendig sein, wenn mehrere Teilausschnitte von einem Objekt aufgenommen werden müssen, weil es zu groß für eine Einzelmessung mit dem Messsystem ist. Als Ausgabe muss das Programm einen Soll-Ist-Vergleich liefern, anhand dessen sich eine Aussage über den Verschleiß an dem gemessenen Objekt in metrischen Einheiten machen lässt.



# Kapitel 4

## Material und Methodik

### 4.1 Einleitung

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messsystem für die Verschleißmessung auf der Basis von digitaler Holografie (**Abschnitt 5.1**) wurde für den Einsatz in der am BIAS entworfenen Mikroumformmaschine (MUM, siehe **Abschnitt 4.2**) [44] designt und konstruiert. Bei der Konstruktion musste berücksichtigt werden, dass das zu messende Objekt für die messtechnische Erfassung beleuchtet werden muss (siehe **Abschnitt 4.3**). Ferner muss es für die Erfassung vergrößert und abgebildet werden (siehe **Abschnitt 4.5.1**). Da die Abbildung des Objektes mit einem holografischen Aufbau aufgenommen wird, muss eine Referenzwelle in das Messsystem eingebracht werden, dies erfolgt über einen fasergekoppelten Strahlteiler. Das Interferenzmuster aus Objekt- und Referenzwelle muss mit einer digitalen Kamera erfasst werden (siehe **Abschnitt 4.5.4**). Durch die Abbildung des zu messenden Objektes muss zusätzlich dessen Abmessung berücksichtigt werden. Ist das Objekt größer als der Bereich, der durch das abbildende System erfasst werden kann, so müssen mehrere Aufnahmen von unterschiedlichen Positionen auf dem Objekt gemacht werden. Hierfür muss das Messsystem definiert verschoben werden können (siehe **Abschnitt 4.6**).

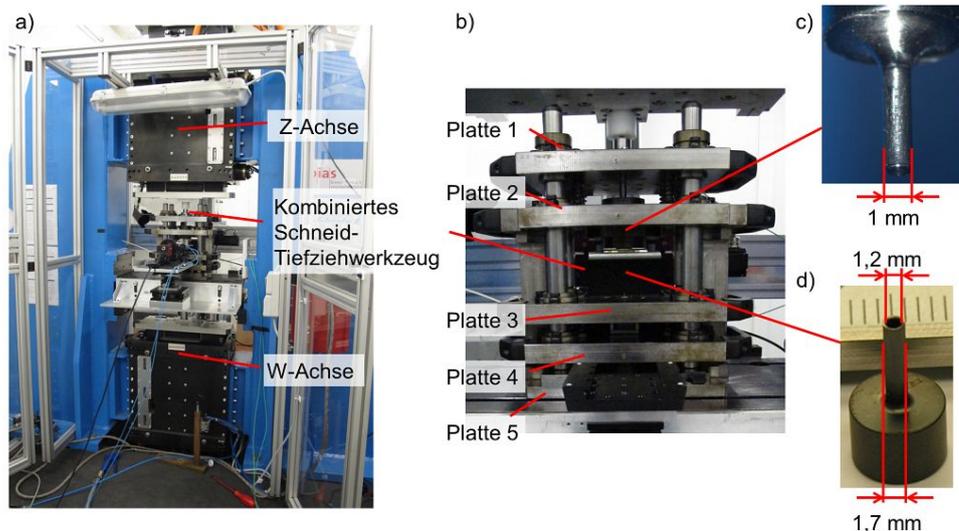
### 4.2 Mikroumformmaschine

Bei der MUM handelt es sich um eine hochdynamische, zweifachwirkende Mikroumformpresse. Diese verfügt über zwei bewegliche Achsen (siehe **Abbildung 4.1 a**), die beiden unabhängig voneinander bewegt werden können. Im Folgenden wird die obere der beiden Achsen als Z-Achse und die untere als W-Achse bezeichnet [22]. **Abbildung 4.1 a**) zeigt ein Foto der MUM.

#### Kombiniertes Schneid-Tiefziehwerkzeug

Eines der Werkzeuge, das in der MUM eingesetzt wird, ist ein kombiniertes Schneid-Tiefziehwerkzeug. Dieses Werkzeug ermöglicht Tiefziehversuche mit bis zu 200 Hüben/min. Es besteht aus mehreren Platten, an denen die Aktivelemente, die das Schneiden und Tiefziehen ermöglichen, montiert sind [45]. **Abbildung 4.1 b**) zeigt ein Foto des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs.

Der Fertigungsprozess mit dem kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeug besteht aus



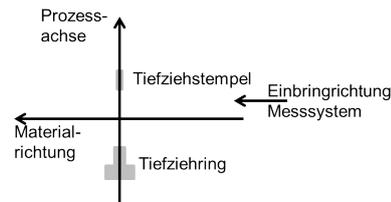
Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152928

Abbildung 4.1: a) zeigt ein Foto der MUM. b) zeigt ein Foto des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs. In c) und d) sind Fotos von zwei Aktivelementen, dem Tiefziehstempel sowie dem Tiefziehring, dargestellt.

zwei Schritten [45]. Der erste Schritt ist das Schneiden. Hierfür wird die untere bewegliche Einheit mittels der W-Achse der MUM nach oben getrieben, bis ein Kontakt zwischen dem Niederhalter und der Schneidplatte entsteht. Durch ein Weiteres nach oben treiben der Platte wird die Kraft vom Niederhalter auf die Schneidplatte übertragen, da die ortsfeste Schneidplatte die Platte aufhält. Ferner kommt es zum Schneidprozess durch den Schneidstempel. Die ausgeschnittene Ronde hat einen Durchmesser, der dem Außendurchmesser des Schneid-Tiefziehringes entspricht, und verweilt auf dem Schneid-Tiefziehring. Der zweite Schritt ist das Tiefziehen. Hierfür wird die untere bewegliche Einheit erneut nach oben gefahren, bis die gewünschte Tiefziehniederhalterkraft (zwischen Tiefziehring und fixiertem Tiefziehniederhalter) erreicht ist. Anschließend fährt der Tiefziehstempel mittels der Z-Achse der MUM nach unten, um ein Werkstück tiefzuziehen.

Bei dem beschriebenen Prozess tritt durch den Kontakt zwischen Werkzeug und Werkstoff, insbesondere durch Reibung, Verschleiß auf. Die vom Verschleiß hauptsächlich betroffenen Komponenten sind der Tiefziehstempel und der Tiefziehring. Die **Abbildungen 4.1 c)** und **d)** zeigen exemplarisch jeweils einen Tiefziehstempel und einen Tiefziehring. Die Dimensionen dieser beiden Komponenten liegen im Bereich von 1 mm bis 2 mm. Bei der Konstruktion des Messsystems, das den Verschleiß an diesen Komponenten erfassen soll, ist zu beachten, dass die laterale Auflösung Verschleiß im Submillimeterbereich abbilden muss. Ferner muss berücksichtigt werden, dass sich diese Komponenten in einem Winkel von  $90^\circ$  zu der Einbringungsebene des Messsystems befinden. Zur Veranschaulichung zeigt **Abbildung 4.2** eine Prinzipskizze der Lage der Aktivelemente in der MUM und der Einbringrichtung des Messsystems. Ferner muss die Position der Aktivelemente in der MUM berücksichtigt werden, das sich in einem Abstand von 100 mm, bezogen auf die Außenkante an der das Messsystem eingebracht wird, befinden. Zudem weist die Öffnung zwischen der zweiten und dritten Platte (der Zugangsbereich an die Aktivelemente, siehe **Ab-**



Huferath-von Lüpke 2016

BIAS ID 163135

Abbildung 4.2: Dargestellt ist eine Prinzipskizze zur Lage des Tiefziehringes und des Tiefziehstempels in der MUM.

**bildung 4.1 b))** im vollständig geöffneten Zustand eine Höhe von 90 mm und eine Breite von 100 mm auf, was die Abmessungen des Messsystems einschränkt.

### Drahtstauchversuch-Aufbau

Ein weiteres Werkzeug, das in der MUM eingesetzt wird, ist ein Drahtstauchwerkzeug. Dieses besteht aus einer Matrize, die mit der W-Achse verbunden ist, und einem Stempel, der mit der Z-Achse verbunden ist. Letzterer ist die bewegliche Komponente bei diesem Prozess. Dieser Aufbau dient u. a. zur Untersuchung der Veränderung der Stempelkraft während des Lebenszyklus eines Stempels. **Abbildung 4.3** zeigt ein Foto des im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Stempels. Dieser hat eine quadratische Grundfläche von 0,5 mm x 2,8 mm. Zum Zeitpunkt der ersten Messung hatte der Stempel bereits 100000 Hübe absolviert<sup>1</sup>.



Huferath-von Lüpke 2016

BIAS ID 163138

Abbildung 4.3: Foto des im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Stempels.

## 4.3 Quellen und Komponenten für die Objektbeleuchtung

### 4.3.1 LYNX<sup>TM</sup> Diodenlaser

Bei den Lichtquellen, mit denen das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messsystem betrieben wird, handelt es sich um zwei LYNX<sup>TM</sup> Halbleiterlaser [46] mit externem Resonator, der auf der Littrow-Konfiguration [47] basiert, der Firma *Sacher Lasertechnik*. Diese werden im Modus kontinuierlicher Emission betrieben, sind

<sup>1</sup>Die Messungen mit diesem Stempel sollen nur das Messprinzip belegen.

fasergekoppelt und in der Wellenlänge durchstimmbare. Ihre Mittenwellenlänge beträgt 660 nm. Die Wellenlänge, mit der die Diodenlaser betrieben werden, lässt sich auf zwei Arten einstellen [46]. Zum einen durch Änderung der Ausrichtung des Gitters, das sich im Laserresonator befindet. Mittels der ersten Beugungsordnung des Gitters wird die Wellenlänge der Laserdiode definiert, denn nur diese wird zurück in die Laserdiode reflektiert, sodass nur diese Wellenlänge verstärkt wird. Das ausgekoppelte Laserlicht tritt durch die rückseitige Fläche aus der Laserdiode aus und wird durch einen Satz von Linsen kollimiert. Die Änderung der Wellenlänge erfolgt durch gleichzeitiges Verschieben und Rotieren des Gitters. Dies kann entweder durch Drehen der externen Justierschraube am Laser oder elektronisch über ein Piezoelement erfolgen. Die andere Möglichkeit, die Wellenlänge des Diodenlasers zu ändern, erfolgt durch Einstellen des Diodenstroms oder der Diodentemperatur. Auf diese Weise lässt sich die Wellenlänge feinjustieren. Die Ausgangsleistung des Lasers wird über das Ansteuergerät *MLD 1000*, das die Regulierung des Laserstroms, der Lasertemperatur und der Piezospaltung ermöglicht, gesteuert [46].

Zur Erfassung der Wellenlänge ist zu erwähnen, dass es derzeit nicht möglich ist, die Wellenlängen während des Einsatzes der Laser zu überwachen. Da es sich bei den Diodenlasern um fasergekoppelte Laser handelt, müsste über einen fasergekoppelten Strahlteiler ein Teilstrahl ausgekoppelt werden, damit dieser über den Messkopf des Wellenlängenmessgeräts (siehe **Abschnitt 4.3.3**) in das selbige eingekoppelt werden kann. Aus Lasersicherheitsgründen wurde auf eine permanente Überwachung der Wellenlänge verzichtet. Diese wird derzeit jeweils vor und nach einer Messreihe gemessen. Ferner werden die Wellenlängen der beiden Diodenlaser nacheinander gemessen, da das Wellenlängenmessgerät nur eine Wellenlänge zur gleichen Zeit erfassen kann. Im **Anhang B.1** in **Tabelle B.1** sind die Datenblätter zu den beiden Diodenlasern dargestellt.

### 4.3.2 Farbstofflaser

Für Vergleichsmessungen wird ein Prototyp eines durchstimmbaren Farbstofflasers eingesetzt. Dieser Laser ist nur für den Einsatz in Laboren unter besonderen Sicherheitsvorkehrungen zu betreiben, da die Strahleinkopplung nicht direkt am Laser erfolgt. Zwischen Strahlaustritt aus dem Laser und Einkopplung des Messstrahls befindet sich eine Strahlaufteilung in den Messstrahl und mehrere Prüfstrahlen, die zur Überwachung der Laserstabilität und Wellenlängenmessung (siehe **Abschnitt 4.3.3**) genutzt werden.

Der Farbstofflaser wird mit einem frequenzverdoppelten Festkörperlaser (532 nm, *Verdi*, maximale Leistung: 10 W) mit einer Pumpleistung zwischen 3,5 W und 4,5 W angeregt. Als laseraktives Material wird der Farbstoff Rhodamin 6G verwendet. Bei dem Resonator dieses Lasers handelt es sich um einen Ringresonator, der so eingestellt ist, dass der Wellenlängenbereich des Lasers von  $\sim 570$  nm bis  $\sim 595$  nm reicht. Das Licht dieses Lasers hat eine Kohärenzlänge von über einem Meter, die auch über längere Zeit stabil ist. Ferner ist die eingestellte Wellenlänge langzeitstabil (siehe **Abschnitt 6.1.1** und **Anhang E.1.1**).

### 4.3.3 Wellenlängenmessgerät

Die Wellenlängen der oben beschriebenen Leser werden mit einem *WaveMaster* von der Firma *Coherent* bestimmt. Bei dem *WaveMaster* handelt es sich um ein Spektrometer mit hoher Beugungsordnung. Die Bestimmung der Wellenlänge erfolgt aus dem Abstand zwischen den Beugungsordnungen. Mit dem *WaveMaser* kann die Wellenlänge von kontinuierlichen (CW-) oder gepulsten Lasern gemessen werden. Es wird die Spitzenwellenlänge des Lasers mit einer spektralen Bandbreite von 2 nm in dem Wellenlängenbereich von 400 nm bis 1095 nm erfasst und kann in GHz, Wellenzahl oder Nanometer angezeigt werden. Das Messgerät hat eine Auflösung von 0,001 nm bei einer Genauigkeit der Wellenlängenmessung von 0,005 nm.

### 4.3.4 Faserschalter

Für eine automatisierte Messung mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messsystem muss gewährleistet sein, dass Messungen mit beiden Diodenlasern durchgeführt werden können, ohne dass die Fasern umgekoppelt werden müssen. Hierfür wird ein Faserschalter der Firma *Leoni* in das Messsystem integriert. Der Faserschalter wird über die Bildverarbeitungssoftware *Fringe Processor* mit dem Unterprogramm *HolographyXYStage* (siehe **Abschnitt 4.7**) gesteuert. Im **Anhang B.2** in **Tabelle B.2** sind die Spezifikationen für den verwendeten Faserschalter dargestellt.

### 4.3.5 Kollimator

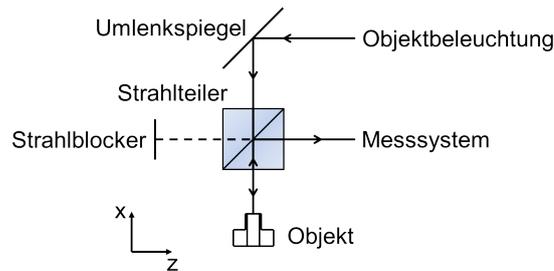
Der Laserstrahl, der für die Objektbeleuchtung verwendet wird, wird mittels einer Faser zur MUM geleitet und ist, bedingt durch die Auskopplung aus der Faser, divergent. Damit nur das zu messende Objekt und nicht zusätzlich dessen Umgebung beleuchtet wird, muss der divergente Strahl kollimiert werden. Hierfür wird ein kommerziell erhältlicher Kollimator für einen Strahldurchmesser von 3 mm gewählt. An diesen Kollimator wird die Faser für die Objektbeleuchtung montiert.

### 4.3.6 Spiegel

Bedingt durch die Abmessungen des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs (siehe **Abschnitt 4.2**) können die Aktivelemente nicht direkt beleuchtet werden, wenn der Kollimator verwendet wird, da dieser zu groß ist. Aus diesem Grund muss eine Umlenkung der Objektbeleuchtung erfolgen. Hierfür wird ein 10 mm x 15 mm großer Spiegel eingesetzt. Damit das Objekt beleuchtet wird, wird er um 45° geneigt montiert.

## 4.4 Umlenkung der Objektwelle

Da sich die Aktivelemente in einem Winkel von 90° zu der Einbringungsebene des Messsystems befinden (siehe **Abschnitt 4.2**) muss eine Umlenkung des vom Objekt gestreuten Lichtes erfolgen, damit es mit dem Messsystem erfasst wird. Für die Strahlumlenkung kann ein Spiegel oder ein Strahlteiler verwendet werden. Damit die Objektbeleuchtung über das Umlenkelement erfolgen kann, wurde ein



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152926

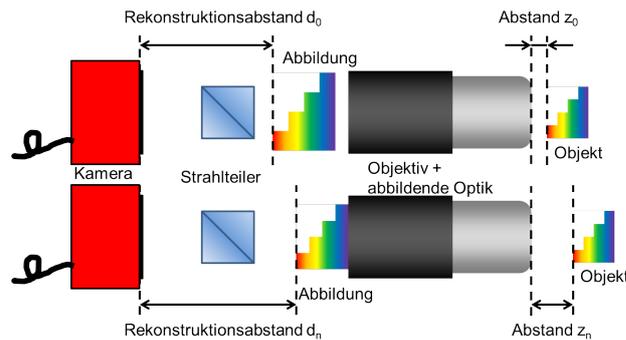
Abbildung 4.4: Gezeigt wird eine Prinzipskizze der Umlenkung der Objektwelle für die Betrachtung von Objekten, die sich in einem Winkel von  $90^\circ$  zur Betrachtungsrichtung des Messsystems befinden.

15 mm x 15 mm x 15 mm großer Strahlteilerwürfel gewählt. **Abbildung 4.4** zeigt eine Prinzipskizze von der Strahlumlenkung und der Objektbeleuchtung mittels eines Strahlteilerwürfels.

## 4.5 Komponenten des Messsystems

### 4.5.1 Objektiv

Für die Messung mit dem Messsystem soll das zu messende Objekt vergrößert und abbildet werden. Dafür muss ein geeignetes Objektiv verwendet werden. Bei dessen Wahl muss bedacht werden, dass das Bildfeld des Objektivs eingeschränkt ist. Denn der zu betrachtende Ausschnitt ist von der numerischen Apertur (NA) abhängig. Ferner muss bei der Wahl berücksichtigt werden, dass die Zugänglichkeit der Aktivelemente in der MUM eingeschränkt ist (siehe **Abschnitt 4.2**) sowie dass diese unter einem Winkel von  $90^\circ$  betrachtet werden müssen (siehe **Abbildung 4.2**). Dies führt dazu, dass eine Strahlumlenkung, z. B. mittels eines Strahlteilers, zwischen Aktivelement und Objektiv eingebracht werden muss (siehe **Abschnitt 4.4**). Durch die Verwendung eines holografischen Aufbaus hinter dem Objektiv ist es nicht zwingend notwendig, exakt im Arbeitsabstand des Objektivs zu arbeiten. Denn mit der holografischen Aufnahmemethode kann das Wellenfeld, das von einem Objekt gestreut wird, an jeder beliebigen Position im Raum aufgenommen werden. Für Objektive gilt jedoch, dass die angegebene Vergrößerung sich meist nur auf ihren Arbeitsabstand  $z_0$  bezieht. Befindet sich das Objekt in einem größeren Abstand zum Objektiv, dann ist die Vergrößerung sowie die Position der Abbildung, bezogen auf die optische Achse, eine andere. Dieser Effekt lässt sich dadurch erklären, dass ein Objektiv ein Linsensystem ist. Dies kann in erster Näherung durch eine einzelne Sammellinse beschrieben werden. Für Sammellinsen gilt, dass je nach Position des Objektes vor der Linse die Abbildung hinter der Linse eine andere Größe und Position hat (siehe **Anhang A.10**). **Abbildung 4.5** zeigt zwei Skizzen des Aufbaus, die den Einfluss der Position des Objektes vor dem Objektiv auf das Messsystem veranschaulichen. Bei der oberen Skizze befindet sich das Objekt im Arbeitsabstand  $z_0$  des Objektivs und bei der unteren ist der Abstand  $z$  des Objektes zum Objektiv größer als der Arbeitsabstand  $z_0$ . Der geänderte Abstand wirkt sich auf die Größe und Position des Bildes aus. Damit muss bei der Konstruktion des Messsystems und der Auswahl



Huferath-von Lüpke 2014

BIAS ID 152844

Abbildung 4.5: Gezeigt werden zwei Skizzen des Messsystems zur Veranschaulichung des Einflusses der Position des Objektes vor dem Objektiv auf die Abbildung des Objektes.

des Objektivs, der Arbeitsabstand  $z_0$  des Objektivs berücksichtigt werden. Bei gängigen Mikroskopobjektiven liegt der Arbeitsabstand  $z_0$  im Millimeterbereich (siehe **Anhang B.4, Tabelle B.4**), daher eignen sich diese nicht für den Einsatz in dem zu konstruierenden Messsystem. Alternativ zu diesen Objektiven gibt es welche mit erweiterten Arbeitsabständen von bis zu einigen Zentimetern. Diese Objektive sind meist auf unendlich korrigiert. Das heißt, um eine Abbildung des Objektes zu erhalten, muss eine abbildende Optik in den Strahlengang hinter dem Objektiv gebracht werden. Unter der Berücksichtigung der oben beschriebenen Aspekte wurde ein *10x EO M Plan Apo Long Working Distance Infinity Corrected*-Objektiv von der Firma *Edmund Optics* für die Realisierung des Messsystems gewählt. Die numerische Apertur (NA) des Objektivs beträgt 0,28 und es hat ein Bildfeld von 0,88 mm x 0,66 mm, wobei sich diese Angabe auf einen 2/3"-Sensor bezieht. Der Arbeitsabstand dieses Objektivs beträgt 33,5 mm und es hat eine 10-fache Vergrößerung.

Die zuvor beschriebene Änderung der Größe und Position des abgebildeten Objektes wirkt sich auf die Auswertung der aufgenommenen Hologramme aus, da die Abbildung als Objekt für den holografischen Aufbau verwendet wird. Für die Auswertung der Hologramme bedeutet diese Änderung generell, dass die Rekonstruktionen eines Objektes im Arbeitsabstand eine andere Vergrößerung in x- und y-Richtung hat als eines in einem anderen Abstand. Außerdem führt die Abweichung vom Arbeitsabstand zu einer Änderung des Rekonstruktionsabstandes. Durch den verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus, der auf der Fresnel-Näherung basiert, kommt es bei abweichenden Rekonstruktionsabständen ebenfalls zu unterschiedlichen Größen der Rekonstruktionen des Objektes (siehe **Anhang A.7**). Treten Abweichungen im Abstand des Objektes zum Objektiv zwischen einer Soll- und einer Ist-Messung auf, können die Ergebnisse dieser zwei Messungen nicht direkt verglichen werden. Es muss zunächst der Einfluss der veränderten Vergrößerung herausgerechnet werden. Dazu muss der Zusammenhang zwischen dem Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv und dem Rekonstruktionsabstand  $d$  bzw. der Vergrößerung für das verwendete Objektiv bestimmt werden. Für die Untersuchung dieses Zusammenhanges wurde ein Gitter mit einem Raster von  $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$  [48] (siehe **Anhang C.1.1**) verwendet. Für die Ermittlung der Vergrößerungsfaktoren  $V$  zu den unterschiedlichen Objektpositionen vor dem Objektiv, die sich aus dem Gesamtsystem Objektiv und Holografie-Aufbau ergeben, wurde das Gitter auf einem Verfahrtschisch für die  $z$ -Achse

mit einer Schrittweite von  $2\ \mu\text{m}$  fixiert, wodurch der Abstand  $z$  zwischen Objektiv und Gitter definiert variiert werden kann. Für die Bestimmung des Vergrößerungsfaktors wurden an unterschiedlichen Positionen je ein Hologramm aufgenommen und rekonstruiert. Anhand der Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene für die unterschiedlichen Gitterpositionen kann eine Funktion ermittelt werden, die den jeweiligen Vergrößerungsfaktor  $V$  für die unterschiedlichen Rekonstruktionsebenen widerspiegelt (siehe **Abschnitt 6.2.1**). Anhand dieser Untersuchung lassen sich ebenfalls eventuell auftretende Linseneffekte (z. B. Verzeichnung), die durch das Objektiv bedingt sein können, erfassen. Dies ist möglich, da das Gitter homogen ist und das gesamte Bildfeld des Objektivs abdeckt.

## 4.5.2 Optiken

### 4.5.2.1 Abbildende Optik für das Objektiv

Bei dem *10x EO M Plan Apo Long Working Distance Infinity Corrected*-Objektiv (siehe **Abschnitt 4.5.1**) handelt es sich um ein auf unendlich korrigiertes Objektiv. Um eine Abbildung für den holografischen Aufbau zu erhalten, wurde der *INFINITUBE<sup>TM</sup> Standard 1x-Tubus* der Firma *Infinity Photo-Optical Company* als abbildende Optik gewählt. Die in diesem Tubus befindliche Optik hat keinen Einfluss auf die Vergrößerung des Objektes. Ferner ermöglicht dieser Tubus durch seine Länge, dass der holografische Teil des Messsystems nicht in das kombinierte Schneid-Tiefziehwerkzeug eingebracht werden muss. Damit sind die Abmessungen des holografischen Aufbaus nicht mehr kritisch zu sehen.

### 4.5.2.2 Blende

Um Alias-Effekte (siehe **Anhang A.8**), die bei der Rekonstruktion der Hologramme auftreten können, zu vermeiden, muss eine Blende in der Abbildungsebene des Tubus<sup>2</sup> positioniert werden. Die Alias-Effekte entstehen, wenn das Bildfeld des Objektivs kleiner ist als der von der Objektbeleuchtung ausgeleuchtete Bereich auf dem Objekt. Dann wird Licht, das von außerhalb des Bildfeldes in das Messsystem gestreut wird, mit der Kamera erfasst und beeinflusst dadurch die Auswertung. Für die Anpassung der Größe der Objektabbildung wurde eine im Durchmesser veränderliche Iris-Blende gewählt.

### 4.5.2.3 Strahlteilerwürfel

Für den holografischen Aufbau hinter dem Objektiv ist ein Strahlteilerwürfel, der die Referenzwelle auf die Kamera lenkt, zu wählen, der zum einen das Objekt nicht beschneidet und zum anderen den Abstand zwischen Objekt und Kamera gering hält. Aus diesem Grund wurde ein 20 mm x 20 mm x 20 mm großer nicht-polarisierender Strahlteilerwürfel gewählt.

### 4.5.2.4 Polarisationsfilter

Für die Generierung von Hologrammen ist ein ausgewogenes Intensitätsverhältnis zwischen Objekt- und Referenzwelle notwendig. Da die Intensität des vom Objekt

---

<sup>2</sup>Die Abbildungsebene des gewählten Objektiv-Tubus-Systems befindet sich 17,526 mm hinter der Gewindekante des Tubus.

gestreuten Lichtes je nach Eigenschaften des Objektes variieren kann, muss das Intensitätsverhältnis zwischen Objekt- und Referenzwelle verändert werden können. Hierfür wurde ein gefasster Polarisationsfilter aus Glas mit einem Durchmesser von 50 mm gewählt.

### 4.5.3 Fasergekoppelter Strahlteilerwürfel

Für die Aufteilung des aus dem Laser kommenden Strahls in einen Objekt- und einen Referenzstrahl wird ein fasergekoppelter Strahlteilerwürfel der Firma *OZoptics* verwendet. Die Strahlaufteilung mittels eines solchen Strahlteilers erfolgt wie nachfolgend beschrieben [49]: Das Laserlicht wird vor dem Einkoppeln in den Strahlteilerwürfel kollimiert. Der kollimierte Laserstrahl wird mittels des Strahlteilerwürfels in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Anschließend werden die aufgeteilten Strahlen in die Ausgangsfaser fokussiert. In **Tabelle B.3** im **Anhang B.3** ist die Komponentenwahl für den fasergekoppelten Strahlteilerwürfel dargestellt, der im Messsystem zum Einsatz kommt.

### 4.5.4 Kamera

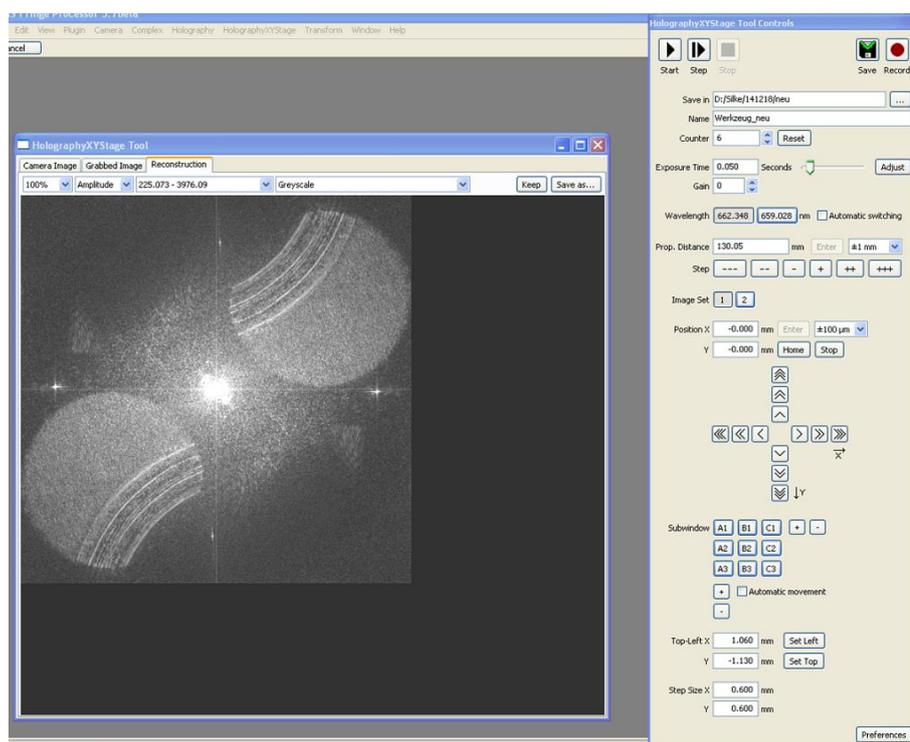
Die für die Aufnahme der Hologramme verwendete Kamera wurde wegen ihrer Sensor- und Pixel-Größe gewählt. Es handelt sich um eine Pike 505B der Firma AVT mit 4 Millionen Pixeln und einer Pixelgröße von  $\Delta\xi = \Delta\eta = 3,45 \mu\text{m}$ .

## 4.6 x,y-Verschiebeeinheit

Für die Korrektur der Position des Messsystems bezogen auf das zu messende Objekt bzw. für das Verfahren des Messsystems, um Aufnahmen des Objektes an unterschiedlichen Positionen machen zu können, muss das Messsystem mit einer x,y-Verschiebeeinheit verwendet werden. Hierfür wurde ein Kreuztisch der Firma *Steinmeyer* gewählt. Der Kreuztisch verfügt über Piezomotoren, die sehr kleine Schrittweiten ermöglichen. Der maximale Verfahrensweg beträgt 50 mm je Achse. Die Positioniergeschwindigkeit beträgt 50 mm/s bei einer maximalen Beschleunigung von  $1 \text{ m/s}^2$ . Dieser besitzt eine Wiederholgenauigkeit von  $\pm 0,5 \mu\text{m}$  unidirektional bzw.  $\pm 0,7 \mu\text{m}$  bidirektional und eine Positioniergenauigkeit von  $\pm 4,3 \mu\text{m}$ . Angesteuert wird der Kreuztisch mit einem Galil DMC Controller für das Ethernet, der über das Unterprogramm *HolographyXYStage* des *Fringe Processors* (siehe **Abschnitt 4.7**) angesprochen werden kann.

## 4.7 Programm zur Aufnahme von Hologrammen

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt die Aufnahme der Hologramme mit der am BIAS entwickelten Bildverarbeitungssoftware *Fringe Processor* [50]. Für die automatisierte Aufnahme und Speicherung der für die Verschleißmessung notwendigen Messreihe wurde das bereits vorhandene Unterprogramm *Holography* weiterentwickelt. Diese Weiterentwicklung namens *HolographyXYStage* ermöglicht zusätzlich zu der Aufnahme von Hologrammen die Ansteuerung des in **Abschnitt 4.3.4** beschriebenen Faserschalters sowie der in **Abschnitt 4.6** beschriebenen x,y-Verschiebeeinheit.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152837

Abbildung 4.6: Dargestellt ist eine Bildschirmabbildung der Oberfläche des Unterprogramms *HolographyXYStage* des *Fringe Processor* mit einer Rekonstruktion eines Teilausschnittes eines Tiefziehringes.

**Abbildung 4.6** zeigt eine Bildschirmabbildung, die das Unterprogramm *HolographyXYStage* mit einer Rekonstruktion eines Teilausschnittes eines Tiefziehringes wiedergibt. In den gezeigten Eingabefeldern sind die für die Messung relevanten Parameter vorzugeben. Dazu gehört die Belichtungszeit (*Exposure Time*). Diese ist u. a. abhängig von der Leistung des Lasers. Bei ihrer Einstellung ist darauf zu achten, dass das Kamerabild (*Camera Image*) bei der Aufnahme nicht überbelichtet wird. Für die korrekte Rekonstruktion des Objektes ist die Angabe der verwendeten Wellenlängen essenziell, vor allem da dieser Parameter im Dateinamen gespeichert und von dem Auswerteprogramm (siehe **Abschnitt 5.2.1**) verwendet wird. Die Rekonstruktionentfernung (*Prop. Distance*) ist nicht notwendigerweise anzugeben. Eine genaue Angabe hilft bei der Positionierung des Messsystems für die Soll-Messung. Weiterhin ist die Anzahl der Aufnahmen (*Subwindow*) anzugeben, die in x- und y-Richtung durchgeführt werden sollen, sowie der Abstand zwischen den Einzelaufnahmen in x- und y-Richtung (*Step Size X* bzw. *Y*). Weitere notwendige, in der **Abbildung 4.6** jedoch nicht dargestellte, Parameter sind die Art der Referenzwelle und gegebenenfalls deren Radius, die Rekonstruktionsmethode sowie die Größe der Kamerapixel. Diese Parameter sind unter *Preferences* einzustellen. In **Tabelle B.7** im **Anhang B.6** sind die Parameter dargestellt, die für die Aufnahmen in der vorliegenden Arbeit verwendet werden. Nach der Eingabe aller Parameter und der Positionierung des Messsystems an der Startposition der Messreihe ist das Häkchen für das automatische Schalten der Laser (*Automatic switching*) und für das automatische Verfahren der x,y-Verschiebeeinheit (*Automatic movement*) zu setzen. Anschließend ist der Knopf für die Aufnahme (*Record*) zu aktivieren. Die Aufnahme einer Messreihe wird durch Drücken des *Step*-Knopfes gestartet. Soll die Messreihe mehrmals hintereinander aufgenommen werden, so ist der *Start*-Knopf zu wählen. In diesem Fall wird bei jeder Messreihe ein Zähler (*Counter*) um eins erhöht. **Abbildung 4.7** zeigt den Ablauf einer Messung mit dem Programm anhand eines Flussdiagramms.

## 4.8 Zusätzlich verwendete Messsysteme

### 4.8.1 Laserscanning Mikroskop VK9700

Für Vergleichsmessungen wurde ein *Laserscanning Mikroskop VK9700* von der Firma *Keyence* verwendet. Das *VK9700* hat eine maximale Tiefenauflösung von 1 nm und eine Wiederholgenauigkeit von 20 nm [22]. Die laterale Auflösung ist abhängig von der Wahl des Objektivs. Es verfügt über zwei verschiedene Lichtquellen, einen Laser und eine Weißlichtquelle sowie über zwei Sensoren [22]. Der Sensor für das Laserlicht hat 1024 Pixel x 768 Pixel und der für das Weißlicht hat 2048 Pixel x 1536 Pixel [22]. Das Laserlicht wird für die Messung der 3D-Form des Objektes sowie für die Bestimmung der Reflektivität des Objektes verwendet. Das Weißlicht wird u. a. verwendet, um ein Farbbild des Objektes zu erhalten. Die Informationen können mit der zum Messsystem gehörenden Software zusammengefügt werden, sodass z. B. ein Farbbild oder ein Intensitätsbild mit großer Schärfentiefe generiert werden kann.

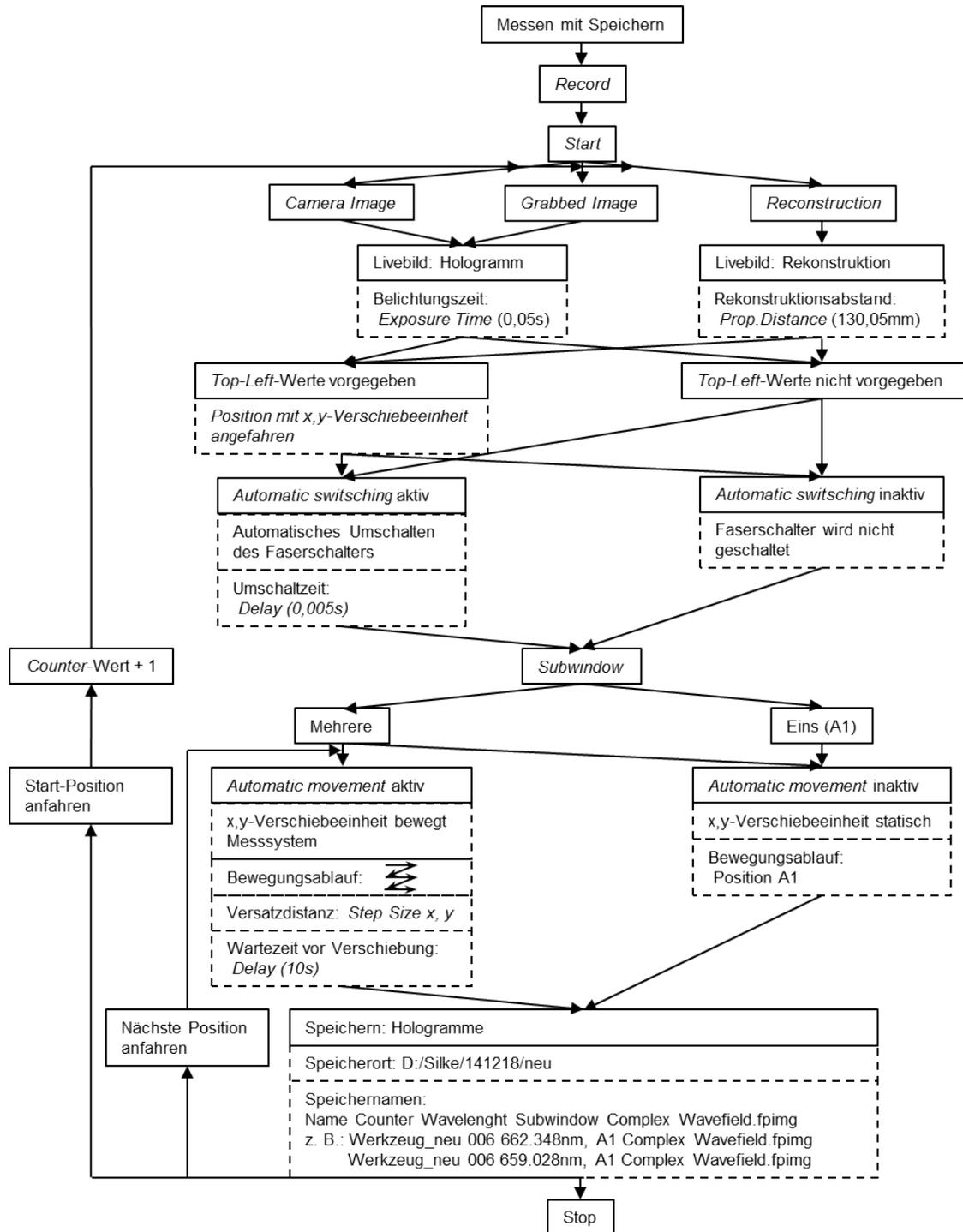
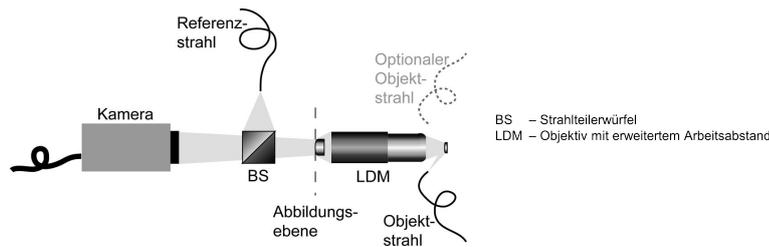


Abbildung 4.7: Dargestellt ist ein Flussdiagramm zur Veranschaulichung des Ablaufes einer Messung mit dem Unterprogramm *HolographyXYStage* des *FringeProcessors*.



Huferath-von Lüpke 2014

BIAS ID 152890

Abbildung 4.8: Dargestellt ist eine Prinzipskizze des Messsystems mit mehreren Beleuchtungsrichtungen [51].

### 4.8.2 Digital holografisches Mikroskop mit mehreren Beleuchtungsrichtungen

Für die Betrachtung des Einflusses mehrerer Aufnahmen eines Objektes, das aus unterschiedlichen Richtungen beleuchtet wurde, auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wurde ein Laboraufbau eines digital holografischen Mikroskops verwendet. Dieser verfügt über eine Objektbeleuchtung, deren Position mittels eines Motors definiert um das Objekt rotiert werden kann. **Abbildung 4.8** zeigt eine Prinzipskizze des Laboraufbaus. Die Möglichkeit, das Objekt aus unterschiedlichen Richtungen zu beleuchten, wird in der Skizze durch das Vorhandensein von zwei Objektstrahlen angedeutet. Das Objekt kann bei dem eingesetzten Aufbau nur aus einer Richtung und nicht aus mehreren gleichzeitig beleuchtet werden. Dieser Laboraufbau wurde für ein Projekt<sup>3</sup> realisiert, bei dem die vollständige 3D-Form eines Objektes erfasst werden soll. Bei dem Objektiv in diesem Aufbau handelt es sich um ein *Plan Apo HR 10x* Objektiv der Firma *Mitutoyo* mit einer Numerischen Apertur von  $NA = 0,42$  und einem Arbeitsabstand von  $d = 1,5$  mm. Der verwendete Strahlteilerwürfel hat eine Kantenlänge von 40 mm und ist nicht-polarisierend. Für die Aufnahme wird eine Pike F-1600 der Firma AVT mit 16 Megapixel und einer Pixelgröße von  $\Delta\xi = \Delta\eta = 7,4 \mu\text{m}$  verwendet. Die zusätzlichen Beleuchtungsrichtungen werden mit einem Drehmesstische DMT 100 der Firma OWIS realisiert. An diesem Drehmesstisch ist eine Faser für die Objektbeleuchtung montiert. Durch die Rotation des Drehtisches kann das Objekt aus unterschiedlichen Richtungen beleuchtet werden. Die Ansteuerung kann mittels des Unterprogramms *HolographyRotaryStages* des Programms *Fringe Processor* erfolgen, wobei der Verfahrensweg auf  $30^\circ$  bis  $330^\circ$  begrenzt ist. Dies verhindert, dass sich die Faser während der Messungen um den Aufbau wickelt und vermeidet eine Kollision der Faser mit der Halterung des Messsystems.

<sup>3</sup>Teilprojekt „Sichere Prozesse“ (B5) des Sonderforschungsbereiches „Mikrokaltumformen“ (SFB 747)



# Kapitel 5

## Messsystem

### 5.1 Digital holografisches Mikroskop

Das zu entwickelnde Messsystem soll Verschleißmessungen an den Aktivelementen des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs in der Mikroumformmaschine (MUM, siehe **Abschnitt 4.2**) ermöglichen. Mit diesem Messsystem soll der Fragestellung nachgegangen werden, in welcher Form der Verschleiß auftritt und wann die Verschleißspuren einen negativen Einfluss auf das Werkstück haben. Aus diesem Grund muss das Messsystem über eine Auflösung verfügen, die es ermöglicht, die Verschleißentwicklung zu untersuchen.

An einem ersten Laboraufbau (siehe **Anhang D.1**<sup>1</sup>) konnte gezeigt werden, dass sich die digitale Holografie für die Verschleißmessungen an Objekten, deren Dimensionen im Subzentimeterbereich liegen, eignet [52]. Für die Beobachtung von Verschleißentwicklungen erwies sich dieser Aufbau aufgrund seiner lateralen Auflösung von  $6,7 \mu\text{m}$  als nicht geeignet. Mit einem weiteren Laboraufbau [53] konnte eine Verbesserung der lateralen Auflösung erreicht werden, indem der digital holografische Aufbau um ein Mikroskopobjektiv, im Weiteren als Objektiv bezeichnet, erweitert wurde. **Abbildung 5.1** zeigt eine Prinzipskizze des Laboraufbaus mit Objektiv. Das vom Objekt gestreute Licht trifft auf das Objektiv, das das Objekt abbildet. Diese Abbildung (ein virtuelles Bild) wird vom holografischen Aufbau als Objekt verwendet. Über den Strahlteiler (BS) wird die Referenzwelle auf die Kamera gelenkt, wo diese darauf mit der Objektwelle interferiert.

Auf Basis dieses Laboraufbaus wurde das Messsystem konstruiert und designet. Die

<sup>1</sup>In **Anhang D.1** sind neben dem digital holografischen Aufbau auch die für die Aussage relevanten Versuche, die mit diesem Aufbau durchgeführt wurden, beschrieben.

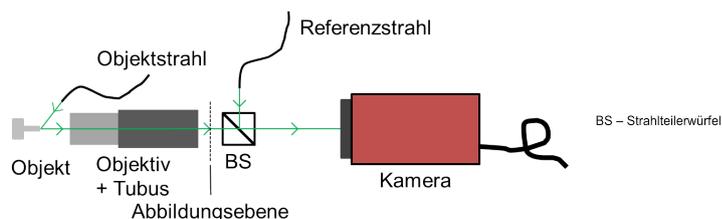
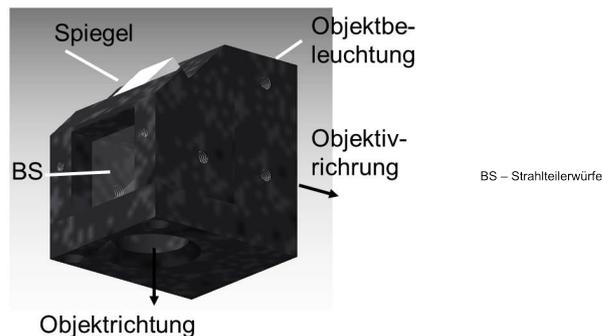


Abbildung 5.1: Dargestellt ist eine Prinzipskizze eines digital holografischen Mikroskops.



Klattenhoff 2013

BIAS ID 152841

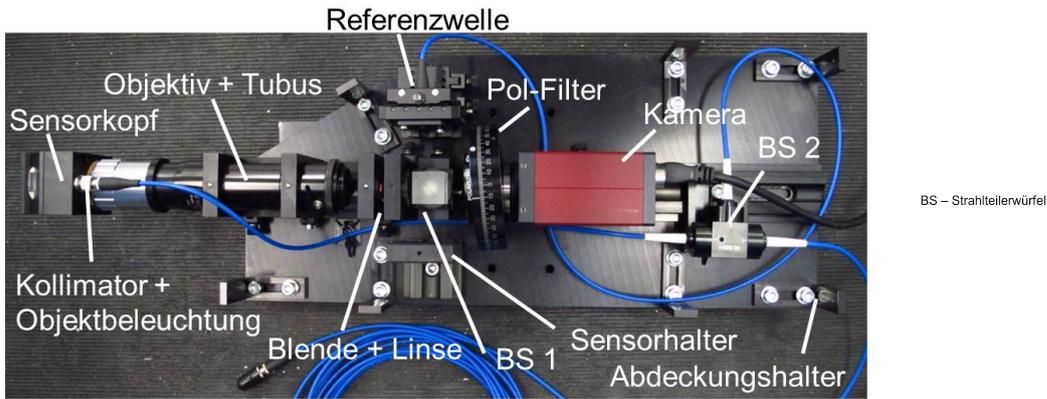
Abbildung 5.2: Dargestellt ist eine geneigte Ansicht des Sensorkopfes.

für den Bau des Messsystems verwendeten Komponenten, wie das Objektiv und der Tubus, der Strahlteiler sowie die Kamera, sind im **Abschnitt 4.5** beschrieben. In der Prinzipskizze in **Abbildung 5.1** nicht dargestellt ist die Blende, die zur Vermeidung von Alias-Effekten (siehe **Abschnitt 4.5.2.2**) in der Abbildungsebene des Tubus positioniert wird. Ebenfalls nicht dargestellt ist ein Polarisationsfilter, der zur Anpassung des Intensitätsverhältnisses zwischen Objekt- und Referenzwelle (siehe **Abschnitt 4.5.2.4**) verwendet wird. Dieser wird zwischen Strahlteilerwürfel und Kamera in das Messsystem eingebaut.

Erste Testmessungen mit dem entwickelten Messsystem haben gezeigt, dass das Licht, das vom Objekt durch den Tubus gelangt, stark divergent ist. Dies führte zu Informationsverlusten bei der Aufnahme der Hologramme. Zur Minimierung dieses Informationsverlustes wurde eine Linse mit einer Brennweite von  $f = 20$  mm in der Abbildungsebene des Tubus positioniert. Die Blende wurde direkt hinter der Linse eingesetzt.

Neben dem Messaufbau wurde eine Strahlumlenkung mit integrierter Objektbeleuchtung konstruiert. Diese ist für die Betrachtung der Aktivelemente unter einem  $90^\circ$ -Winkel notwendig (siehe **Abschnitt 4.2**) und wurde als ein Aufsatz für das Objektiv realisiert. Im Weiteren wird dieser Aufsatz als Sensorkopf bezeichnet. Die Strahlumlenkung des vom Objekt gestreuten Lichtes zum Objektiv hin erfolgt mit einem Strahlteilerwürfel (siehe **Abschnitt 4.4**). Die im Sensorkopf befindliche Objektbeleuchtung besteht aus einem Kollimator (siehe **Abschnitt 4.3.5**) und einem Spiegel (siehe **Abschnitt 4.3.6**). Der Kollimator ist parallel zum Objektiv ausgerichtet, um die maximalen Abmessungen des Messsystems nicht zu überschreiten (siehe **Abschnitt 4.2**). Nach der Einkopplung in den Sensorkopf wird die Objektbeleuchtung mittels dem Spiegel auf das Objekt gelenkt. Zur Veranschaulichung zeigt **Abbildung 5.2** eine gekippte Ansicht der CAD-Zeichnung des Sensorkopfes.

**Abbildung 5.3** zeigt das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und konstruierte Messsystem in seinem endgültigen Zustand einschließlich des Sensorkopfes. Der Abstand zwischen Referenzwellenquellpunkt und Kamera beträgt für diesen Aufbau  $R = 129,55$  mm und der Rekonstruktionsabstand  $d$ , d. h. der Abstand zwischen Abbildungsebene des Tubus und Kamera,  $d = 130,05$  mm. Wegen der Verwendung des Objektivs gilt der Wert für den Rekonstruktionsabstand nur für ein Objekt, das sich im Arbeitsabstand  $z_0$  des Objektivs befindet. Das Messsystem hat eine laterale Auflösung  $U$  von  $1,25 \mu\text{m}$  bei einer Wellenlänge von  $580$  nm, das die in dieser Arbeit



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152842

Abbildung 5.3: Foto des realisierten Messsystems zur Verschleißmessung in der MUM.

am meisten gewählte Wellenlänge für den verwendeten Farbstofflaser ist. Für eine Wellenlänge von 660 nm, die der Mittenwellenlänge der verwendeten Diodenlaser entspricht, beträgt die laterale Auflösung  $U = 2,88 \mu\text{m}$ . Diese Werte ergeben sich aus **Gleichung (5.1)** [54]

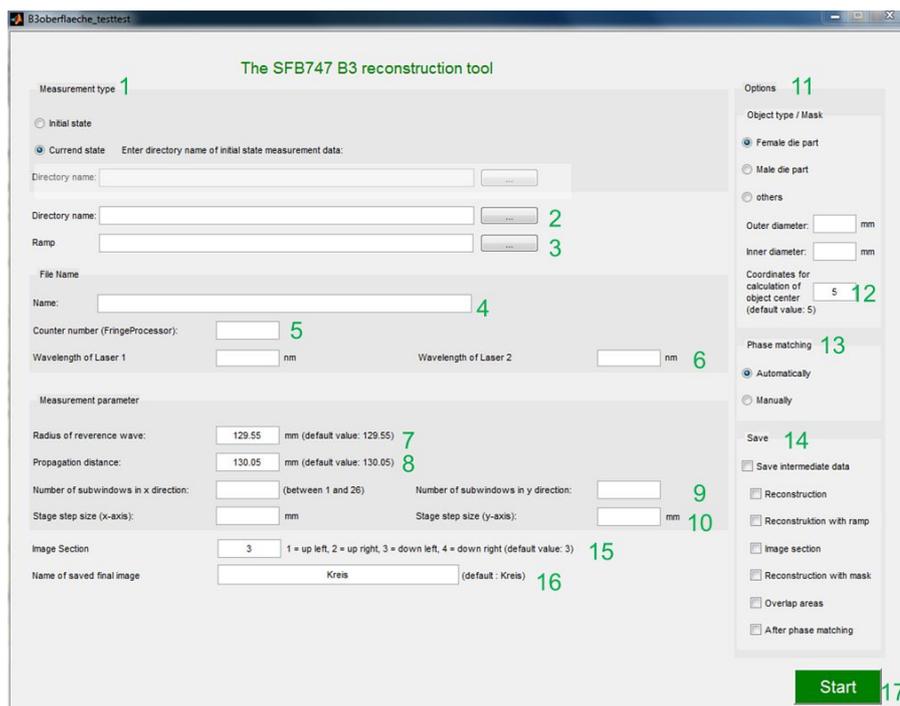
$$U = \frac{1,22\lambda}{NA}, \quad (5.1)$$

wobei  $\lambda$  für die Wellenlänge und  $NA$  für die numerische Apertur des Objektivs steht. Für die  $NA$  wurde der Wert des verwendeten Objektivs  $NA = 0,28$  verwendet. Für den Einsatz in der MUM wurde das Messsystem auf eine x,y-Verschiebeeinheit (siehe **Abschnitt 4.6**) montiert. Dieses ermöglicht das definierte Anfahren von unterschiedlichen Positionen in der MUM. Dies ist z. B. notwendig, wenn das zu messende Aktivelement (siehe **Abschnitt 4.2**) größer ist als das Bildfeld des eingesetzten Objektivs (0,88 mm x 0,66 mm, siehe **Abschnitt 4.5.1**). Das trifft z. B. auf den Tiefziehring des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs zu, er hat einen Außendurchmesser von 1,6 mm bis 1,7 mm. Durch die x,y-Verschiebeeinheit können mehrere Aufnahmen vom Objekt gemacht werden, die einen definierten festen Versatz zueinander haben. Das im Rahmen dieser Arbeit geschriebene Auswerteprogramm nutzt diesen festgelegten Versatz, um in der Auswertung die Einzelaufnahmen zu einem Gesamtbild zusammenzusetzen.

## 5.2 Programm zur Auswertung der Messdaten

### 5.2.1 Die Eingabemaske

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm zur Auswertung von Hologrammen, die mit dem im **Abschnitt 5.1** beschriebenen Messsystem unter der Verwendung des *Fringe Processors* aufgenommen werden, auf der Basis von Matlab geschrieben. Für das Auswertungsprogramm wurde eine Bedieneroberfläche mittels der Matlab GUI erstellt. Über diese Oberfläche sind die für die Auswertung relevanten Parameter einzugeben. **Abbildung 5.4** zeigt eine Bildschirmabbildung der Bedieneroberfläche. Die grünen Zahlen in der **Abbildung 5.4** markieren einzelne oder zu Gruppen



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152855

Abbildung 5.4: Dargestellt ist eine Bildschirmabbildung der Benutzeroberfläche des Auswertungsprogramms. Die grünen Zahlen markieren Aktionsfelder.

zusammengefasste Aktionsfelder.

Im Folgenden werden die einzelnen Aktionsfelder in der Reihenfolge der grünen Zahlen in **Abbildung 5.4** beschrieben. **Abbildung 5.5** zeigt zur Veranschaulichung der Eingabe und der Nutzung der Benutzeroberfläche ein Flussdiagramm.

1. Im Bereich *Measurement type* ist über die Operationsfelder auszuwählen, ob die Auswertung mit oder ohne Soll-Ist-Vergleich durchgeführt werden soll.
  - Mit dem Operationsfeld *Initial state* wird der Auswertalgorithmus für die Soll-Messung bzw. für Messungen, die keinen Soll-Ist-Vergleich nach sich ziehen, ausgewählt. Die Auswertung der Daten erfolgt mittels der Zwei-Wellenlängen-Methode ohne weitere Verarbeitung.
  - Mit dem Operationsfeld *Current state* wird der Auswertalgorithmus für die Ist-Messung ausgewählt. Es wird neben der Auswertung, die der vom Operationsfeld *Initial state* entspricht, zusätzlich ein Soll-Ist-Vergleich durchgeführt.
2. In der Schaltfläche *Directory name* wird der Pfad angegeben, in dem sich die auszuwertenden Rohdaten auf dem Auswertecomputer befinden. Wie in **Abschnitt 4.7** erwähnt, werden bei der Aufnahme u. a. Werte wie die verwendete Wellenlänge (*Wavelength*) und die Laufnummer (*Counter*) in den Dateinamen geschrieben. Sind diese ausgelesenen Parameter eindeutig zuordenbar, werden diese unter den Punkten 4 bis 6 automatisch eingetragen. Ansonsten müssen die Parameter eingegeben werden.

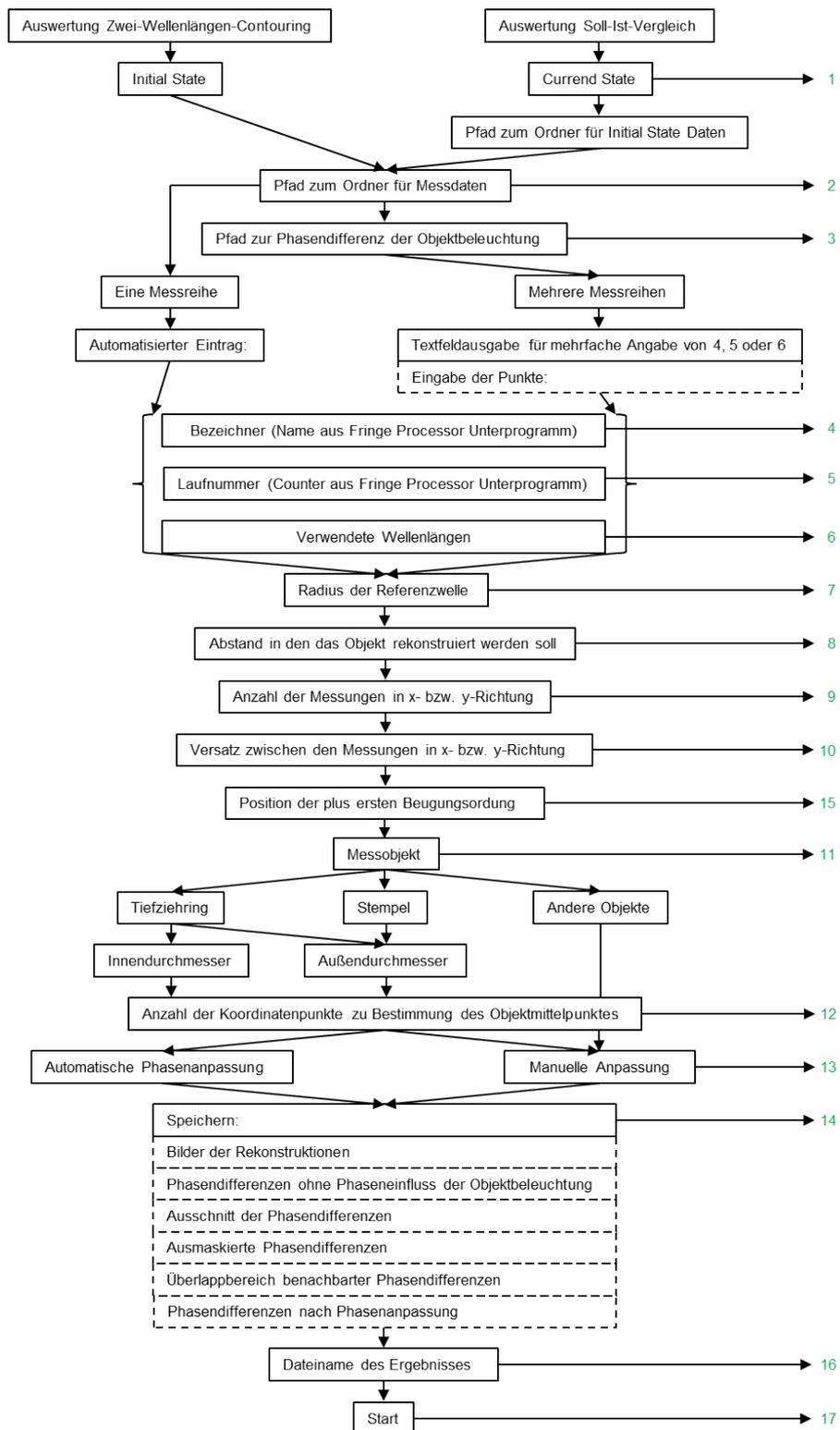


Abbildung 5.5: Dargestellt ist ein Flussdiagramm des Auswertungsprogramms. Die grünen Zahlen markieren die Aktionen der Aktionsfelder.

3. In der Schaltfläche *Ramp* wird die Datei, die für die Korrektur des Phasenoffsets benötigt wird (siehe **Abschnitt 5.2.2.3**), angegeben.
4. Unter *Name* wird der Bezeichner eingetragen, der im Aufnahmeprogramm unter *Name* gewählt wurde.
5. In *Counter* wird die Laufnummer aus dem Aufnahmeprogramm angegeben.
6. Bei *Wavelength of Laser 1* bzw. *Wavelength of Laser 2* wird die Wellenlänge, die Laser 1 bzw. Laser 2 bei der Messung hatte, angegeben.
7. Im Eingabefeld *Radius of the reference wave* ist der Abstand zwischen Referenzwellenquellpunkt und Kamerasensor anzugeben. Der *Default*-Wert für das Messsystem beträgt 129,55 mm.
8. Bei *Propagation distance* ist die Entfernung anzugeben, bei der das Objekt scharf abgebildet wird bzw. in der das Hologramm rekonstruiert werden soll. Der *Default*-Wert für das Messsystem beträgt 130,05 mm.
9. Unter *Number of capturing positions in x direction* bzw. *in y direction* ist die Anzahl der Aufnahmepositionen in x- und y-Richtung anzugeben.
10. In den Eingabefeldern zu *Stage step size* sind die Schrittweiten der x,y-Verschiebeeinheit in x- und y-Richtung, die im Aufnahmeprogramm verwendet wurden, in Millimeter anzugeben.
11. Im Fenster *Object type / Mask* ist die Art des aufgenommenen Objektes zu wählen. Dies ist für die Generierung der Maske, die für die Auswertung relevant ist (siehe **Abschnitt 5.2.2.4** und **Anhang A.9.7**), notwendig.
  - Das Operationsfeld *Female die part* ist standardmäßig gewählt und steht für den Tiefziehring des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs oder jedes andere Objekt mit einem Außen- und Innendurchmesser. Diese beiden Durchmesser sind für die Erzeugung der Maske anzugeben.
  - Das Operationsfeld *Male die part* steht für den Tiefziehstempel des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs oder jedes andere Objekt mit einem äußeren Durchmesser. Für die Erzeugung der Maske ist dieser Durchmesser anzugeben.
  - Das Operationsfeld *others* steht für alle Objekte. Bei der Wahl dieses Punktes wird keine Maske erzeugt. Aus diesem Grund erfolgt die Phasen Anpassung der Einzelaufnahmen für diese Objekte manuell (Punkt 12).
  - Bei *Outer diameter* ist der äußere Durchmesser des Objektes aus *Female die part* oder *Male die part* anzugeben.
  - Bei *Inner diameter* ist der innere Durchmesser des Objektes aus *Female die part* anzugeben.
12. Unter *Coordinates for calculation of object centre* ist die Anzahl der Koordinatenpunkte anzugeben, mittels derer der Mittelpunkt des Objektes bestimmt werden soll. Der Wert ist standardmäßig auf 5 gesetzt.

13. Bei *Phase matching* ist zu wählen, ob die Korrektur der Phase automatisch oder manuell erfolgen soll.
  - Das Operationsfeld *Automatically* ist standardmäßig gewählt. Die Ermittlung der Abweichung von den Mittelwerten der Phasenwerte der Einzelaufnahmen zueinander erfolgt automatisch.
  - Das Operationsfeld *Manually* ermöglicht die Bereiche, die zur Ermittlung der Mittelwerte der Phasenwerte verwendet werden, per Hand zu wählen. Anhand dieser Bereiche wird die Abweichung der Mittelwerte der Phasenwerte der Einzelaufnahmen zueinander ermittelt.
14. Unter *Save* kann gewählt werden, die Zwischenergebnisse gespeichert werden.
  - Ist *Reconstruction* ausgewählt, so werden alle Phasendifferenzen, die sich aus dem rekonstruierten komplexen Wellenfeld der Hologramme der beiden Wellenlängen ergeben, gespeichert.
  - Wird *Reconstruction with ramp* gewählt, werden alle Phasendifferenzen ohne den Phasenoffset, der durch das Messsystem bedingt ist, gespeichert.
  - Bei *Image section* wird zu den Phasendifferenzen der jeweilige Quadrant, in dem sich die plus erste Beugungsordnung befindet, gespeichert.
  - Wird *Reconstruction with mask* gewählt, erfolgt die Speicherung des *Image section*-Bild nach Anwendung der Maske.
  - Ist *Overlap areas* ausgewählt, werden die Überlappbereiche der ausmaskeierten Phasendifferenzen gespeichert.
  - Bei *After phase matching* werden die aneinander angepassten Phasendifferenzen gespeichert.
15. Unter *Image section* ist die Position der plus ersten Beugungsordnung in der Rekonstruktion anzugeben. Diese Position ist durch das Messsystem vorgegeben, weswegen bei der Auswertesoftware der Wert standardmäßig auf 3 gesetzt ist.
16. Unter *Name of the saved final image* ist die Bezeichnung des Endproduktes anzugeben.
17. Die Schaltfläche *Start* startet das Auswerteprogramm.

## 5.2.2 Programmschritte

### 5.2.2.1 Rekonstruktion der Hologramme

Nach dem Starten des Auswerteprogramms werden alle Hologramme rekonstruiert, die sich in dem Ordner, der unter Punkt 2 in der Eingabemaske angegebenen wurde, befinden und der Bezeichnungskonvention (siehe **Anhang A.9.1**) entsprechen. Der verwendete Algorithmus zur Rekonstruktion basiert auf der Fresnel-Näherung (siehe **Abschnitt 2.3.2.2**).

### 5.2.2.2 Erzeugung der Phasendifferenz

Um auswertbare Höheninformationen aus den Aufnahmen zu erhalten, muss die Phasendifferenz zweier Hologramme gebildet werden (siehe **Abschnitt 2.2.3**). Für die Erzeugung der Phasendifferenz müssen beide komplexen Wellenfelder der Rekonstruktionen die gleiche Pixelgröße aufweisen. Dies ist bei der Verwendung des Algorithmus zur Rekonstruktion nach Fresnel nicht der Fall (siehe **Anhang A.7.2**). Im Auswertprogramm wird der Unterschied in der Pixelgröße durch Anpassung der Pixelgröße des Hologramms mit der kleineren Pixelgröße in der Rekonstruktionsebene an die größere kompensiert (siehe **Anhang A.9.2**). Dieser Schritt erfolgt im Zuge der Rekonstruktion der Hologramme. Für die Erzeugung der Phasendifferenz wird das rekonstruierte komplexe Wellenfeld des ersten Hologramms elementweise mit dem komplex konjugierten Wellenfeld des zweiten Hologramms multipliziert (siehe **Anhang A.9.3**).

### 5.2.2.3 Berücksichtigung des Einflusses der Objektbeleuchtung

Die erzeugte Phasendifferenz  $\Delta\phi(\vec{x})$  setzt sich aus der Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{O}}(\vec{x})$ , die das Objekt repräsentiert, und einer Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}(\vec{x})$ , die von der Objektbeleuchtung verursacht wird, zusammen. Der Einfluss der Objektbeleuchtung kann eliminiert werden, indem die Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}(\vec{x})$  von der Phasendifferenz  $\Delta\phi(\vec{x})$  abgezogen wird.

Um die Objektbeleuchtung aus der Phasendifferenz herausrechnen zu können, muss ein ebenes Objekt bei den gleichen Wellenlängen aufgenommen werden, wie sie bei der eigentlichen Messung verwendet werden. Für das ebene Objekt wird aus diesen beiden Aufnahmen die Phasendifferenz  $\Delta\phi(\vec{x})$  gebildet (siehe **Anhang A.9.3**). Um eventuell vorhandene minimale Unebenheiten des Objektes herauszurechnen, muss diese Phasendifferenz entfaltet und geglättet werden (siehe **Anhang A.9.4**). Auf diese Weise wird die Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}(\vec{x})$  der Objektbeleuchtung erhalten. Um die Objektphasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{O}}(\vec{x})$  zu erhalten, wird die Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}(\vec{x})$  von der Phasendifferenz  $\Delta\phi(\vec{x})$  der eigentlichen Messung subtrahiert [34].

### 5.2.2.4 Zusammensetzen der Einzelaufnahmen

#### Selektion der plus ersten Beugungsordnung

Nach dem die jeweilige Phasendifferenz aus den einzelnen Aufnahmen für alle Teilbereiche des Objektes erzeugt worden ist, folgt als nächster Schritt das Zusammenfügen der Teilbereiche zu einem Gesamtobjekt. Dazu werden zunächst die Daten reduziert, da für die weitere Verarbeitung nur die plus erste Beugungsordnung der Rekonstruktion von Interesse ist. Die Reduktion erfolgt durch das Ausschneiden des Quadranten, der die plus erste Beugungsordnung enthält. Dieser wird unter Punkt 15 in der Eingabemaske angegeben. Durch die Reduzierung entsteht eine Matrix der Größe  $\Delta x/2 \times \Delta y/2$ .

#### Skalierung-Kompensation

Wie in den **Abschnitten 4.5.1** erwähnt wurde, ist der Vergrößerungsfaktor  $V$  des Messsystems abhängig von dem Abstand  $z$  vom Objekt zum Objektiv. Soll ein Soll-Ist-Vergleich durchgeführt werden, muss sichergestellt sein, dass sich der Abstand  $z$

zwischen der Soll- und der Ist-Messung nicht unterscheidet. Aufgrund von äußerer Umstände, wie beispielsweise Repositionierungsfehler bei der Verschiebeeinheit des Messsystem, kann jedoch nicht garantiert werden, dass der Abstand  $z$  bei beiden Messungen gleich ist. Das bedeutet, dass der Rekonstruktionsabstand bei der Soll-Messung ein anderer sein kann als der bei der Ist-Messung. Ist das der Fall, sind die Rekonstruktionen der beiden Messungen nicht gleich groß. Um dies zu kompensieren, muss der Vergrößerungsfaktor  $V$  in die Auswertung einfließen. Außerdem ist der Vergrößerungsfaktor  $V$  für die Umrechnung von Pixel in Meter erforderlich. Im Auswertungsprogramm wird für die Bestimmung des Vergrößerungsfaktors  $V$  die in **Abschnitt 6.2.1** empirisch ermittelte **Gleichung (6.2)** verwendet. Die Berechnung erfolgt auf der Basis des unter Punkt 8 in die Eingabemaske eingegebenen Wertes für die Rekonstruktionsentfernung.

### Phasenversatz-Kompensation

Bedingt durch die Messung können die Einzelaufnahmen einen Phasenoffset zueinander haben. Dieser muss vor dem Zusammensetzen kompensiert werden. Hierfür werden die Bereiche der Einzelmessungen betrachtet, die sich mit den benachbarten Messungen überschneiden. In diesen Bereichen wird der Mittelwert der Phase bestimmt. Dazu werden zunächst die Pixel, die nicht zur ersten Beugungsordnung gehören, gleich null gesetzt<sup>2</sup>.

Bei der automatischen Auswertung wird auf der Basis der gewählten Objektart (Punkt 11) und der angegebenen Durchmesser eine weitere Maske erzeugt. Mittels dieser Maske werden alle Pixelwerte, die im auszumaskierenden Bereich liegen, auf null gesetzt. Entspricht der angegebene Durchmesser dem des Objektes, dann sind alle Pixel, die keine Objektinformationen enthalten, gleich null. Für die Bestimmung des Phasenoffsets wird aus den Phasenwerten, die in den Überlappbereichen ungleich null sind, der Mittelwert gebildet. Die Phasen Anpassung erfolgt jeweils für zwei benachbarte Phasendifferenzen, wobei die zweite Phasendifferenz an die erste Phasendifferenz angepasst wird (siehe **Anhang A.9.8**).

Bei der manuellen Auswertung werden Bilder von den Überlappbereichen jeweils paarweise ausgegeben. Zunächst muss im Überlappbereich der ersten der beiden Phasendifferenzen der Bereich ausgewählt werden, in dem der Mittelwert bestimmt werden soll. Ist dieser ermittelt, wird der Überlappbereich der zweiten Phasendifferenz zur Bestimmung des Mittelwertes ausgegeben. Auf der Basis dieser Mittelwerte wird die zweite Phasendifferenz an die erste angepasst (siehe **Angang A.9.8**). Dies wird schrittweise für alle Phasendifferenzen durchgeführt, wobei beim nachfolgenden Schritt die angepasste Phasendifferenz als erstes erscheint.

### Einzelphasendifferenzen zusammenfügen

Nachdem der Einfluss der Skalierung und der Phasenoffset kompensiert wurden, können die Einzelaufnahmen zusammengefügt werden. Dies erfolgt durch die Addition der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene. Da die Einzelaufnahmen versetzt zueinander aufgenommen werden, sich aber bei der Rekonstruktion die Position der Beugungsordnungen nicht ändert, müssen die einzelnen Ausschnitte in x- und y-Richtung von dem Auswertprogramm intern verschoben werden. Die Anzahl

---

<sup>2</sup>Diese Maske ist im Programm hinterlegt und muss nur dann angepasst werden, wenn sich die Parameter des Messsystems ändern, z. B. durch Veränderung des Blendendurchmessers.

der Pixel  $N_{\text{shift}}$ , um die diese Teilausschnitte verschoben werden, wird aus der *Stage step size*  $sx$  bzw.  $sy$  (siehe **Abschnitt 5.2.1**, Punkt 10), der Pixelgröße  $\Delta x$  bzw.  $\Delta y$  in der Rekonstruktionsebene, dem Vergrößerungsfaktor  $V$  und der Position der Einzelaufnahme  $capt$ , die sich aus der *Number of capturing positions in x direction* und *in y direction* (siehe **Abschnitt 5.2.1**, Punkt 9) ergibt, mittels

$$N_{\text{shift},x} = capt \times ((sx/\Delta x) \times V) \quad \text{bzw.} \quad N_{\text{shift},y} = capt \times ((sy/\Delta y) \times V) \quad (5.2)$$

berechnet. Die Umsetzung ist im **Anhang A.9.5** beschrieben. Das Ergebnis ist ein Bild, das die Amplitude sowie die Phasendifferenz über den gesamten Messbereich wiedergibt.

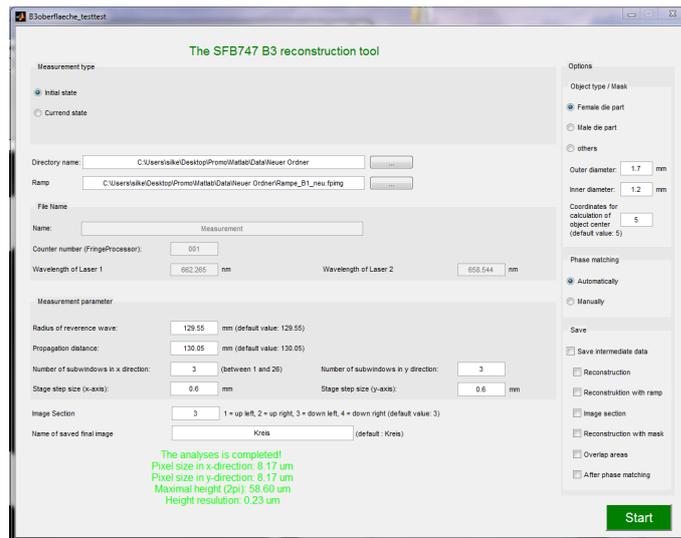
## 5.2.3 Soll-Ist-Vergleich

### 5.2.3.1 Kompensation eines Versatzes

Für die Erzeugung eines Soll-Ist-Vergleiches müssen zwei Phasendifferenzen miteinander verrechnet werden. Um die Veränderungen am Objekt zu erhalten, muss sichergestellt sein, dass die beiden Phasendifferenzen deckungsgleich sind. Ist das nicht der Fall, enthält der Vergleich Artefakte, die zu Fehlinterpretationen führen können (siehe **Abschnitt 2.4**). Für die Kompensation eines Versatzes wird zunächst das Amplitudenbild eines vorläufig zusammengesetzten Gesamtbildes wiedergegeben. In diesem Bild müssen Koordinatenpunkte entlang des Außendurchmessers des Objektes vom Nutzer gewählt werden. Auf der Basis dieser Koordinatenpunkte und dem angegebenen Außendurchmesser (siehe **Abschnitt 5.2.1**, Punkt 11) wird der ungefähre Mittelpunkt des Objektes ermittelt (siehe **Anhang A.9.6**). Ferner wird eine Maske erzeugt, die der Größe des Objektes entspricht. Für die Erzeugung der Maske werden die unter Punkt 11 in der Eingabemaske angegebenen Durchmesser verwendet. Nach der Erzeugung der Maske wird diese bezogen auf den Mittelpunkt des Objektes auf der x-Achse um 50 Pixel nach links und auf der y-Achse nach oben verschoben. Anschließend wird ausgehend von dieser Position das Amplitudenbild mit der Maske abgescannt und für jedes maskierte Bild wird der Mittelwert bestimmt. Liegt die Maske exakt über dem in dem Amplitudenbild dargestellten Objekt, ist der Mittelwert maximal. Die Lage des Mittelpunktes, bei dem der Mittelwert maximal ist, wird als Objektmittelpunkt gespeichert. Bevor ein Soll-Ist-Vergleich durchgeführt wird, werden die Mittelpunkte, die sich für Soll- und Ist-Messungen ergeben, verglichen. Liegt eine Abweichung vor, wird das Ergebnis der Ist-Messungen um die Differenz, die zwischen den Mittelpunkten der Soll- und Ist-Messung vorliegt, verschoben, sodass die Mittelpunkte der Soll- und der Ist-Messung deckungsgleich sind. Anschließend wird der Soll-Ist-Vergleich durchgeführt.

### 5.2.3.2 Zusammenfügen von Soll- und Ist-Zustand

Für die Erzeugung eines Soll-Ist-Vergleiches muss die Soll- sowie die Ist-Messung die oben beschriebene Verarbeitung durchlaufen. Damit die Einzelergebnisse der Soll-Messung für den Soll-Ist-Vergleich verwendet werden können, werden diese nach der Kompensation des Phasenoffsets im Ergebnisordner unter *initial\_state\_x.fpimg*, wobei  $x = 1..n$  und  $n$  der maximalen Anzahl der ausgewerteten Aufnahmen entspricht, gespeichert. Nachdem die Ist-Messung durchgeführt wurde, werden die Pha-



Huferath-von Lüpke 2017

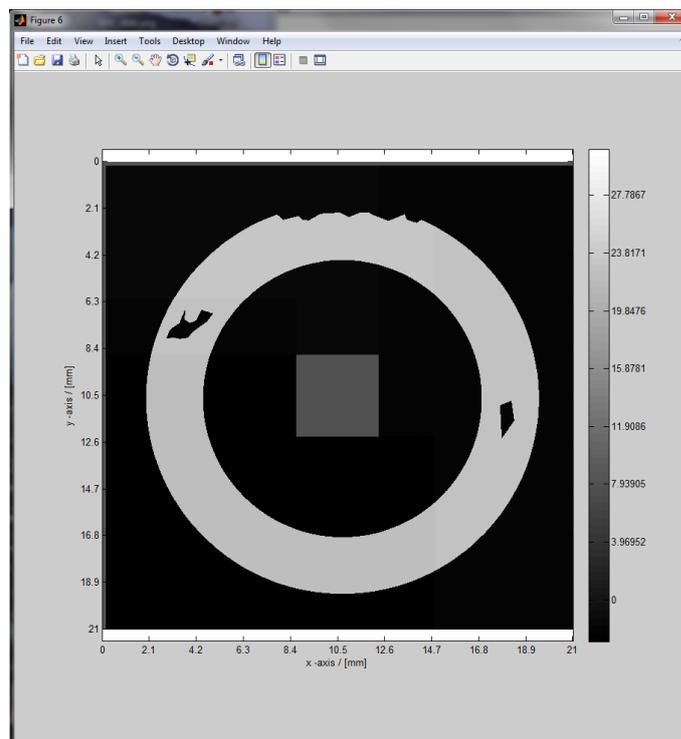
BIAS ID 180224

Abbildung 5.6: Dargestellt ist eine Bildschirmabbildung der Bedieneroberfläche des Auswertungsprogramms, nach einem erfolgreichen Durchlauf. Der grüne Text enthält Informationen über die laterale und die vertikale Auflösung in metrischen Einheiten.

sendifferenzen der Gesamtbilder der Ist- und der Soll-Messungen komplex konjugiert multipliziert.

## 5.2.4 Ausgabe des Ergebnisses

Nach dem Durchlaufen der Auswertesoftware werden in der Eingabemaske ergebnisrelevante Daten ausgegeben. Hierzu gehört die Pixelgröße eines Pixels in x- und y-Richtung, die maximale Höhe, die sich aus der synthetischen Wellenlänge für diese Messung ergibt, sowie die Höhenauflösung bezogen auf einen Grauwert mit 256 Graustufen. **Abbildung 5.6** zeigt exemplarisch eine solche Ausgabe. Des Weiteren wird das generierte Phasenbild bzw. der generierte Soll-Ist-Vergleich (komplexe Darstellung) als Bild ausgegeben. Die in der Ausgabe dargestellten Achsen werden auf der Basis der Pixelgröße von Pixel in metrische Werte umgerechnet. Ferner werden die Phasenwerte (üblicherweise in rad dargestellt) auf der Basis der maximalen Höhe ebenfalls in metrische Werte umgerechnet und in Graustufen dargestellt. **Abbildung 5.7** zeigt beispielhaft ein solches Phasenbild, das aufgrund der metrischen Angaben als Höhenkarte bezeichnet werden kann.



Huferath-von Lüpke 2017

BIAS ID 180225

Abbildung 5.7: Gezeigt wird eine Bildschirmabbildung eines Phasenbildes, wie es nach dem Durchlaufen des Auswerteprogramms ausgegeben wird.

# Kapitel 6

## Experimentelle Charakterisierung

### 6.1 Laser

#### 6.1.1 Langzeitstabilität der Laser in Wellenlänge und Kohärenz

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Lasertypen verwendet. Bei dem einen Lasertyp handelt es sich um einen durchstimmbaren Farbstofflaser (siehe **Abschnitt 4.3.2**) und bei dem anderen um einen Diodenlaser, wobei in der vorliegenden Arbeit zwei Diodenlaser verwendet werden (siehe **Abschnitt 4.3.1**). Da das entwickelte Messsystem u. a. zur Messung von Objekten verwendet werden soll, die größer als das Bildfeld des Objektivs sind, müssen mehrere Messungen gemacht werden, um das Objekt vollständig zu erfassen. Diese Messungen müssen alle unter den gleichen Bedingungen durchgeführt werden, um deren Rekonstruktionen vergleichen und zusammenfügen zu können. Liegen z. B. Schwankungen in der Wellenlänge während der Messungen vor, basieren die Phasendifferenzen der Einzelmessungen auf unterschiedlichen synthetischen Wellenlängen (siehe **Gleichung (2.15) Abschnitt 2.2.3**). Dies führt dazu, dass die einzelnen Phasendifferenzen unterschiedliche Höhenwerte aufweisen. Schwanken die Laser in der Kohärenz, kann es vorkommen, dass einzelne Messungen nicht kohärent sind. In diesem Fall können die Wellenfelder der Objekt- und der Referenzwelle nicht interferieren (siehe **Anhang A.4**). Diese Messungen enthalten keine Höheninformationen über das Objekt. Um eine Aussage über die Eignung der Laser bezogen auf genannten Messanforderungen machen zu können, muss ihr Langzeitverhalten untersucht werden.

#### Farbstofflaser

Um den Einfluss der Wellenlänge zu ermitteln, wird der in **Abschnitt 4.3.2** beschriebene Laser verwendet. Bei diesem wird die Wellenlänge simultan erfasst. Für die Betrachtung der Langzeitstabilität des Lasers wurden zwölf Hologramme von einer ebenen Platte als Objekt bei der Wellenlänge  $\lambda_1 = 580,020$  nm aufgenommen. Die Aufnahme der Hologramme erfolgt in einem Abstand von ca. einer Minute. Exemplarisch für die Messungen sind in **Abbildung 6.1 a)** und **c)** die Intensitätsverteilungen der Hologramme der ersten und letzten Aufnahme aus dieser Messreihe dargestellt. Im **Anhang E.1.1** in **Abbildung E.1** sind alle Intensitätsverteilungen

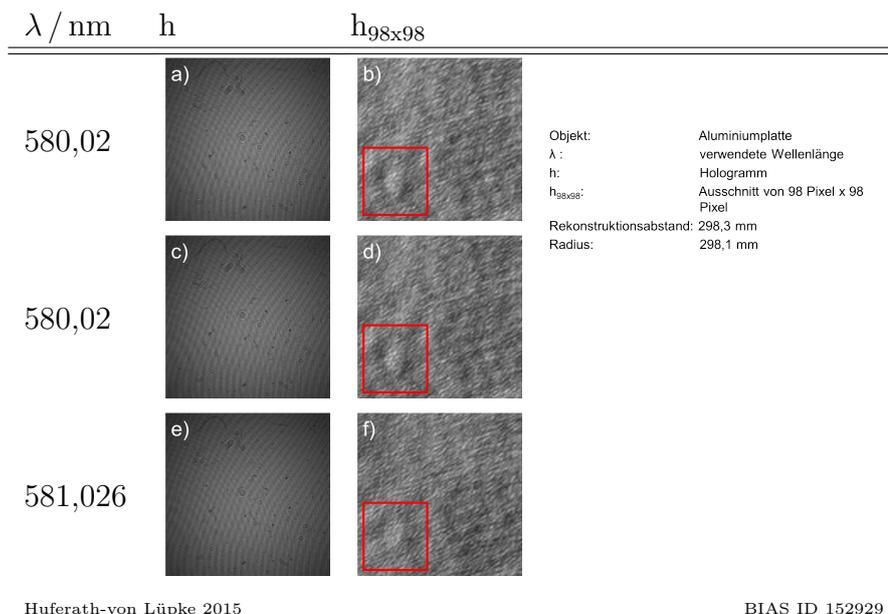


Abbildung 6.1: a), c) und e) zeigen unterschiedliche Intensitätsverteilungen von Hologrammen einer Aluminiumplatte und b), d) und f) Ausschnitte aus diesen Intensitätsverteilungen.

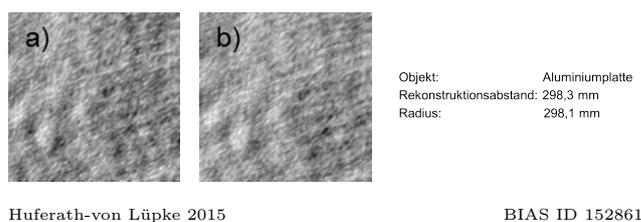


Abbildung 6.2: a) und d) zeigen die Differenzen der unterschiedlichen Intensitätsverteilungen von Hologrammen einer Aluminiumplatte aus **Abbildung 6.1**. a) entspricht hierbei der Differenz von **Abbildung 6.1 b)** und **d)** sowie b) der Differenz von **Abbildung 6.1 b)** und **f)**.

der Hologramme dargestellt. Werden diese Intensitätsverteilungen betrachtet, sind keine Änderungen erkennbar. Bei der Betrachtung der 98 Pixel x 98 Pixel großen Ausschnitte in **Abbildung 6.1 b)** und **d)**, ist zu erkennen, dass es in der Intensitätsverteilung zu Schwankungen in der Intensität kommt. Dies bedeutet, dass die Helligkeit der einzelnen Aufnahmen variiert. Werden die Speckle (siehe **Anhang A.5**) in diesen beiden Ausschnitten betrachtet, ist keine Veränderung zu erkennen. **Abbildung 6.2 a)** zeigt die Differenz der beiden Ausschnitte (**Abbildung 6.1 b)** und **d)**). Anhand dieser ist die Schwankung in der Intensität ebenfalls zu erkennen. Bei unverändertem Objekt und gleicher Intensität wäre die Differenz der beiden Aufnahmen gleich null. Ferner ist zu sehen, dass die Speckle unverändert sind. Im Fall eines veränderten Specklemusters ist die Struktur der einzelnen Speckle bei der Differenz verwaschen (siehe **Abbildung 6.2 b)**). Im Gegensatz zu Veränderungen der Speckle haben Schwankungen in der Intensitätsverteilung im Allgemeinen keinen Einfluss. Wird die Helligkeit so weit reduziert, dass die Aufnahme unterbelichtet ist, hat dies einen Einfluss auf den Kontrast der Auswertung.

Zur Illustration des Effektes einer Veränderung in der Wellenlänge auf die Intensitätsverteilung des Hologramms zeigt **Abbildung 6.1** zusätzlich eine Aufnahme bei einer Wellenlänge  $\lambda_2 = 581,026$  nm. **Abbildung 6.1 f)** zeigt die Intensitätsverteilung eines entsprechenden Hologramms. Bei dieser ist, bezogen auf die **Abbildung 6.1 a)** und **c)**, eine leichte Veränderung zu erkennen. Deutlicher wird diese in dem 98 Pixel x 98 Pixel großen Ausschnitt in **Abbildung 6.1 g)**, es sind Schwankungen in der Intensität bezogen auf die anderen zu erkennen sowie Veränderungen im Specklemuster. Letzteres zeigt sich deutlich in der Differenz aus **Abbildung 6.1 b)** und **g)**, die in **Abbildung 6.2 b)** dargestellt ist. Hier ist die Struktur der Speckle verwaschener als bei der Differenz aus den beiden Aufnahmen mit der gleichen Wellenlänge (**Abbildung 6.2 a)**). Anhand dieser Aufnahmen wird deutlich, dass, wenn sich die Wellenlänge ändert, auch die Form der Speckle ändert. Folglich gilt: ändert sich während einer Langzeitbetrachtung eines Objektes, das sich in dieser Zeitspanne nicht verändert, das Specklemuster, so gab es eine Wellenlängenänderung des Lasers während der Messreihe.

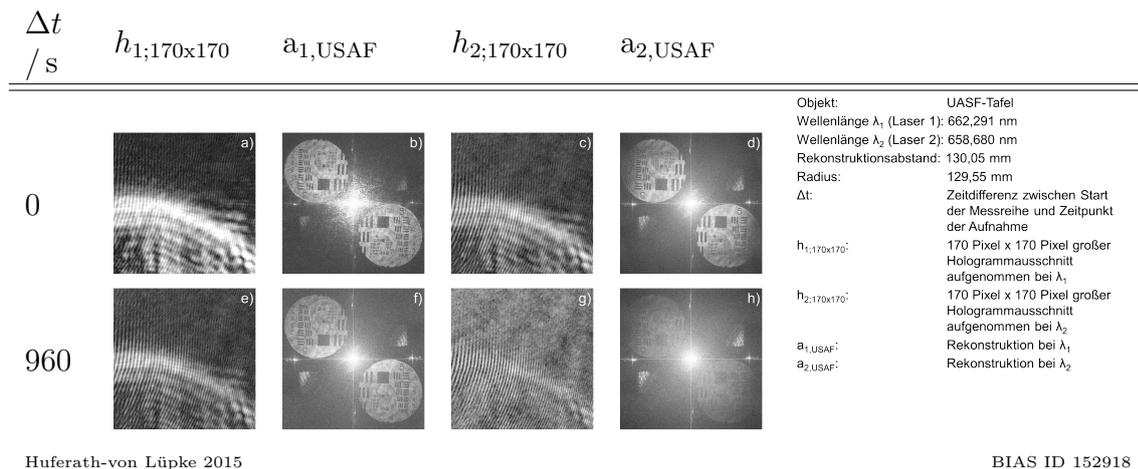
Unter der Annahme, dass die Wellenlänge innerhalb der gewählten Messperiode stabil ist und keinen Fluktuationen unterliegt, gilt der Farbstofflaser für den hier angestrebten Zweck als zeitlich stabil in seiner Wellenlänge. Diese Annahme wird auf Basis der in **Abbildung 6.1** Aufnahmen und der Intensitätsverteilung in **Abbildung E.1** im **Anhang E.1.1** getroffen. Ferner gilt der Farbstofflaser für die angestrebten Messungen als hinreichend kohärent, da er eine Kohärenzlänge von mehr als einem halben Meter<sup>1</sup> hat und während der gesamten Messreihe keine Schwankungen im Kontrast auftraten.

### LYNX<sup>TM</sup> Diodenlaser

Mit den beiden Diodenlasern wurden zwei Messreihen unter unterschiedlichen Rahmenbedingungen aufgenommen. Beide Messreihen bestehen aus jeweils neun Messungen. Die Aufnahmen der Hologramme erfolgten im Abstand von zwei Minuten zueinander. Die erste Messreihe wurde in einem nicht-klimatisierten Raum kurz nach dem Einschalten der Laser aufgenommen. Für die Messungen wurden der Diodenlaser 1 mit einer Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,291$  nm bei einem Soll-Strom von 95,5 mA und der Diodenlaser 2 mit einer Wellenlänge von  $\lambda_2 = 658,680$  nm bei einem Soll-Strom von 99,6 mA betrieben. Als Objekt wurde eine USAF1951-Auflösungstesttafel, im Weiteren als USAF-Tafel bezeichnet (siehe **Anhang C.2**), verwendet. Die Objektbeleuchtung wurde bei dieser Messreihe so gewählt, dass das Objekt in Transmission aufgenommen wurde. Die zweite Messreihe wurde in einem temperaturstabilisierten Raum durchgeführt. In diesem Raum steht die Mikroumformmaschine (MUM), an der Messungen zum Soll-Ist-Vergleich durchgeführt werden sollen. Für die Messungen dieser Messreihe wurden der Diodenlaser 1 mit einer Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,182$  nm bei einem Soll-Strom von 100,2 mA und der Diodenlaser 2 mit einer Wellenlänge von  $\lambda_2 = 658,810$  nm bei einem Soll-Strom von 96,6 mA betrieben. Außerdem waren die Laser zum Zeitpunkt der Messungen schon mehrere Stunden in Betrieb. Exemplarisch für die beiden Messreihen sind in den **Abbildungen 6.3** und **6.4** zu jedem Diodenlaser zwei Ausschnitte aus den Intensitätsverteilungen der Hologramme gezeigt. Weitere Ausschnitte von Intensitätsverteilungen der Hologramme beider Messreihen sind im **Anhang E.1.1** in **Abbildung E.3**

---

<sup>1</sup>Die wurde mittels eines Michelson-Interferometers untersucht.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152918

Abbildung 6.3: a) und e) bzw. c) und g) zeigen jeweils einen 170 Pixel x 170 Pixel großen Ausschnitt unterschiedlicher Hologramme. In b) und f) bzw. d) und h) sind die zugehörigen Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktion zu sehen.

dargestellt. Bei der Betrachtung von **Abbildung 6.3** fällt auf, dass das Interferenzmuster von **Abbildung 6.3 g)** verwaschen und nicht deutlich zu erkennen ist, im Gegensatz zu den Interferenzmustern in den anderen Aufnahmen. Ein schlecht bis gar nicht zu erkennendes Interferenzmuster ist ein Zeichen dafür, dass die Phase der Objekt- und die Phase der Referenzwelle nicht mehr in Beziehung zueinander stehen. Das heißt, dass diese nicht kohärent zueinander sind (siehe **Abschnitt A.4**), da sich ein Interferenzmuster nur ausbilden kann, wenn die beiden Wellenfelder kohärent zueinander sind (siehe **Anhang A.3**). Das bedeutet, dass die Diodenlaser nicht über die gesamte Messzeit stabil genug waren, um die Kohärenz zwischen der Objekt- und der Referenzwelle aufrecht zu halten. Dies macht sich auch in dem komplexen Wellenfeld in der Rekonstruktionsebene bemerkbar. Werden die Amplitudenbilder betrachtet, fällt auf, dass sich die Intensitätsverhältnisse zwischen der nullten Beugungsordnung und den ersten Beugungsordnungen ändern. Besonders eindeutig wird dies, wenn die Amplitudenbilder aus den **Abbildungen 6.3 d)** und **h)** verglichen werden. In dem Amplitudenbild in **Abbildung 6.3 d)** ist die USAF-Tafel klar zu erkennen, während diese in dem Amplitudenbild in **Abbildung 6.3 h)** kaum zu erkennen ist. Im Gegensatz zu den ersten Beugungsordnungen bleibt die nullte Beugungsordnung in beiden Amplitudenbildern nahezu unverändert. Bei der Bestimmung der Intensitätsverhältnisse aller Amplitudenbilder der Messreihe zeigt sich, dass das Intensitätsverhältnis bei einzelnen Messungen, die mit dem Diodenlaser 1 aufgenommen wurden, zwischen 1 : 0,03665 und 1 : 0,06331 (siehe **Tabelle E.1** in **Anhang E.1.1**) schwankt. Bei den Intensitätsverhältnissen, die sich für die Messungen mit dem Diodenlaser 2 ergaben, liegen die Schwankungen zwischen 1 : 0,04125 und 1 : 0,05782 (siehe **Tabelle E.1** in **Anhang E.1.1**). Diese Schwankungen sind ebenfalls ein Beleg dafür, dass die Diodenlaser zum Zeitpunkt dieser Messreihe nicht stabil in ihrer Kohärenz waren. Ferner gilt: Ein schlechtes Intensitätsverhältnis, also ein geringerer Kontrast, führt zu einem geringeren Signal-zu-Rausch-Verhältnis als ein hoher Kontrast. Hat ein Messergebnis ein geringes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, dann wirkt sich dies auf die Messgenauigkeit aus, da auf dem Messergebnis ein höheres Rauschen liegt.

Werden die Ausschnitte von den Intensitätsverteilungen der Hologramme in **Ab-**

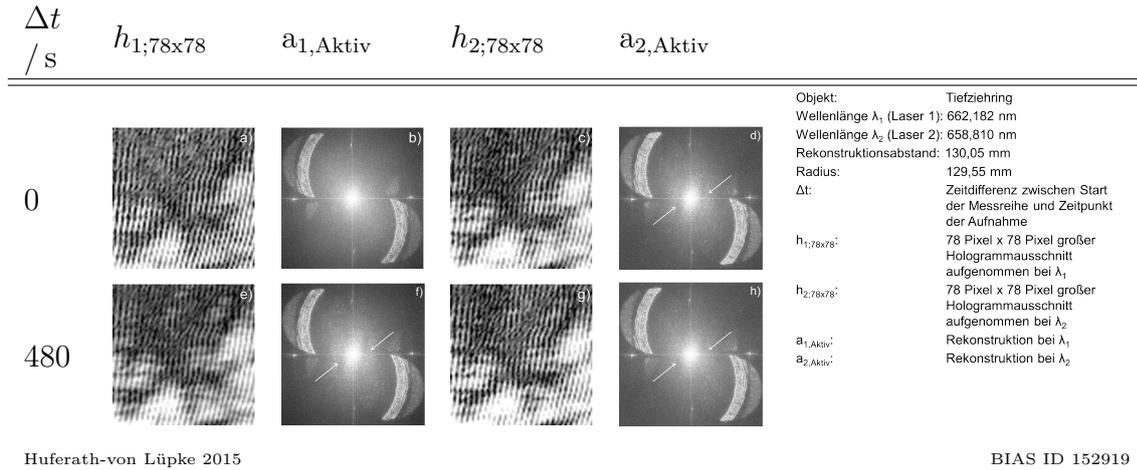


Abbildung 6.4: a) und e) bzw. c) und g) zeigen jeweils einen 78 Pixel x 78 Pixel großen Ausschnitt unterschiedlicher Hologramme. In b) und f) bzw. d) und h) sind die zugehörigen Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktion zu sehen.

**Abbildung 6.4** verglichen, zeigt sich, dass sich das Specklemuster zwischen den **Abbildungen 6.4 a)** und **e)** minimal ändert. Aus dieser Änderung kann nach den Ergebnissen von der Untersuchung mit dem Farbstofflaser geschlossen werden, dass sich zwischen der Aufnahme von den **Abbildungen 6.4 a)** und **e)** die Wellenlänge des Diodenlasers 1 geändert hat. Der Kontrast der Interferenzmuster ändert sich bei den Intensitätsverteilungen nicht. Was bedeutet, dass die Objekt- und die Referenzwelle kohärent zueinander waren. In den Amplitudenbildern der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene fällt zusätzlich auf, dass sich die nullte Beugungsordnung bei den Amplitudenbildern ändert. Bei den Amplitudenbildern in den **Abbildungen 6.4 d), f)** und **h)** ist eine Sichel links und rechts neben der nullten Beugungsordnung (markiert durch Pfeile) zu erkennen. Dieses Artefakt ist bei Rekonstruktionen, bei denen die Aufnahme- und die Rekonstruktionswellenlänge identische sind, nicht vorhanden. Somit waren nur bei **Abbildung 6.4 b)** die Aufnahme- und die Rekonstruktionswellenlänge identisch. Bei den **Abbildungen 6.4 d)** und **f)** gab es zwar keine Änderung der Aufnahmewellenlänge (das Specklemuster weist keine Veränderung auf), aber die Aufnahme- und die Rekonstruktionswellenlänge waren nicht identisch. Das Intensitätsverhältnis zwischen nullter Beugungsordnung und der jeweiligen ersten Beugungsordnung in den Amplitudenbildern schwankt bei dieser Messreihe nur gering (zwischen 1 : 0,2738 und 1 : 0,2988 für Diodenlaser 1 und zwischen 1 : 0,2447 und 1 : 0,2500 für Diodenlaser 2; siehe **Tabelle E.1** in **Anhang E.1.1**). Dies ist ein Zeichen dafür, dass die Diodenlaser bei dieser Messreihe bezogen auf die Kohärenz stabil waren. Die Sprünge in der Wellenlänge bedeuten für die Auswertung von den Hologrammen, dass bei der Rekonstruktion des Objektes, die mit der falschen Wellenlänge erfolgt, die Größe und die Position falsch bestimmt werden, wie in **Anhang A.7.2** beschrieben. Die Auswirkungen einer falsch gewählten Wellenlänge sind in **Abschnitt 6.1.2** dargestellt.

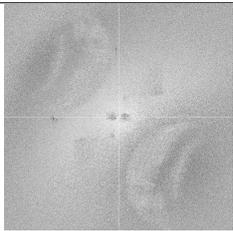
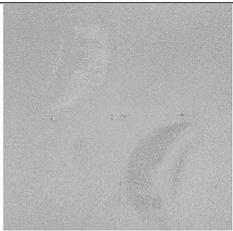
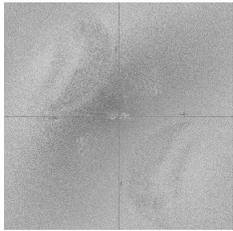
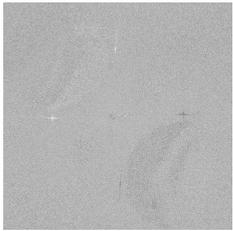
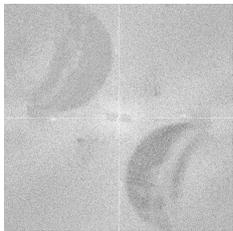
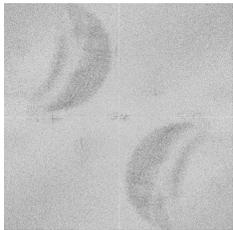
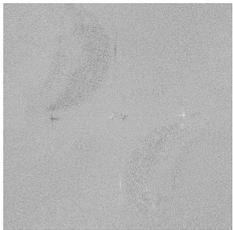
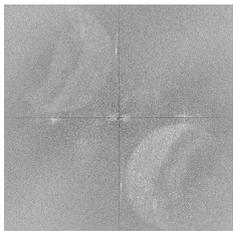
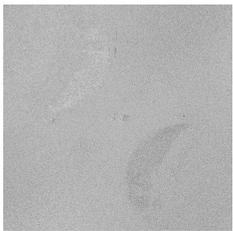
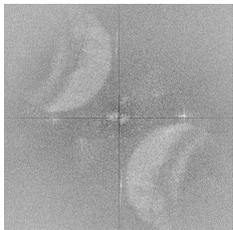
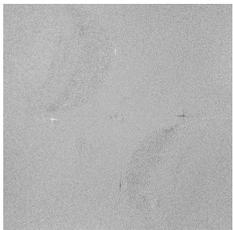
Anhand der Messreihen zeigt sich, dass Schwankungen in der Kohärenz vermieden werden können, wenn die Diodenlaser vor der Messung eine Einlaufphase erhalten, in der diese sich stabilisieren können. Die Ergebnisse der zweiten Messreihe spiegeln dies wider. Anhand der Ergebnisse der beiden Messreihen (siehe hierfür auch **Anhang E.1.1**) zeigt sich, dass die Diodenlaser hinreichend lange sowohl in der

Kohärenz als auch der Wellenlänge stabil sind, um ein Tiefziehring des Schneid-Tiefziehwerkzeugs mit einer 3 x 3-Messung<sup>2</sup> aufnehmen zu können.

### 6.1.2 Einfluss von Abweichungen von der realen Wellenlänge auf die Höhenwerte

Wie in dem **Abschnitt 6.1.1** gezeigt wurde, kann es bei Lasern zu Schwankungen in der Wellenlänge kommen. Hier soll gezeigt werden, wie sich die Aufnahme eines Hologramms mit einer abweichenden Wellenlänge auf das Ergebnis des Soll-Ist-Vergleiches auswirkt. Für diese Untersuchung wurde eine Messreihe aufgenommen, bei der die Wellenlängen für das zweite Hologramm der Ist-Messung variiert wurden. Die Messungen erfolgten mit dem durchstimmbaren Farbstofflaser. Als Objekt wurde ein Tiefziehring gewählt, von dem ein Teilausschnitt gemessen wird. Für die Soll-Messung wurden zwei Aufnahmen gemacht, eine bei der Wellenlänge  $\lambda_1 = 580,020$  nm und eine bei der Wellenlänge  $\lambda_2 = 583,020$  nm. Für die Ist-Messungen wurde der Zustand des Tiefziehringes verändert. Die Wellenlänge für die Aufnahme des ersten Hologramms hatte den gleichen Wert wie bei der Soll-Messung ( $\lambda_1 = 580,020$  nm). Für die Aufnahmen der weiteren Hologramme wurden die Wellenlängen für  $\lambda_2$  wie folgt gewählt: 582,852 nm, 582,937 nm, 583,020 nm, 583,106 nm, 583,191 nm und 583,247 nm. Aus dem Hologramm der ersten Aufnahme und den anderen Hologrammen wurde jeweils eine Phasendifferenz für die Ist-Messung erzeugt. In **Abbildung 6.5** sind die Soll-Ist-Vergleiche, die sich aus der Phasendifferenz der Soll-Messung und der Phasendifferenzen der Ist-Messungen ergeben, dargestellt. Die auf der linken Seite dargestellten Soll-Ist-Vergleiche entsprechen denen, die sich ergeben, wenn für die Rekonstruktion des zweiten Hologramms der Ist-Messung die Wellenlängen verwendet werden, mit denen diese aufgenommen wurden. Die Soll-Ist-Vergleiche auf der rechten Seite entsprechen denen, die sich ergeben, wenn das zweite Hologramm der Ist-Messung mit der Wellenlänge rekonstruiert wird, mit der das zweite Hologramm der Soll-Messung aufgenommen wurde ( $\lambda_2 = 583,020$  nm). Werden die einzelnen Soll-Ist-Vergleiche betrachtet, ist zu sehen, dass die Gebrauchsspuren, die durch die Bearbeitung des Tiefziehringes nach der Soll-Messung entstanden sind, in allen Bildern zu erkennen sind. Die Wahl einer „falschen“ Rekonstruktionswellenlänge hat somit keinen Einfluss auf die Darstellung von Verschleiß. Bezogen auf die metrische Auswertung, die auf der synthetische Wellenlänge basiert, die sich aus den beiden Einzel-Wellenlängen ergibt (siehe **Gleichung (2.15)** in **Abschnitt 2.2.3**), gilt diese Aussage nicht. Danach kann die maximale Höhenangabe für die Phasendifferenzen der Ist-Messungen unterschiedlich sein, da unterschiedliche Wellenlängen zu jeweils unterschiedlichen synthetischen Wellenlängen  $\Lambda_n$  führen. Wird für eine oder beide Messungen eine Wellenlänge angenommen, die nicht der tatsächlichen Wellenlänge entspricht, ergibt sich eine andere synthetische Wellenlänge  $\Lambda$  für die Phasendifferenz als für die tatsächliche Wellenlänge. Dies führt zu einem „falschen“ Wert für die maximale Höhenangabe. Um den Fehler abzuschätzen, der

<sup>2</sup>Um einen Tiefziehring vollständig aufnehmen zu können, müssen mindestens neun Messungen durchgeführt werden. Dies liegt an dem Bildfeld des Objektivs (siehe **Abschnitt 4.5.1**), das kleiner ist als der Durchmesser des Tiefziehringes. Für diese Messung müssen drei Messbereiche in x-Richtung und drei in y-Richtung in dem Feld *Subwindow* des Unterprogramms *HolographyXYStage* des Programms *Fringe Processor* (siehe **Abschnitt 4.7**) vorgegeben werden. Eine Messung mit diesen Randbedingungen dauert dann ungefähr 70 s.

$\lambda_2$ / nm	Soll-Ist-Vergleich	Soll-Ist-Vergleich mit $\lambda_{2,\text{recon}}$	
582,852			Objekt: Tiefziehring Wellenlänge $\lambda_1$ (Laser 1): 580.021 nm Rekonstruktionswellenlänge $\lambda_{2,\text{recon}}$ : 583.020 nm Rekonstruktionsabstand: 130.05 mm Radius: 129.55 mm $\lambda_2$ : Wellenlänge Laser 2 $\Lambda$ : Synthetische Wellenlänge
582,937			
583,020			
583,106			
583,191			
583,247			

Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152901

Abbildung 6.5: Dargestellt sind die sich aus der Phasendifferenz der Soll-Messung (**Abbildung E.7**) und den Phasendifferenzen der Ist-Messungen (**Abbildung E.9**) ergebenden Soll-Ist-Vergleiche.

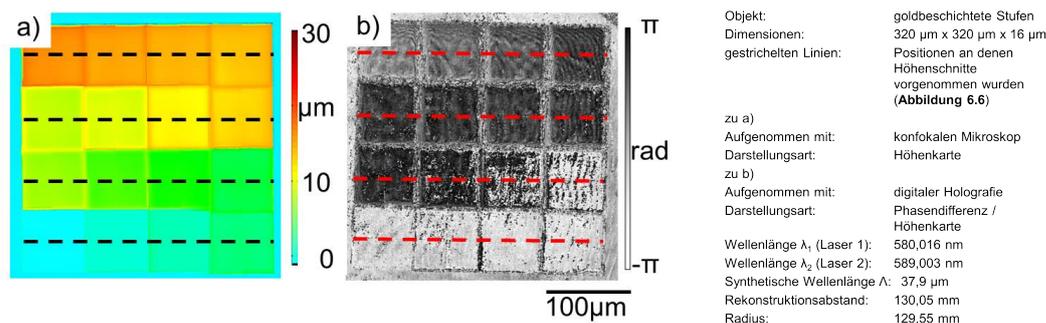
Tabelle 6.1: Dargestellt sind die Werte der verwendeten synthetischen Wellenlängen, die sich daraus ergebenen maximalen Höhendaten sowie die Höhendifferenz zwischen zwei benachbarten Graustufen, bei maximal 256 Graustufen.

$\lambda_1 / \mu\text{m}$	$\lambda_2 / \mu\text{m}$	$\Lambda / \mu\text{m}$	Höhe / $\mu\text{m}$	Höhendifferenz / $\mu\text{m}$
580,020	582,852	119,42	59,71	0,233
580,020	582,937	115,95	57,975	0,226
580,020	583,020	112,76	56,38	0,220
580,020	583,106	109,63	54,815	0,214
580,020	583,191	106,71	53,355	0,208
580,020	583,247	104,87	52,435	0,205

sich durch die Annahme einer „falschen“ Wellenlänge bei der Rekonstruktion ergibt, wurden die synthetischen Wellenlängen für die verwendeten Wellenlängen berechnet. Aus diesen wurde wiederum die maximale Höhe, bei der es zu keinem Phasensprung kommt, für den Phasenbereich von 0 bis  $2\pi$  berechnet. Beides ist in **Tabelle 6.1** in der 3. bzw. 4. Spalte aufgetragen. Ist die Anzahl der Graustufen, die den Bereich von 0 bis  $2\pi$  widerspiegeln, bekannt, kann die Differenz zwischen zwei benachbarten Graustufen berechnet werden. Diese kann als Höhenauflösung für das in Graustufen dargestellte Ergebnis der Messung interpretiert werden. Wird z. B. angenommen, dass ein in Grauwerten dargestelltes Phasenbild, das keine Phasensprünge aufweist und den Bereich von 0 bis  $2\pi$  abdeckt, aus 256 verschiedenen Graustufen besteht, ergeben sich die in der 5. Spalte der **Tabelle 6.1** dargestellten Werte für die Höhendifferenz zwischen zwei Graustufen. Anhand dieser Tabelle zeigt sich für die hier durchgeführte Messreihe, dass die Änderung der Wellenlänge von ungefähr 0,08 nm zu einer Änderung von ungefähr 0,006  $\mu\text{m}$  bezogen auf die Höhendifferenz zwischen zwei benachbarten Graustufen führt. Dieser Wert entspricht in erster Näherung dem Fehler, der sich ergibt, wenn die „falsche“ Wellenlänge für die Rekonstruktion herangezogen wird. Bei dieser Annahme wurde nicht berücksichtigt, dass die Größe und Position der Rekonstruktion, bedingt durch die Verwendung eines Rekonstruktionsalgorithmus, der auf Fresnel-Näherung basiert, abhängig von der Wellenlänge ist. Bei Messungen mit anderen Wellenlängen oder bei der Verwendung anderer Grauwerte für die Darstellung der Ergebnisse muss die Abschätzung des Fehlers erneut durchgeführt werden.

### 6.1.3 Einfluss der Wellenlänge auf die Tiefenauflösung

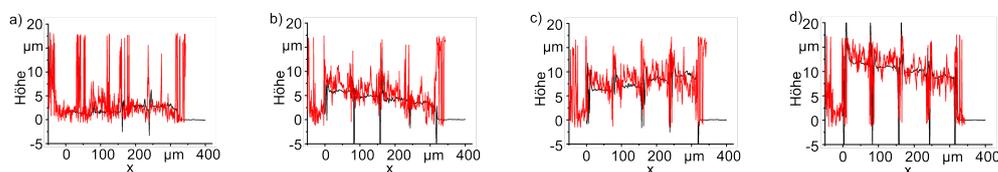
Neben dem Einfluss auf die zu erfassende Höhe des zu messenden Objektes (siehe **Abschnitt 2.2.3**) hat die Wahl der Wellenlängen zur Generierung einer synthetischen Wellenlänge auch einen Einfluss auf die maximal zu erreichende Tiefenauflösung [31]. Für die im Folgenden beschriebene Messreihe wurde ein Objekt mit verschiedenen Wellenlängen aufgenommen. Aus diesen Aufnahmen wurden Phasendifferenzen erzeugt, die sich in der synthetischen Wellenlänge unterscheiden. Bei dem verwendeten Objekt handelt es sich um ein goldbeschichtetes Stufenobjekt (siehe **Anhang C.1.2**). Es besteht aus 16 Stufen, wobei die niedrigste Stufe eine Höhe von 1  $\mu\text{m}$  und die höchste eine Höhe von 16  $\mu\text{m}$  hat [48]. Für die Aufnahmen der Hologramme wurde der durchstimmbare Farbstofflaser verwendet. Zur Gewinnung der Höhendaten wurden Schnitte in die sich ergebenden Phasendifferenzen gelegt.



Schröder 2014

BIAS ID 163141

Abbildung 6.6: a) zeigt eine Aufnahme des Stufenobjektes, die mit einem konfokalen Mikroskop erzeugt wurde [48]. b) zeigt eine Phasendifferenz von demselben Stufenobjekt [48].



Huferath-von Lüpke 2014

BIAS ID 163142

Abbildung 6.7: Dargestellt sind Höhenschnitte, die sich aus Schnitten entlang der gestrichelten Linien, die in **Abbildung 6.6** dargestellt sind, ergeben. Die schwarzen Linien geben den Verlauf der Höhe der konfokalen Messung wieder und die roten die Höhe, die sich aus der Phasendifferenz ergibt [48].

Für die Kalibrierung der Ergebnisse der Schnitte wurde das Stufenobjekt mit einem konfokalen Mikroskop der Firma *Keyence* (siehe **Abschnitt 4.8.1**) aufgenommen. **Abbildung 6.6 a)** zeigt eine Aufnahme des Stufenobjektes und **Abbildung 6.6 b)** die Phasendifferenz aus zwei Hologrammen. Die Aufnahmen für diese Phasendifferenz erfolgten bei den Wellenlängen  $\lambda_1 = 580,016$  nm und  $\lambda_2 = 589,003$  nm. Daraus ergibt sich eine synthetische Wellenlänge von  $\Lambda = 37,9$  µm. Die ungefähre Lage der Schnitte für die Gewinnung der Höhendaten ist in **Abbildung 6.6** durch die eingezeichneten gestrichelten Linien dargestellt. **Abbildung 6.7** zeigt die Graphen der Schnitte, die sich für die in **Abbildung 6.6** dargestellten Messungen ergeben. Die schwarzen Linien in den Graphen entsprechen den Höhendaten, die sich aus der Messung mit dem konfokalen Mikroskop ergeben, und die roten Linien zeigen die Ergebnisse des Schnittes entlang der Höhendaten, die aus der Phasendifferenz gewonnen wurden. Die Verläufe der Höhenschnitte aus der holografischen Messung stimmen im Rahmen der Messungengenauigkeit, die durch die Tiefenauflösung gegeben ist (siehe unten), mit denen der Aufnahme mit dem konfokalen Mikroskop überein. Bei der Betrachtung von **Abbildung 6.7 a)** fällt auf, dass im Graphen die Höhenwerte der ersten drei Stufen (von links aus gesehen) stärker verrauscht sind als die der anderen Stufen in den anderen Graphen (**Abbildung 6.7 b)** bis **d)**). Hier ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis so gering, dass kein eindeutiger Übergang zwischen den einzelnen Stufen zu identifizieren ist. Die Höhen dieser drei Stufen liegen alle unterhalb von 4 µm. Für optische Verfahren gilt der Wert  $\lambda/10$  als Auflösungsgrenze

für die Messung der Höhe [31]. Dies gilt insbesondere für optisch raue Objekte. Unterhalb dieser Grenze dominiert das Rauschen, wodurch keine eindeutige Aussage über die Höhe mehr erfolgen kann. Für die synthetische Wellenlänge der vorliegenden Messung liegt die Auflösungsgrenze für diese Messung bei  $3,8\ \mu\text{m}$ . Aus diesem Grund ist für diese Messung keine eindeutige Aussage über die Höhe die drei Stufen, die unter  $4\ \mu\text{m}$  liegen, möglich. Der Grund für die Schwankungen der Höhenwerte an den Außenbereichen der Graphen (siehe **Abbildung 6.7**) liegt in der Auswertung der Phasenwerte, bei der Höhenwert bei dem Phasenwert  $-\pi$  den Wert 0 oder  $\Lambda/2$  (hier die maximale Höhe) annehmen kann (siehe **Abschnitt 2.2.3**). Weitere Auswertungen dieser Messreihe sind in **Anhang E.1.3** in den **Abbildungen E.10** und **E.11** dargestellt.

## 6.2 Vergrößerung durch das Mikroskopobjektiv

### 6.2.1 Zusammenhang zwischen Objektabstand und Rekonstruktionsabstand

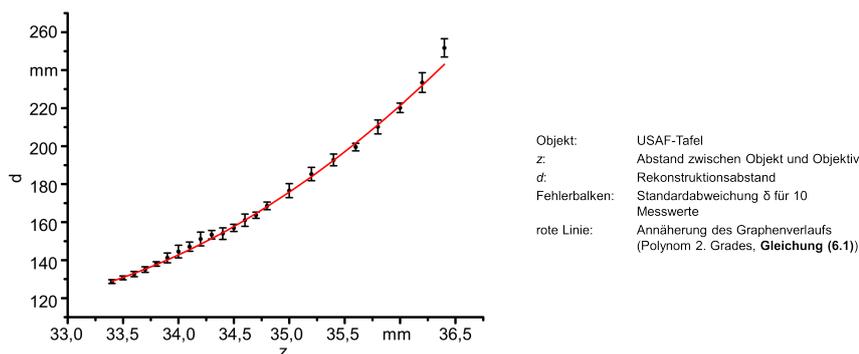
Wie in **Abschnitt 4.5.1** beschrieben, gelten die Angaben bezüglich der Vergrößerung von Objektiven meist nur für deren Arbeitsabstand  $z_0$ . Da das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messsystem das Messen von Objekten erlaubt, die sich nicht im Arbeitsabstand befinden (siehe **Abschnitt 5.1**), ist es notwendig für die Auswertung der Messdaten, den Zusammenhang zwischen Rekonstruktionsabstand<sup>3</sup> und Systemvergrößerung zu kennen. Dieser Zusammenhang ist systemabhängig und muss empirisch über den Zusammenhang zwischen Objekt- und Rekonstruktionsabstand und den Zusammenhang zwischen Objektabstand und Systemvergrößerung ermittelt werden.

Für die Ermittlung des Zusammenhangs zwischen Objekt- und Rekonstruktionsabstand wurde eine USAF-Tafel (siehe **Anhang C.2**) auf einem Lineartisch mit einer Schrittweite von  $2\ \mu\text{m}$  positioniert. Anschließend wurde bei unterschiedlichen Abständen zum Objektiv je ein Hologramm von der USAF-Tafel aufgenommen (siehe **Tabelle 6.2**, Spalte 1). Die Null-Position für diese Messreihe entspricht der Position des Objektes im Arbeitsabstand  $z_0 = 33,4\ \text{mm}$  des Messsystems. Der Rekonstruktionsabstand für diese Position beträgt  $d_0 = 130,05\ \text{mm}$ . Für die Messreihe wurde der Diodenlaser 1 mit einer Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,295\ \text{nm}$  bei einem Soll-Strom von  $95,5\ \text{mA}$  verwendet. Für die Auswertung wurde das komplexe Wellenfeld jedes Hologramm mehrfach rekonstruiert. Der jeweilige Rekonstruktionsabstand wurde anhand des rekonstruierten Amplitudenbildes bestimmt. Hierfür wurden unterschiedliche Positionen des Objektes scharf gestellt, sodass pro Abstand  $z$  zehn Werte für den Rekonstruktionsabstand  $d$  vorliegen (siehe **Tabelle 6.2**, Spalte 2 bis 11). Bei allen Rekonstruktionen wurde für den Radius der Referenzwelle  $R = 129,55\ \text{mm}$  verwendet. Für jede Rekonstruktionsabstandsbestimmung ist exemplarisch ein Amplitudenbild der Rekonstruktion in **Abbildung E.12** im **Anhang E.2.1** dargestellt. Aus diesen Werten wurde der Rekonstruktionsabstand  $d$  gemittelt (siehe **Tabelle 6.2**, Spalte 12). Für die Fehlerabschätzung wurde die Standardabweichung  $\sigma$  bestimmt (siehe **Tabelle 6.2**, Spalte 13). **Abbildung 6.8** zeigt einen mittels des Programms Origin erzeugten Graphen, bei dem der gemittelte Rekonstruktionsabstand  $d$  über

<sup>3</sup>Der Objektabstand im Messeinsatz ist nicht bekannt.

Tabelle 6.2: In der Tabelle sind die ermittelten Rekonstruktionsabstände  $d_n$  für die Abstände  $z_n$  zwischen Objektiv und Objekt angegeben. Ferner ist der Mittelwert aus den Rekonstruktionsabständen  $\bar{d}$  und die Standardabweichung  $\sigma$  aufgeführt.

$z / \text{mm}$	$d / \text{mm}$	$\bar{d} / \text{mm}$	$\sigma$											
33,4	129,05	129,6	128,6	129,7	126,9	128,8	128,5	127,1	129,1	129,8	128,715	1,01		
33,5	130,4	131	132,5	131,1	129,2	131,8	129,8	129,6	130,1	130,8	130,63	1,02		
33,6	132,4	134	134,5	132,8	131,7	134,7	130,9	131,5	132,6	131,1	132,62	1,38		
33,7	134,8	136,5	135,4	135,6	133,7	137,7	134,8	133	135,7	133,1	135,03	1,49		
33,8	138,3	138,8	138,4	139	137,3	139,7	135,7	137,8	137,5	136,9	137,94	1,16		
33,9	144	145	142,1	142,1	139,4	143,9	138,6	137,9	140,1	138,6	141,17	2,58		
34,0	148,1	150,5	145,2	147,3	143,2	144,1	139,8	142,1	143,8	141,2	144,53	3,31		
34,1	146,3	151,6	149,2	148,3	144,3	149,3	144,9	147,1	144,8	145	147,08	2,45		
34,2	146	157,6	154,8	151,3	147,4	154,4	147,8	151,1	149,5	151,5	151,14	3,65		
34,3	154,6	156,4	155,9	155,5	150,7	153,8	151,9	153,3	150,7	150,7	153,35	2,25		
34,4	159,5	152,4	150,5	155,4	152	157,1	151,5	150,8	154,2	156,3	153,97	3,03		
34,5	154	159,3	155,5	158,4	157	158,3	153,9	157,5	158,1	157,4	156,94	1,87		
34,6	162,7	166,9	160,9	160,7	165,4	161,1	158,1	156,9	158,8	158,4	160,99	3,23		
34,7	165,2	163,3	163	164,4	162	165,6	166,3	161,8	162,1	162,5	163,62	1,64		
34,8	170,2	169,2	168,5	170	169,5	170,2	169,2	168,8	164,5	165,3	168,54	2,01		
35,0	184,9	176,9	178,1	176,9	172,6	177,6	173,3	172,8	178,2	174,3	176,56	3,67		
35,2	189,7	190,2	186,7	185,3	187,3	186,8	180	183,7	182	181,1	185,28	3,51		
35,4	187,7	196,9	192,6	191,9	188,3	194,1	192,2	194,9	196,6	192	192,72	3,08		
35,6	200,7	201,5	196,7	199	196	202,6	199,1	199,9	200	199,3	199,48	2,00		
35,8	213,8	210,4	203,6	212	203,8	214,3	210,2	211	210,5	211,7	210,13	3,66		
36,0	224,5	219,8	218,9	221,2	220,1	219,4	220,1	215,3	222,9	219,1	220,13	2,46		
36,2	242,8	230,9	228,9	237,2	228,8	241,1	234	231,8	228,6	230,3	233,44	5,22		
36,4	259,2	247,9	249,9	254	252,7	259,3	250,4	250,7	248,7	244	251,68	4,82		



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152846

Abbildung 6.8: Die grafische Darstellung des Zusammenhangs von Rekonstruktionsabstand  $d$  und Abstand  $z$  zwischen USAF-Tafel und Objektiv.

dem Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv aufgetragen wurde. Anhand dieses Graphen ist zu erkennen, dass die Verschiebung nicht linear ist, sondern mit einem Polynom zweiten Grades genähert werden kann. Der Verlauf des Polynoms ist rot dargestellt und lässt sich mit folgender Funktion, die unter Verwendung des Programms Origin ermittelt wurde, beschreiben:

$$d = 6433,81386 \text{ mm} - 396,8883z + 6,23108 \frac{1}{\text{mm}} z^2. \quad (6.1)$$

## 6.2.2 Zusammenhang zwischen Rekonstruktionsabstand und Objektvergrößerung

Für die Ermittlung des Zusammenhangs zwischen Rekonstruktionsabstand und Vergrößerung muss zunächst die Vergrößerung bezogen auf den Objektabstand ermittelt werden. Hierfür wurde ein Gitterraster (siehe **Anhang C.1.1**) verwendet, das auf einem Lineartisch mit einer Schrittweite von  $2 \mu\text{m}$  montiert wurde. Das Gitter hat eine Größe von  $1,25 \text{ mm} \times 1,25 \text{ mm}$  und eine Gitterkonstante von  $g = 50 \mu\text{m}$ . Die eingestellte Wellenlänge des Diodenlasers 1 betrug  $\lambda_1 = 662,330 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von  $95,6 \text{ mA}$ . Für die Messreihe wurde der Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv verändert und zu jeder eingestellten Objektposition ein Hologramm aufgenommen und rekonstruiert. Anhand der Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder wurde die Anzahl der Pixel über mehrere von Gitterperioden in x- und y-Richtung zu den jeweiligen Objektabständen an mehreren Positionen im Bild bestimmt und jeweils durch Anzahl der verwendeten Gitterperioden dividiert. Für eine Fehlerabschätzung wurde jeweils die Standardabweichung  $\sigma$  bestimmt (siehe **Anhang E.2.2**). Der Vergrößerungsfaktor für die unterschiedlichen Objektpositionen wurde aus der Anzahl der Pixel, die der Gitterkonstanten an der Null-Position entsprechen, und der Anzahl der Pixel an den anderen Objektpositionen berechnet. Für die metrische Auswertung der Daten wurde der sich ergebene Pixelwert mit der für den Rekonstruktionsabstand  $d$  entsprechenden Pixelgröße<sup>4</sup> multipliziert. Bei der Bestimmung des Vergrößerungsfaktors  $V$  für den Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv wurde

<sup>4</sup>Die Pixelgröße lässt sich unter der Verwendung von  $\Delta x = \lambda d/L$  (siehe **Gleichungen (A.58)** und **(A.59)** im **Anhang A.7**) bestimmen.

Tabelle 6.3: Dargestellt sind die Werte der Vergrößerungsfaktoren  $V_x$  bzw.  $V_y$  für die x- bzw. y-Richtung bezogen auf den Rekonstruktionsabstand  $d$ .

$v / \text{mm}$	Rekonstruk- tionsabstand $d / \text{mm}$	Vergrößer- ungsfaktor $V_x$	Vergrößer- ungsfaktor $V_y$	Vergrößer- ungsfaktor $V_{ges}$
0,0	130,052	14,80	14,87	14,835
0,1	132,176	15,00	15,03	15,015
0,2	134,317	15,22	15,23	15,225
0,3	136,637	15,46	15,49	15,475
0,4	139,082	15,72	15,74	15,730
0,5	141,661	15,97	16,01	16,000
0,6	144,366	16,25	16,29	16,270
0,7	147,163	16,55	16,56	16,555
0,8	150,106	16,84	16,88	16,860
0,9	153,173	17,15	17,16	17,155
1,0	156,385	17,48	17,49	17,485
1,1	159,682	17,80	17,84	17,820
1,2	163,124	18,16	18,20	18,180
1,3	166,690	18,50	18,54	18,520
1,4	170,381	18,90	18,91	18,905
1,6	178,136	19,69	19,72	19,705
1,8	186,390	20,57	20,57	20,570
2,0	195,142	21,43	21,45	21,440
2,2	204,392	22,40	22,37	22,385
2,4	214,142	23,39	23,38	23,385
2,6	224,389	24,41	24,43	24,420
2,8	235,135	25,52	25,52	25,520
3,0	246,380	26,69	26,78	26,735
3,2	258,123	27,86	27,89	27,875
3,4	275,920	29,98	29,81	29,895

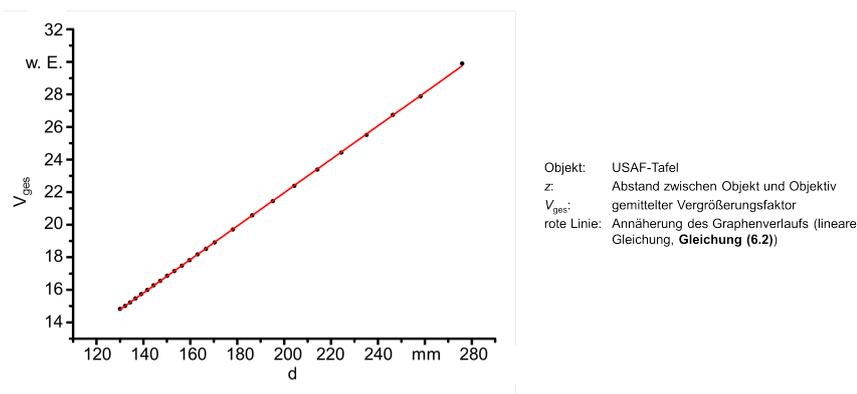
die Größe des Gitterrasters bei der jeweiligen Messung durch die vorgegebene Größe des Gitterrasters von  $50 \mu\text{m}^5$  dividiert. In **Tabelle 6.3** sind die aus den für die x- und y-Richtung ermittelten Vergrößerungsfaktoren  $V_x$  und  $V_y$  (**Tabelle 6.3**, Spalte 3 und 4) gemittelten Vergrößerungsfaktoren  $V_{ges}$  (**Tabelle 6.3**, Spalte 5) zu den jeweiligen Rekonstruktionsabständen  $d_n$  (**Tabelle 6.3**, Spalte 2) angegeben. **Abbildung 6.9** zeigt die grafische Darstellung dieses Vergrößerungsfaktors  $V_{ges}$  über den Rekonstruktionsabstand  $d$  sowie die Funktion des Verlaufes. Es zeigt sich, dass die Beziehung zwischen dem Vergrößerungsfaktor  $V$  und dem Rekonstruktionsabstand  $d$  linear ist und durch **Gleichung (6.2)** beschrieben werden kann<sup>6</sup>:

$$V_{ges} = 1,44718 + 0,10258 \frac{1}{\text{mm}} d. \quad (6.2)$$

Diese lineare Abhängigkeit fließt in die Auswertesoftware (siehe **Abschnitt 5.2.2.4**) ein. Alle Zwischenergebnisse zu der Ermittlung des Zusammenhangs zwischen Rekonstruktionsabstand und Vergrößerung sind im **Anhang E.2.2** dargestellt.

<sup>5</sup>Vorgegeben bei der Fertigung und durch die Messung mit einem konfokalen Mikroskop im Rahmen dessen Messgenauigkeit verifiziert (siehe **Anhang C.1.1**).

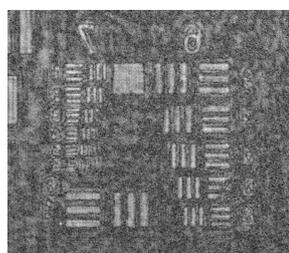
<sup>6</sup>Die **Gleichung (6.2)** wurde mit den Programm Origin generiert.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152851

Abbildung 6.9: Gezeigt wird die grafische Darstellung des Zusammenhangs von dem aus  $V_x$  und  $V_y$  gemittelten Vergrößerungsfaktor  $V_{ges}$  und Rekonstruktionsabstand  $d$ .



Objekt: USAF-Tafel  
 Wellenlänge  $\lambda_2$  (Laser 2): 658,994 nm  
 Soll-Strom (Laser 2): 98,9 mA  
 Rekonstruktionsabstand: 130,05 mm  
 Radius: 129,55 mm

Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152850

Abbildung 6.10: Dargestellt ist ein Ausschnitt eines Amplitudenbildes, das die Gruppen 6 und 7 einer USAF-Tafel zeigt.

## 6.3 Verifizierung von Auflösung und Vergrößerung des Messsystems

### 6.3.1 Laterale Auflösung

Ein wesentliches Kriterium für die Untersuchung von Verschleiß an Werkzeugen für die Mikroproduktion ist die laterale Auflösung des Messsystems. Für das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte digital holografische Mikroskop ergibt sich für das verwendete Objektiv und die Wellenlänge des Diodenlasers nach **Gleichung (5.1)** in **Abschnitt 5.1** eine laterale Auflösung von  $U = 2,88 \mu\text{m}$ .

Für die Verifizierung wurde eine USAF-Tafel, die im Arbeitsabstand  $z_0$  des Objektivs des Messsystems positioniert war, aufgenommen. Die Messung wurde mit dem Diodenlaser 2 bei einer Wellenlänge von  $\lambda_2 = 658,994 \text{ nm}$  und einem Soll-Strom von 98,9 mA durchgeführt. Der Rekonstruktionsabstand  $d$  130,05 mm und der Radius der Referenzwelle  $R = 129,55 \text{ mm}$ . **Abbildung 6.10** zeigt einen Ausschnitt der plus ersten Beugungsordnung dieser Rekonstruktion, der die Gruppen 6 und 7 der USAF-Tafel zeigt. In diesem Ausschnitt sind die Elemente der Gruppe 7 bis zum Element 5 klar zu erkennen und zu trennen. Kleinere Elemente können zwar noch erkannt werden, ihre Abmessungen lassen sich jedoch nicht eindeutig bestimmen. Damit entspricht die Breite der Balken von Element 5 der lateralen Auflösungsgrenze für das Messsystem bei der Verwendung der Diodenlaser. Nach **Tabelle B.6** in

**Anhang B.5** haben die Balken dieses Elements eine Breite von  $2,46 \mu\text{m}$ <sup>7</sup>.

### 6.3.2 Vergrößerung im Arbeitsabstand $z_0$

Für die Verifizierung des ermittelten Vergrößerungsfaktors  $V = 14,79$  (siehe **Abschnitt 6.2.1**) wird **Abbildung 6.10** herangezogen. Betrachtet wird hierfür die Breite eines Balkens des Elementes 2 aus der Gruppe 7. Diese beträgt in dem in **Abbildung 6.10** dargestellten Amplitudenbild  $4 \text{ Pixel} \pm 1 \text{ Pixel}$ . Die Pixelgröße für den Rekonstruktionsabstand von  $d = 130,05 \text{ mm}$  und der verwendeten Wellenlänge von  $\lambda_2 = 658,994 \text{ nm}$  ergibt sich nach den **Gleichungen (A.58)** und **(A.59)** im **Anhang A.7** zu  $12,12 \mu\text{m} \pm 0,04 \mu\text{m}$ . Daraus folgt, dass der betrachtete Balken des zweiten Elements eine Breite von  $48,49 \mu\text{m} \pm 12,16 \mu\text{m}$  hat. Durch die verwendete Optik ist die Abbildung der USAF-Tafel, die als Objekt für den holografischen Aufbau verwendet wird, vergrößert dargestellt. Für die Bestimmung der eigentlichen Breite des Balkens muss auch der Vergrößerungsfaktor in die Berechnung eingehen. Wird der für das verwendete Objektiv angegebene Vergrößerungsfaktor von  $V = 10$  bei der Berechnung verwendet, ergibt sich für den Balken eine Breite von  $4,85 \mu\text{m} \pm 1,22 \mu\text{m}$ . Für den nach **Gleichung (6.2)** ermittelten Vergrößerungsfaktor von  $V = 14,79$  ergibt sich eine Breite von  $3,28 \mu\text{m} \pm 0,82 \mu\text{m}$  für den Balken. Der vom Hersteller angegebene Wert für die Breite dieses Balkens beträgt nach **Tabelle B.6** in **Anhang B.5**  $3,48 \mu\text{m}$ . Das Messergebnis, das auf den vom Hersteller des Mikroskops angegebenen Vergrößerungsfaktor  $V = 10$  basiert, erreicht den Wert für die Breite des Balkens auch unter der Berücksichtigung des Messfehlers nicht. Wo hingegen der angegebene Wert der Breite des Balkens in den Fehlergrenzen des Messergebnisses, das auf den Vergrößerungsfaktor von  $V = 14,79$  basiert, liegt.

## 6.4 Repositionierung des Messsystems

### 6.4.1 Versatz des Messobjektes

Das in dieser Arbeit entwickelte Messsystem soll u. a. Verschleiß an Aktivelementen in der MUM messen. Während des Fertigungsprozesses muss das Messsystem demontiert sein, d. h., dass es für jede Messung ein- und ausgebaut werden muss. Dies ist wegen Abweichungen in der Positionierung eine Quelle für fehlerhafte Ergebnisse. Eine weitere Quelle für Abweichungen in der Repositionierung und damit für ein fehlerhaftes Messergebnis ist die x,y-Verschiebeeinheit, auf der das Messsystem montiert ist. Nachfolgend wird untersucht, wie sich eine ungenaue Repositionierung auf das Ergebnis, insbesondere auf den Soll-Ist-Vergleich, auswirkt. Hierfür wurden drei Messreihen aufgenommen, bei denen eine USAF-Tafel (siehe **Anhang B.5**) definiert in x-, y- sowie in x- und y-Richtung verschoben wurde. Für die Umsetzung wurde die USAF-Tafel im Arbeitsabstand  $z_0$  des Objektivs auf einer Kombination aus zwei Lineartischen mit einer Schrittweite von jeweils  $0,1 \mu\text{m}$  positioniert. Die Aufnahmen der Hologramme erfolgten mit zwei Diodenlasern (siehe **Abschnitt 4.3.1**) bei den Wellenlängen  $\lambda_1 = 662,327 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von

<sup>7</sup>Die Abweichung dieses empirischen Wertes zum in **Abschnitt 5.1** berechneten Wert lässt u. a. durch die verwendete Wellenlänge erklären. Bei der Berechnung wurde die Mittenwellenlänge der Laser angenommen, diese entspricht aber nicht der, die bei den Messungen am Laser eingestellt war.

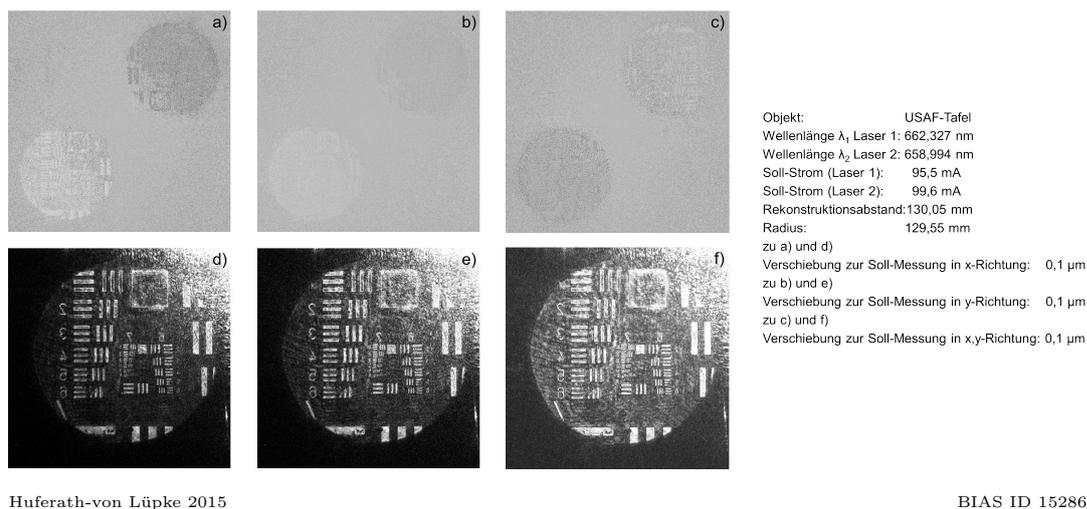


Abbildung 6.11: Dargestellt sind die Soll-Ist-Vergleiche zwischen den Null-Positions-Messungen als Soll-Messungen und den Messungen mit  $0,1 \mu\text{m}$  Versatz in x-, y- und x,y-Richtung als Ist-Messungen sowie die dazugehörigen ersten Beugungsordnungen der Amplitudenbilder (entspricht dem linken unteren Quadranten in der Rekonstruktion).

$95,5 \text{ mA}$  sowie  $\lambda_2 = 658,994 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von  $99,6 \text{ mA}$ . Alle Zwischenergebnisse zu dieser Betrachtung sind im **Anhang E.3.1** dargestellt.

### Auswirkungen des Versatzes

Für die Veranschaulichung der Auswirkungen des Versatzes auf den Soll-Ist-Vergleich wurden exemplarisch für die durchgeführten Versatzmessungen drei Versätze ausgewählt:  $0,1 \mu\text{m}$ ,  $1,5 \mu\text{m}$  und  $10 \mu\text{m}$ , wobei  $0,1 \mu\text{m}$  der kleinsten Abweichung zur Null-Position entspricht.  $1,5 \mu\text{m}$  repräsentiert die Abweichung von der Null-Position, die im Bereich der lateralen Auflösung des Messsystems liegt, und  $10 \mu\text{m}$  der größten Abweichung, die an den Lineartischen eingestellt wurde, entspricht. Anhand der Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene, die in den **Abbildungen E.17 bis E.19** im **Anhang E.3.1** dargestellt sind, ist der Pixelversatz bezogen auf die Null-Position für die einzelnen Versätze bestimmt worden. In der Rekonstruktion der Hologramme ist bei dem Versatz von  $0,1 \mu\text{m}$  keine Verschiebung bezogen auf die Start-Messung zu erkennen. Bei dem Versatz von  $1,5 \mu\text{m}$  liegt eine Verschiebung von ungefähr 2 Pixel und bei dem  $10 \mu\text{m}$  Versatz liegt die Verschiebung im Bereich von 10 Pixel. Für die Generierung des Soll-Ist-Vergleiches wurde die Messung der Null-Position der jeweiligen Versatz-Richtung als Soll-Messung verwendet. **Abbildung 6.11** zeigt die Soll-Ist-Vergleiche, die mit den Messungen mit einem Versatz von  $0,1 \mu\text{m}$  erzeugt wurden, sowie die jeweiligen Amplitudenbilder des Soll-Ist-Vergleiches. In allen drei Soll-Ist-Vergleichen ist in der plus ersten Beugungsordnung (linker unterer Quadrant) die USAF-Tafel nur schemenhaft zu erkennen, es ist hauptsächlich statistisches Specklerauschen zu erkennen. Da der Versatz zwischen den Aufnahmen unterhalb der Auflösung des Messsystems liegt, ist auch kein Effekt auf den Soll-Ist-Vergleich zu erwarten.

In **Abbildung 6.12** sind die Soll-Ist-Vergleiche, die mit den Messungen mit einem Versatz von  $1,5 \mu\text{m}$  erzeugt wurden, sowie die jeweiligen plus ersten Beugungsordnungen der Amplitudenbilder des Soll-Ist-Vergleiches dargestellt. Es ist bei allen drei

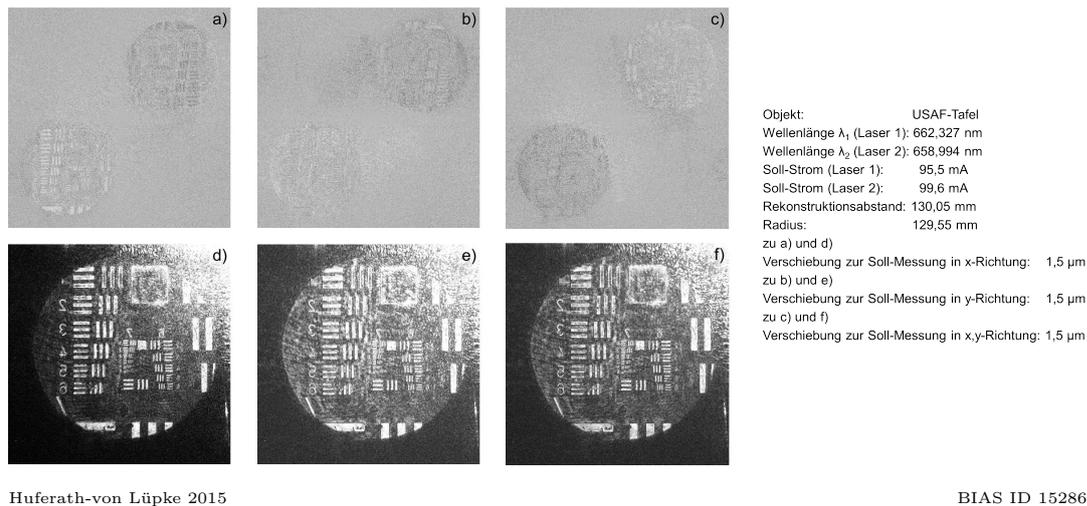


Abbildung 6.12: Gezeigt werden die Soll-Ist-Vergleiche zwischen den Null-Positions-Messungen als Soll-Messungen und den Messungen mit  $1,5 \mu\text{m}$  Versatz in x-, y- und x,y-Richtung als Ist-Messungen sowie die dazugehörigen plus ersten Beugungsordnungen der Amplitudenbilder (entspricht dem linken unteren Quadranten in der Rekonstruktion).

Phasendifferenzen eine Veränderung in der nullten Beugungsordnung zu erkennen. Diese kreuzförmige Veränderung tritt auch bei der Einzelwellenlängenbetrachtung in den **Abbildungen E.17 bis E.19** im **Anhang E.3.1** auf. In der plus ersten Beugungsordnung ist die USAF-Tafel zu erkennen, wobei die Kanten der Balken nicht klar vom Hintergrund abgegrenzt sind. Ferner liegen Streifen über den Balken. Die jeweilige Richtung des Versatzes ist anhand dieser Streifen zu erkennen. Beim Versatz in x-Richtung (**Abbildung 6.12 a**)) treten die Streifen an der langen Seite der vertikalen Balken klar zum Vorschein sowie an der kurzen Seite der horizontalen Balken. Liegt ein Versatz in y-Richtung vor (**Abbildung 6.12 b**)), so weisen die vertikalen Balken an der kurzen Seite bzw. die horizontalen Balken an der langen Seite Streifen auf. Beim Versatz in x,y-Richtung (**Abbildung 6.12 c**)) weisen die horizontalen sowie die vertikalen Balken an den langen und den kurzen Seiten Streifen auf.

**Abbildung 6.13** zeigt die Soll-Ist-Vergleiche, die mit den Messungen mit einem Versatz von  $10 \mu\text{m}$  erzeugt wurden, sowie die jeweiligen plus ersten Beugungsordnungen der Amplitudenbilder des Soll-Ist-Vergleiches. Hier ist bei allen drei Soll-Ist-Vergleichen die Veränderung in der nullten Beugungsordnung nun deutlich an den entstehenden Streifen zu erkennen. Es fällt auf, dass diese Streifen für den Versatz in x-Richtung vertikal (**Abbildung 6.13 a**)) und für den Versatz in y-Richtung horizontal (**Abbildung 6.13 b**)) ausgerichtet sind. Liegt ein Versatz in beide Richtungen vor, sind die Streifen gekippt. Aus dem Kippwinkel lässt sich darauf schließen, in welche der beiden Richtungen das Objekt stärker verschoben ist. In der **Abbildung 6.13 c**) ist der Versatz in beide Richtungen gleich, weshalb eine Verkippung der Streifen um  $45^\circ$  vorliegen muss. Des Weiteren sind die Streifen an den Balken in der plus ersten Beugungsordnung deutlich zu erkennen.

In den Amplitudenbildern zu den Versätzen von  $1,5 \mu\text{m}$  (siehe **Abbildung 6.12 d**) bis **f**)) und  $10 \mu\text{m}$  (siehe **Abbildung 6.13 d**) bis **f**)) wird der vorhandene Versatz zur Null-Position deutlich. Durch die Verrechnung des Soll- mit dem Ist-Zustand, der den Versatz aufweist, zeigt sich im Amplitudenbild des Soll-Ist-Vergleiches eine

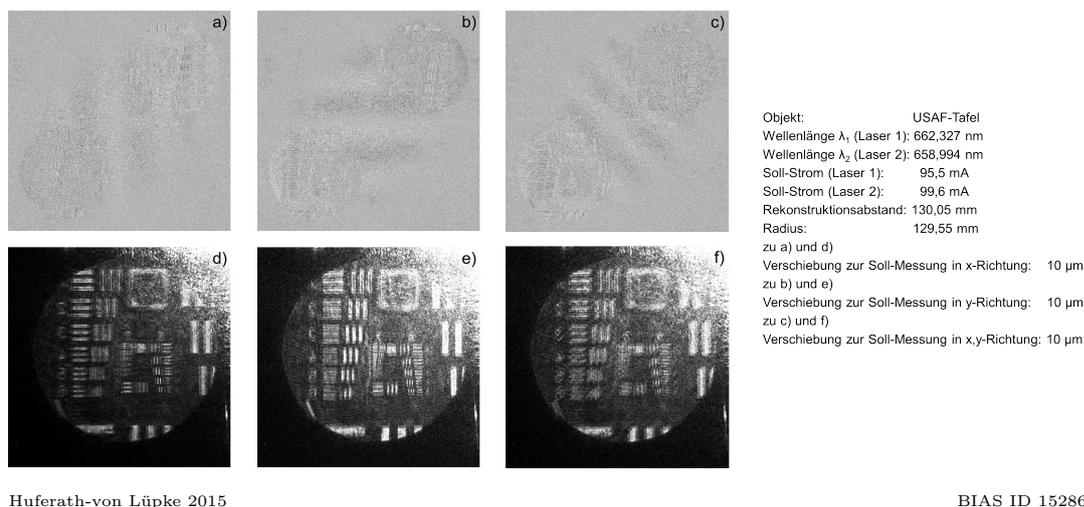


Abbildung 6.13: Dargestellt sind die Soll-Ist-Vergleiche zwischen den Null-Positionsmessungen als Soll-Messungen und den Messungen mit 10  $\mu\text{m}$  Versatz in x-, y- und x,y-Richtung als Ist-Messungen sowie die dazugehörigen plus ersten Beugungsordnungen der Amplitudenbilder (entspricht dem linken unteren Quadranten in der Rekonstruktion).

Tabelle 6.4: Aufgetragen sind die Werte für die Korrektur des definierten Versatzes unter der Berücksichtigung der Skalierung des Objektivs nach **Abschnitt 6.2.1**

Versatz / $\mu\text{m}$	Versatz mit Skalierungskorrektur / mm	vertikale / horizontale Verkippung / $^\circ$
0,1	0,00148	0,00065
1,5	0,0222	0,0098
10,0	0,148	0,065

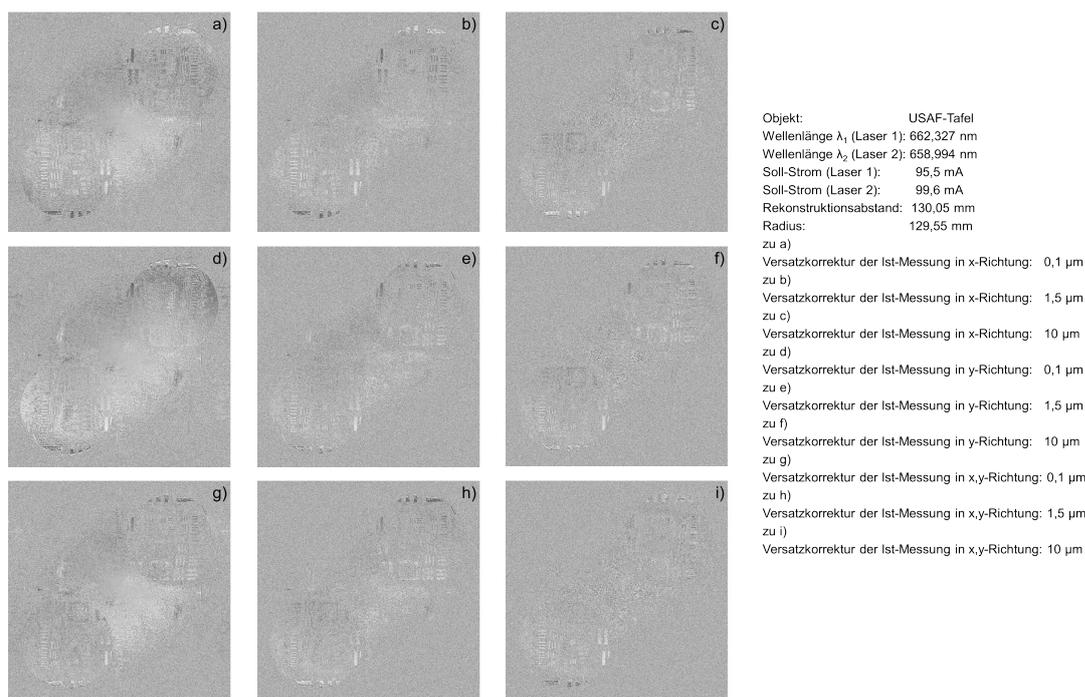
Doppelung der USAF-Tafel.

### Korrektur des Versatzes

Die Korrektur des Versatzes wurde durch die Anpassung der Position der Referenzwelle durchgeführt. Der Wert, um den die Position der Referenzwelle für eine entsprechende Verschiebung zu ändern ist, lässt sich mit der folgenden **Gleichung (6.3)** berechnen (siehe **Anhang E.3.1**):

$$\Gamma = \arcsin \frac{s_{\text{scaled}}}{R}, \quad (6.3)$$

wobei  $\Gamma$  für die horizontale bzw. für die vertikale Verkippung steht.  $s_{\text{scaled}}$  entspricht dem Versatz unter Berücksichtigung der Skalierung durch das Objektiv und  $R$  dem Radius der Referenzwelle. Für die betrachteten Versätze ergeben sich nach **Gleichung (6.3)** die in **Tabelle 6.4** dargestellten Werte. Die Änderung der Position der Referenzwelle erfolgte durch das Unterprogramm *Holography* des *Fringe Processors*, da dieser die nötigen Funktionen bereits integriert hat. Die Soll-Ist-Vergleiche, die sich aus den Messungen ergeben, bei denen auf diese Weise die Referenzwellenposition digital verschoben wurde, sind in **Abbildung 6.14** dargestellt. Als Soll-Messung wurden die Messungen bei der Start-Position gewählt. Anhand der dargestellten Soll-Ist-Vergleiche zeigt sich, dass nach der Korrektur des Versatzes in der nullten



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152867

Abbildung 6.14: Abgebildet sind die Soll-Ist-Vergleiche zwischen der Messung an der Null-Position (Soll-Messung) und den Messungen mit einem Versatz von 0,1  $\mu\text{m}$ , 1,5  $\mu\text{m}$  und 10  $\mu\text{m}$  für die x-, y- und x,y-Richtung nach der Korrektur.

Beugungsordnung immer noch eine Struktur zu erkennen ist, doch die Streifen, die in der ersten Beugungsordnung in den **Abbildungen 6.12** und **6.13** zu sehen waren, liegen nicht mehr vor. Für die minus erste Beugungsordnung (rechter oberer Quadrant) sowie die nullte Beugungsordnung der Soll- und der Ist-Messung ergibt sich eine Vergrößerung des Versatzes, da die Versatzkorrektur für die plus erste Beugungsordnung vorgenommen wurde. Die Kompensation der Streifen in der plus ersten Beugungsordnung zeigt, dass die Korrektur des Versatzes erfolgreich durchgeführt wurde. Ein weiterer Beleg für die erfolgreiche Kompensation zeigt sich in der ersten Beugungsordnung in den Amplitudenbildern des Soll-Ist-Vergleiches. Nach der Korrektur ist das Doppelbild in der plus ersten Beugungsordnung nicht mehr vorhanden. Als Beispiel für die erfolgreiche Korrektur zeigt **Abbildung 6.15** die plus erste Beugungsordnung des Amplitudenbildes des Soll-Ist-Vergleiches für den Versatz von 10  $\mu\text{m}$  in x-Richtung **a)** vor und **b)** nach der Korrektur. In **Abbildung 6.15 a)** ist, wie oben beschrieben, ein Doppelbild der USAF-Tafel zu sehen. Bei einer erfolgreichen Korrektur des Versatzes sind die plus erste Beugungsordnung der Soll- und der Ist-Messung deckungsgleich. In diesem Fall ist das Ergebnis eine klare Abbildung der USAF-Tafel, wie in **Abbildung 6.15 b)** zu sehen. Zur Veranschaulichung des Effektes des Doppelbildes wurde durch **Abbildung 6.15 a)** und **b)** jeweils ein Schnitt entlang der x-Achse gezogen. In dem Schnitt **c)** zu **Abbildung 6.15 a)** sind die Peaks, die die Balken zeigen, deutlich breiter als in dem Schnitt **d)** zu **Abbildung 6.15 b)**.

Im **Anhang E.3.1** sind alle Zwischenergebnisse zu den beschriebenen Auswertungen zu finden.

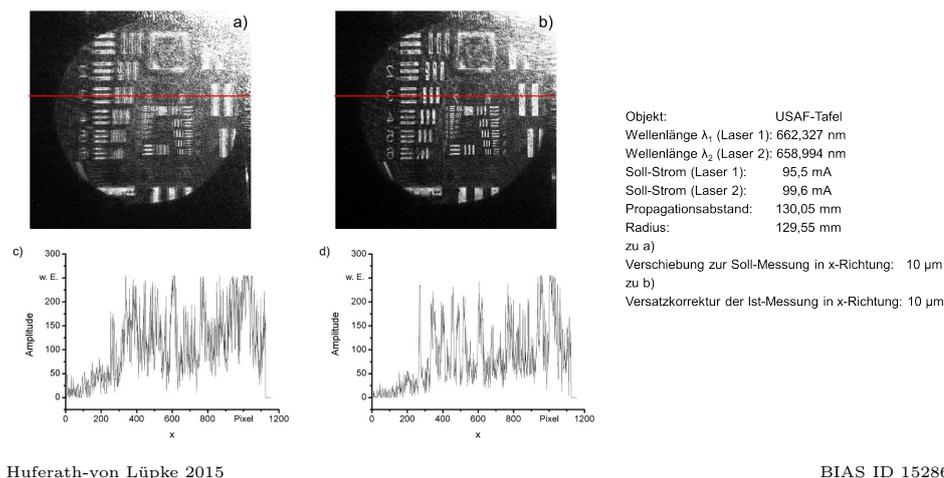


Abbildung 6.15: Dargestellt sind die Amplitudenbilder des Soll-Ist-Vergleiches für den Versatz von 10  $\mu\text{m}$  in x-Richtung a) vor und b) nach der Korrektur. In c) und d) sind horizontale Schnitte durch a) bzw. b) dargestellt. c) und d) zeigen Schnitte entlang der x-Achse zu a) und b). Die roten Linien entsprechen den Positionen der Schnitte.

## 6.4.2 Repositionierung des Messsystems

Die Untersuchung zur Repositionierungsgenauigkeit des Messsystems erfolgte auf der Basis der Erkenntnisse in **Abschnitt 6.4.1** zum Versatz zwischen zwei Messungen. Für diese Untersuchungen wurde eine Messreihe aufgenommen, bei der das digital holografische Mikroskop fünfmal in die MUM ein- und ausgebaut wurde, wobei die x,y-Verschiebeeinheit auf dem vorgelagerten Tisch der MUM verbleibt. Für die Aufnahme der Messreihe wurden zwei Diodenlaser (siehe **Abschnitt 4.3.1**) mit den Wellenlängen  $\lambda_1 = 662,182$  nm bei einem Soll-Strom von 100,2 mA und  $\lambda_2 = 658,810$  nm bei einem Soll-Strom von 96,6 mA verwendet. Bei der Messreihe wurde für alle Messungen derselbe Teilbereich eines Tiefziehrings betrachtet.

### Auswirkungen des Ein- und Ausbaus

**Abbildung 6.16 a)** und **b)** zeigen die Phasendifferenzen der ersten und zweiten Messung, die exemplarisch für die Messreihe gewählt wurden. Die erste Messung wird als Soll-Messung definiert und die zweite als Ist-Messung. **Abbildung 6.16 c)** zeigt den sich aus diesen beiden Phasendifferenzen ergebenden Soll-Ist-Vergleich. Anhand der in **Abschnitt 6.4.1** beschriebenen Phänomene zeigt sich bei der Betrachtung des Soll-Ist-Vergleiches, dass ein Versatz zwischen der Soll- und der Ist-Messung vorliegt. Wie bei dem Soll-Ist-Vergleich mit dem definierten Versatz sind im Bereich der nullten Beugungsordnung zusätzliche Streifen zu erkennen. Bei der Betrachtung des Amplitudenbildes des Soll-Ist-Vergleiches zeigt sich der Versatz zwischen den Messungen anhand eines Doppelbildes von dem Tiefziehring. Dies bestätigt einen vorhandenen Versatz von mehr als einem Pixel. **Abbildung 6.17 a)** zeigt dieses Amplitudenbild. Zum Vergleich zeigt **Abbildung 6.17 b)** das Amplitudenbild des komplexen Wellenfeldes in der Rekonstruktionsebene des Hologramms der ersten Messung, das mit der Wellenlänge  $\lambda_1$  aufgenommen wurde. Das Vorhandensein eines Doppelbildes in **Abbildung 6.17 a)** zeigt sich auch an der Breite des Peaks in dem Schnitt durch das Amplitudenbild (**c**). Dieser ist im Vergleich zum Peak im Schnitt

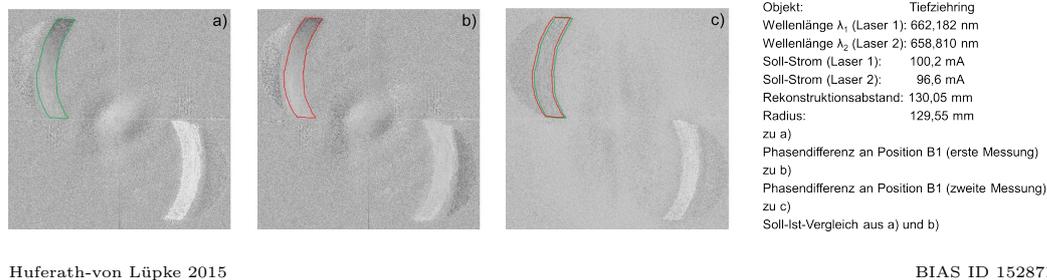


Abbildung 6.16: a) zeigt die Phasendifferenz aus der ersten Messung (Soll-Messung) und b) die zweite Messung (Ist-Messung). c) stellt den sich ergebenden Soll-Ist-Vergleich dar. Zur Verdeutlichung des vorhandenen Versatzes wurde in a) und b) die Kontur des Tiefziehringes nachgezogen und in c) eingefügt.

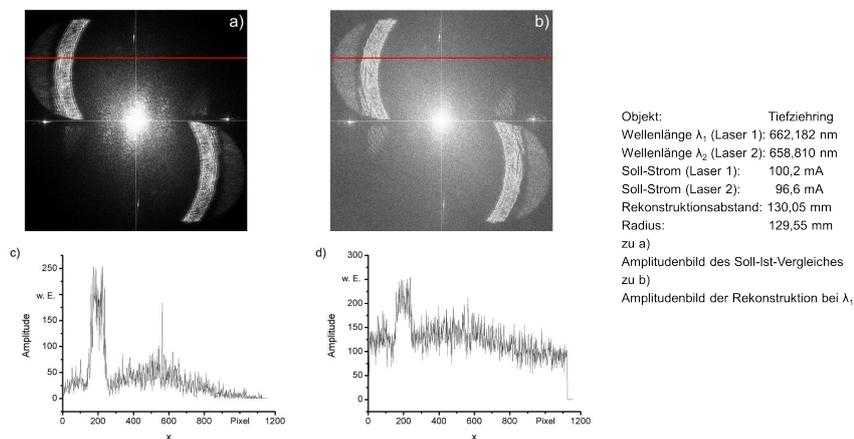
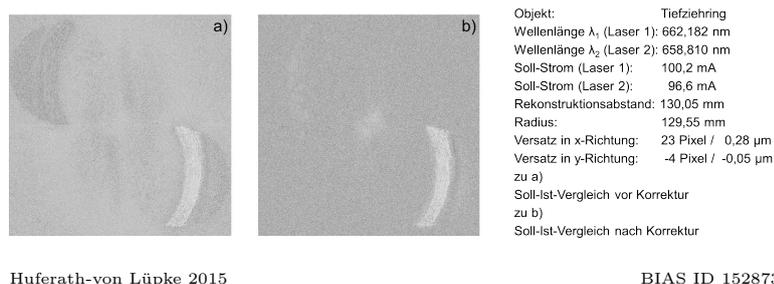


Abbildung 6.17: a) zeigt das Amplitudenbild des Soll-Ist-Vergleiches aus der **Abbildung 6.16**. b) zeigt das Amplitudenbild der Rekonstruktion des Hologramms der ersten Aufnahme aus der ersten Messung. c) und d) zeigen Schnitte entlang der x-Achse von a) bzw. b). Die rote Linie markiert die Position des Schnittes.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152873

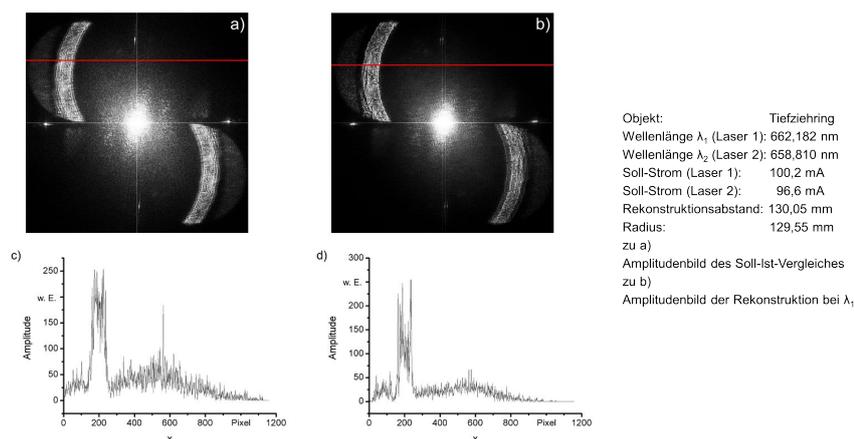
Abbildung 6.18: Dargestellt ist der Soll-Ist-Vergleich zwischen der ersten und zweiten Messung des Tiefziehringes a) vor und b) nach der Korrektur des Versatzes.

(d)) durch das Amplitudenbild in **Abbildung 6.17 b)** um  $17 \text{ Pixel} \pm 2 \text{ Pixel}$  breiter.

### Korrektur des Versatzes

Da bei dieser Messreihe der Versatz nicht bekannt ist, muss die Bestimmung des Versatzes durch einen Positionsvergleich von markanten Punkten auf dem Objekt erfolgen (siehe **Anhang E.3.2**). Für die beiden betrachteten Messungen ergibt sich für die Ist-Messung eine Verschiebung von 23 Pixel in x-Richtung und ein Versatz von -4 Pixel in y-Richtung zur Soll-Messung. Dies entspricht einem Versatz von  $0,28 \mu\text{m}$  in x- und  $-0,05 \mu\text{m}$  in y-Richtung. Für die Verschiebung der Position der Referenzwelle ergibt sich nach **Gleichung (6.3)** ein Winkel von  $0,12^\circ$  für die vertikale Verkipfung und ein Winkel von  $-0,02^\circ$  für die horizontale Verkipfung. Die Korrektur des Versatzes wird für diese Untersuchung, wie schon in **Abschnitt 6.4.1**, unter der Verwendung des Unterprogramms *Holography* des *Fringe Processors* durchgeführt. In **Abbildung 6.18** ist der Soll-Ist-Vergleich vor und nach der Korrektur des Versatzes dargestellt, wobei **Abbildung 6.18 a)** zur Illustrierung des Effektes der Korrektur den Soll-Ist-Vergleich aus **Abbildung 6.16 c)** zeigt. Für die Erzeugung des Soll-Ist-Vergleiches in **Abbildung 6.18 b)** wurde die Phasendifferenz der unveränderten ersten Messung und die entsprechend des ermittelten Versatzes korrigierte Phasendifferenz der zweiten Messung verwendet. Bei der Betrachtung von **Abbildung 6.18 b)** ist zu erkennen, dass die zusätzlichen Streifen im Bereich der nullten Beugungsordnung, die in **Abbildung 6.18 a)** zu sehen sind, nicht mehr vorhanden sind. Ebenso ist in dem Amplitudenbild des korrigierten Soll-Ist-Vergleiches in **Abbildung 6.19 b)** keine Dopplung des Tiefziehringes mehr sichtbar. Zum Vergleich zeigt **Abbildung 6.19 a)** das Amplitudenbild vor der Korrektur. Dieses zeigt, dass der Versatz nun kleiner als die Auflösungsgrenze ist und somit die Versatzkorrektur erfolgreich war. Die erfolgreiche Korrektur des Versatzes zeigt sich auch in den Schnitten durch die Amplitudenbilder in **Abbildung 6.19 c)** und **d)**. Vor der Korrektur war der Peak noch  $111 \text{ Pixel} \pm 1 \text{ Pixel}$  breit. Nach der Korrektur war dieser dann nur noch  $92 \text{ Pixel} \pm 1 \text{ Pixel}$  breit. Zum Vergleich, die Breite des Peaks im Amplitudenbild der Rekonstruktion des Hologramms der ersten Aufnahme beträgt  $94 \text{ Pixel} \pm 1 \text{ Pixel}$ .

Die Zwischenergebnisse zu den Messungen sind in **Anhang E.3.2** dargestellt. Ferner sind in **Anhang E.3.2** die Auswertungen von weiteren Messungen dieser Messreihe dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, dass das digital holografische Mikroskop nicht so repositioniert werden kann, dass der Versatz zwischen den Messungen unterhalb der Auflösungsgrenze liegt, der Versatz aber mithilfe von zu identifizierenden Punkten



Huferath-von Lüpke 2015

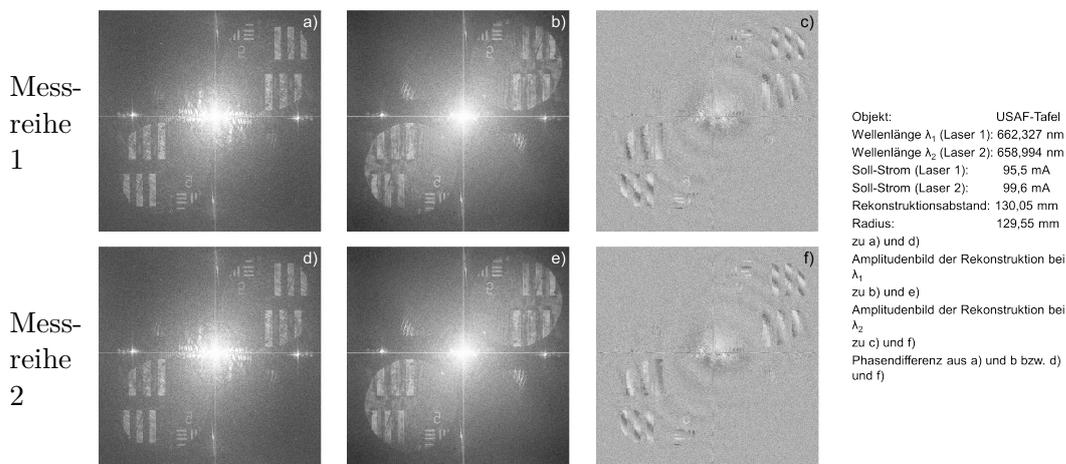
BIAS ID 152874

Abbildung 6.19: a) zeigt das Amplitudenbild des Soll-Ist-Vergleiches zwischen der ersten und der zweiten Messung vor der Korrektur und b) nach der Korrektur des Versatzes. In c) und d) sind horizontale Schnitte entlang der roten Linien in den Amplitudenbildern dargestellt.

auf dem Objekt korrigiert werden kann.

### 6.4.3 Repositionierung der x,y-Verschiebeeinheit

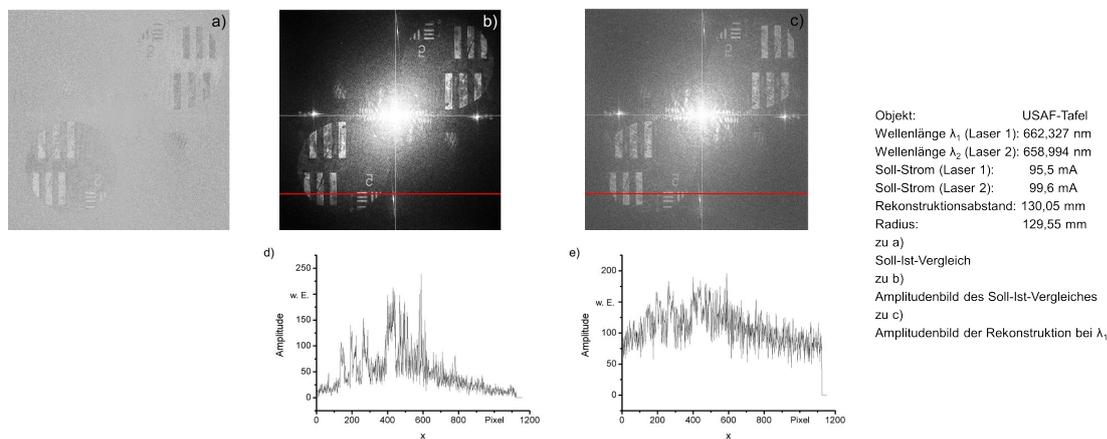
Für Messbedingungen, bei denen das digital holografische Mikroskop nach der Soll-Messung auf der x,y-Verschiebeeinheit verbleiben kann, ist die Repositioniergenauigkeit der x,y-Verschiebeeinheit untersucht worden. Hierfür wurde eine Messreihe mit fünf Messungen á 3 x 3 Einzelmessungen einer USAF-Tafel aufgenommen. Die Ansteuerung des Messsystems erfolgte mit dem Unterprogramm *HolographyXYStage* (siehe **Abschnitt 4.7**) des *FringeProcessors*. Als Schrittweite (*Step Size X* und *Y*) zwischen den Aufnahme Fenstern wurde 0,6 mm vorgegeben. Für die Messungen wurden zwei Diodenlaser (siehe **Abschnitt 4.3.1**) mit den Wellenlängen  $\lambda_1 = 662,327$  nm mit einem Soll-Strom von 95,5 mA und  $\lambda_2 = 658,994$  nm mit einem Soll-Strom von 99,6 mA verwendet. **Abbildung 6.20** zeigt exemplarisch für die Messreihe die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene der Start-Position des ersten und des zweiten Durchlaufs sowie die jeweiligen Phasendifferenzen. Um festzustellen, ob ein Versatz zwischen den Aufnahmen an der Start-Position von dem ersten und zweiten Durchlauf vorliegt, wurde ein Soll-Ist-Vergleich durchgeführt, wobei Hologramme der ersten Messung für die Soll-Messung herangezogen wurden und die der zweiten Messung für die Ist-Messung. **Abbildung 6.21 a)** zeigt den Soll-Ist-Vergleich. Es sind keine Streifen in der nullten Beugungsordnung zu erkennen. Ferner weist die plus erste Beugungsordnung (linker unterer Quadrant) keine zusätzlichen Streifen auf. Das in **Abbildung 6.21 b)** dargestellte Amplitudenbild des Soll-Ist-Vergleiches weist zudem kein Doppelbild auf. Dies bedeutet, dass kein Versatz, der oberhalb der lateralen Auflösungsgrenze des Messsystems liegt, zwischen den beiden Messungen stattgefunden hat. Zum Vergleich ist in **Abbildung 6.21 c)** das Amplitudenbild der ersten Messung, dessen Hologramm mit dem Diodenlaser 1 aufgenommen wurde, dargestellt. Auch wenn die Kurve des Schnittes durch das Amplitudenbild der ersten Messung (e)) deutlich ver-



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152877

Abbildung 6.20: Darstellung der Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene und Phasendifferenzen einer USAF-Tafel an der Start-Position einer Messreihe vor und nach dem Verfahren der x,y-Verschiebeeinheit.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152878

Abbildung 6.21: Dargestellt ist a) der Soll-Ist-Vergleich zwischen den Messungen aus **Abbildung 6.20**, b) das dazugehörige Amplitudenbild und c) zum Vergleich das Amplitudenbild der Rekonstruktion eines Hologramms der ersten Messreihe. d) und e) zeigen einen Schnitt entlang der x-Achse von b) und c). Der Verlauf des Schnittes ist durch die rote Linie gekennzeichnet.

rauschter ist als die des Schnittes durch das Amplitudenbild des Soll-Ist-Vergleiches, zeigt sich, dass die Peaks, die die Balken darstellen, im Rahmen der Messgenauigkeit gleich breit sind. Dies ist ebenfalls ein Beleg dafür, dass es zu keinem Versatz zwischen den beiden Start-Positionen gekommen ist.

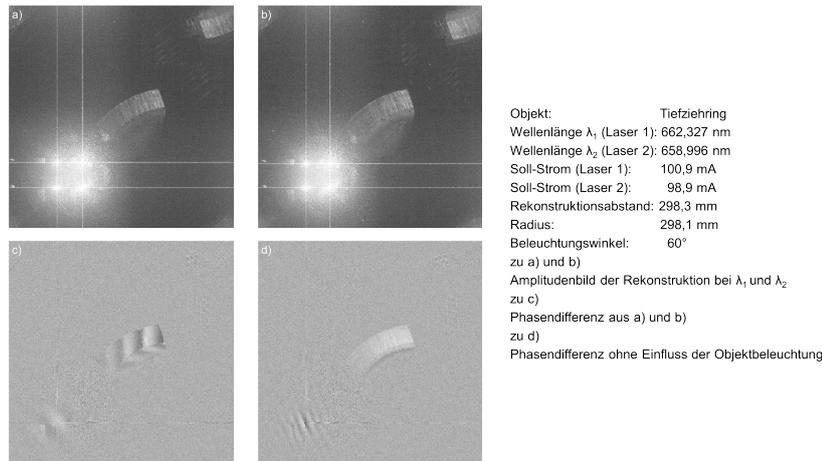
Die Zwischenergebnisse zu der Auswertung sowie die Auswertungen weiterer Messungen dieser Messreihe sind in **Anhang E.3.3** dargestellt. Anhand der Ergebnisse dieser Messreihe zeigt sich, dass die Repositioniergenauigkeit der x,y-Verschiebeeinheit hinreichend groß ist und bei der Versatzbetrachtung vernachlässigt werden kann.

## 6.5 Zusammenhang zwischen Beleuchtungsrichtungen und Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Auch wenn das Messsystem, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, nicht über die Möglichkeit verfügt, das Objekt aus mehreren Richtungen zu beleuchten, hier sei zu erwähnen, dass sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch den Einsatz von mehreren Beleuchtungsrichtungen verbessern lässt. Dies konnten *Falldorf et al.* [34] zeigen. Für die Untersuchung zu Auswirkungen von mehreren Beleuchtungsrichtungen auf die Phasendifferenz und somit auf den Soll-Ist-Vergleich wurde ein Messsystem verwendet, das dem für diese Arbeit entwickelten Messsystem sehr ähnlich ist. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Systemen ist ein motorisierter Rotationstisch, an dem die Objektbeleuchtung montiert ist. Das verwendete Messsystem ist im **Abschnitt 4.8.2** beschrieben.

Für die Messreihe wurden die Messungen wegen der Vergleichbarkeit an einem Tiefziehring des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs durchgeführt. Betrachtet wurde nur ein Teilbereich des Tiefziehringes, denn das Bildfeld des Objektivs von dem Messsystem ist kleiner als der Tiefziehring. Der Beleuchtungswinkel wurde in  $30^\circ$ -Schritten von  $60^\circ$  bis  $300^\circ$  geändert. Als Beleuchtungsquelle dienten die beiden Diodenlaser (siehe **Abschnitt 4.3.1**), wobei Diodenlaser 1 bei einer Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,327 \text{ nm}$  mit einem Soll-Strom von  $100,9 \text{ mA}$  betrieben wurde und Diodenlaser 2 bei einer Wellenlänge von  $\lambda_2 = 658,996 \text{ nm}$  mit einem Soll-Strom von  $98,9 \text{ mA}$ . Für die Referenzwelle beträgt der Abstand zwischen Quellpunkt und Kamera  $298,1 \text{ mm}$  und der Rekonstruktionsabstand beträgt  $d = 298,3 \text{ mm}$ . Neben der Messung des eigentlichen Objektes, hier der Tiefziehring, muss ein ebenes Referenzobjekt mit identischen Wellenlängen und Beleuchtungsrichtungen wie für das eigentliche Objekt aufgenommen werden. Dies ist notwendig, um den Einfluss der Objektbeleuchtung zu eliminieren (siehe **Abschnitt A.9.4**). Als Referenzobjekt wurde eine Aluminiumplatte verwendet.

**Abbildung 6.22 a)** und **b)** zeigen exemplarisch für die Messungen die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene der Hologramme, aufgenommen bei den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  bei einer Beleuchtungsrichtung von  $60^\circ$ . Ferner ist in **Abbildung 6.22 c)** die sich daraus ergebene Phasendifferenz  $\Delta\phi$  dargestellt. Wie oben beschrieben, muss, um die Phasendifferenzen  $\Delta\phi$  der einzelnen Beleuchtungsrichtungen addieren zu können, zunächst der Einfluss der Objektbeleuchtung der unterschiedlichen Beleuchtungsrichtungen eliminiert werden. **Abbildung 6.22 d)** zeigt die Phasendifferenz  $\Delta\phi_O$  ohne den Einfluss der Objektbeleuchtung. Nachdem der Einfluss der Objektbeleuchtung aus allen Phasendifferenzen eliminiert worden ist, wurden diese aufaddiert. In **Abbildung 6.23** sind



Huferath-von Lüpke 2015

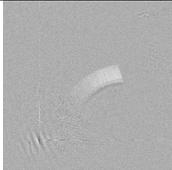
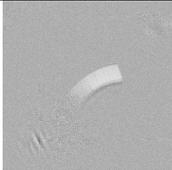
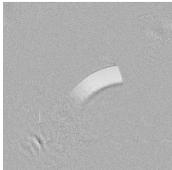
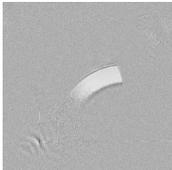
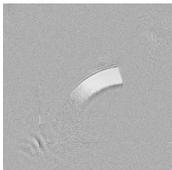
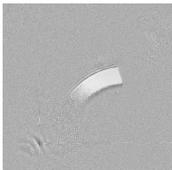
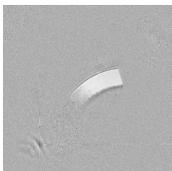
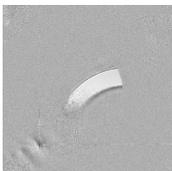
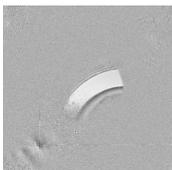
BIAS ID 152886

Abbildung 6.22: a) zeigt die Rekonstruktion von Hologramm 1 und b) die Rekonstruktion von Hologramm 2 bei  $60^\circ$ . c) zeigt die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  der Rekonstruktionen a) und b). In d) ist die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  der Rekonstruktionen a) und b) nach Abzug der Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}$  der Objektbeleuchtung dargestellt.

die schrittweise aufaddierten Phasendifferenzen dargestellt. Anhand dieser Darstellung zeigt sich, dass jedes Aufaddieren einer weiteren Phasendifferenz das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert, wie die Standardabweichung (siehe **Abbildung 6.23**,  $\sigma$ -Werte) belegt. Bei der Phasendifferenz zu Winkel  $60^\circ$  beträgt die Standardabweichung  $\sigma_1 = 1,00$  rad, wohingegen diese bei der Phasendifferenzsumme  $60^\circ$  bis  $300^\circ$   $\sigma_9 = 0,22$  rad beträgt. Dieses Ergebnis bezieht sich auf das spezifische Objekt und muss für ein anderes Objekt neu bewertet werden.

Die Zwischenergebnisse zu dieser Messreihe sind im **Anhang E.4** dargestellt. Im **Anhang E.4** ist ebenfalls die Auswertung des Referenzobjektes beschrieben.

6. Zusammenhang zwischen Beleuchtungsrichtungen und Signal-zu-Rausch-Verhältnis99

Winkel / °	Phasendifferenz	$\sigma$ / rad	Winkel / °	Phasendifferenz	$\sigma$ / rad
60		1,00	60 – 90		0,59
60 – 120		0,40	60 – 150		0,36
60 – 180		0,33	60 – 210		0,34
60 – 240		0,34	60 – 270		0,24
60 – 300		0,22			

Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152888

Abbildung 6.23: Dargestellt sind die schrittweise aufaddierten Phasendifferenzen der unterschiedlichen Beleuchtungsrichtungen sowie die sich zu den Phasendifferenzen ergebenden Standardabweichungen  $\sigma$ .



# Kapitel 7

## Software-Test

### 7.1 Einleitung

Für die Evaluierung der im Rahmen dieser Arbeit geschriebenen Auswertesoftware wurden unterschiedliche Softwaretests durchgeführt. Diese Tests werden in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben. Einige der Tests vergleichen die Ergebnisse der Auswertesoftware mit denen, die das Bildverarbeitungsprogramm *Fringe Processor* erzeugt und für andere wurde ein Testobjekt generiert, das bei der erfolgreichen Anwendung des Tests ein definiertes Ergebnis liefert.

### 7.2 Rekonstruktion

Im ersten Softwaretest wurde der Rekonstruktionsalgorithmus der Auswertesoftware geprüft. Für den Test wurden zwei Hologramme von einer USAF-Tafel, die bei den Wellenlängen  $\lambda_1 = 662,327 \text{ nm}$  und  $\lambda_2 = 658,994 \text{ nm}$  mittels der Diodenlaser aufgenommen wurden, rekonstruiert. Die Hologramme wurden sowohl mit dem Unterprogramm *Holography* des Bildverarbeitungsprogramm *Fringe Processor* als auch mit der Auswertesoftware rekonstruiert. Der Rekonstruktionsabstand  $d$  betrug bei beiden Auswertungen  $130,05 \text{ mm}$  und der Radius der Referenzwelle wurde bei beiden Rekonstruktionsansätzen mit  $129,55 \text{ mm}$  angenommen. Die auf diese Weise erzeugten komplexen Wellenfelder wurden mit dem Ergebnis des Algorithmus verglichen. **Abbildung 7.1 a)** und **b)** zeigen die zu erwartenden Amplitudenbilder in der Rekonstruktionsebene. Diese ergeben sich aus der Rekonstruktion mit dem Unterprogramm *Holography* des *Fringe Processors*. In **Abbildung 7.1 c)** und **d)** sind die Amplitudenbilder in der Rekonstruktionsebene dargestellt, die sich ergeben, wenn diese Hologramme mit dem Auswerteprogramm rekonstruiert werden (siehe **Abschnitt 5.2.2.1**). Der Vergleich der Amplitudenbilder zeigt, dass das Amplitudenbild des Objektes in der Rekonstruktionsebene bei beiden Rekonstruktionsprogrammen scharf abgebildet wird. Ferner ist die Position des Objektes für die jeweilige Wellenlänge identisch. Damit konnte gezeigt werden, dass der Rekonstruktionsalgorithmus in der Auswertesoftware ein korrektes Ergebnis liefert.

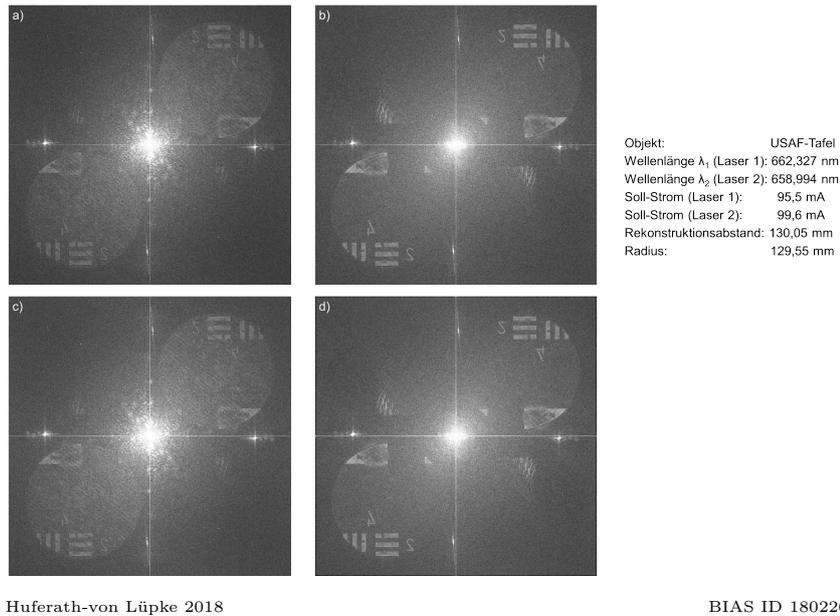


Abbildung 7.1: a) und b) zeigen die zu erwartenden Amplitudenbilder in der Rekonstruktionsebene der Hologramme. Diese ergeben sich aus der Rekonstruktion mit dem Unterprogramm *Holography* des Bildverarbeitungsprogramms *Fringe Processor*. c) und d) zeigen die Amplitudenbilder in der Rekonstruktionsebene, die sich ergeben, wenn die Hologramme mit dem Auswerteprogramm rekonstruiert werden.

### 7.3 Erzeugung der Phasendifferenz

Mit diesem Softwaretest wurde die Generierung der Phasendifferenz aus den rekonstruierten komplexen Wellenfeldern getestet. Hierfür wurden die in **Abschnitt 7.2** erzeugten komplexen Wellenfelder verwendet. Im ersten Schritt wurden die komplexen Wellenfelder, die mit dem Unterprogramm *Holography* des *Fringe Processors* rekonstruiert wurden, im *Fringe Processor* komplex konjugiert multipliziert. Die sich daraus ergebende Phasendifferenz ist in **Abbildung 7.2 a)** dargestellt. Diese Phasendifferenz bildet das zu erwartende Ergebnis ab. Das Ergebnis der komplex konjugiert Multiplikation der komplexen Wellenfelder mit der Auswertesoftware ist in **Abbildung 7.2 b)** dargestellt (siehe **Abschnitt 5.2.2.2**). Der Vergleich zeigt, dass die Phasendifferenzen der Wellenfelder bis auf einen Phasenoffset identisch sind. Der Phasenoffset zeigt sich deutlicher bei dem Test zur Eliminierung der Phasenrampe (siehe **Abschnitt 7.4**). Damit konnte gezeigt werden, dass der Algorithmus zur Erzeugung der Phasendifferenz in der Auswertesoftware ein korrektes Ergebnis liefert.

### 7.4 Eliminierung der Phasenrampe

Nachfolgend wurde das Herausrechnen einer möglichen Phasenrampe in dem komplexen Wellenfeld getestet, die sich nicht aus der Form des Objektes ergibt. Für den Test wurden die Phasendifferenzen aus **Abschnitt 7.3** verwendet. Im ersten Schritt wurde die zu erwartende Phasendifferenz ohne Phasenrampe mit dem *Fringe Processor* durch die komplex konjugierte Multiplikation der Phasendifferenz mit der zuvor ermittelten Phasenrampe erzeugt. Das Ergebnis ist in **Abbildung 7.3 a)**

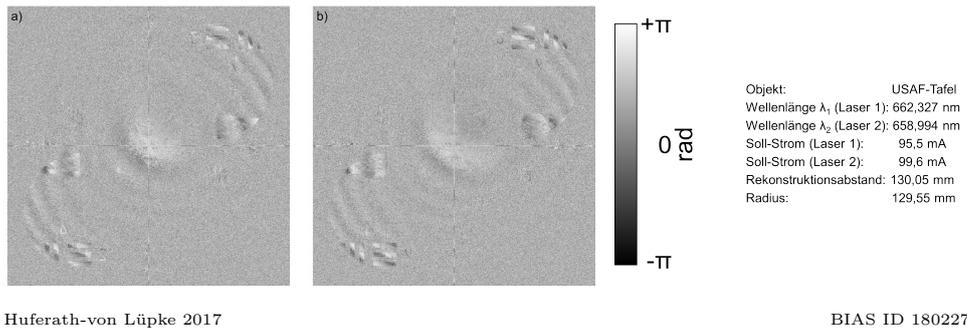


Abbildung 7.2: a) zeigt die zu erwartende Phasendifferenz, die sich aus den komplexen Wellenfeldern ergibt. Diese wurde mit dem Bildverarbeitungsprogramm *Fringe Processor* erzeugt. b) zeigt die Phasendifferenz, die sich aus den komplexen Wellenfeldern ergibt, die mit dem Auswerteprogramm erzeugt wurden.

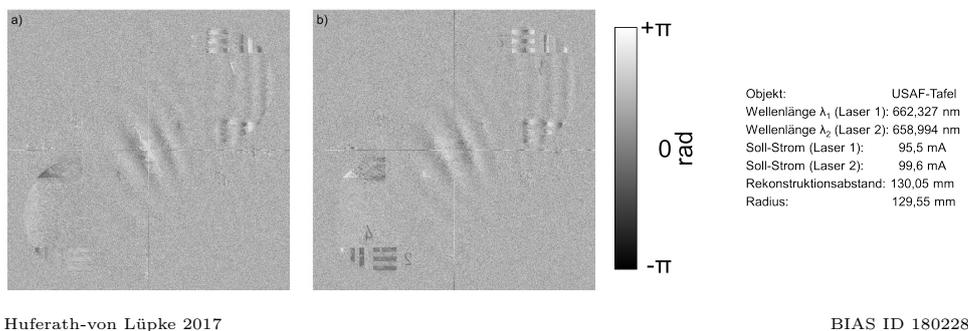


Abbildung 7.3: a) zeigt die zu erwartende Phasendifferenz ohne die Phasenrampe. Diese wurde mit dem Bildverarbeitungsprogramm *Fringe Processor* erzeugt. b) zeigt die Phasendifferenz ohne Phasenrampe, die mit dem Auswerteprogramm erzeugt wurde.

dargestellt. **Abbildung 7.3 b)** zeigt das Ergebnis der komplex konjugierten Multiplikation der Phasendifferenz mit derselben Phasenrampe, das sich aus der Auswertesoftware ergibt (siehe **Abschnitt 5.2.2.3**). Der Vergleich zeigt deutlicher als in **Abbildung 7.2** den Phasenoffset zwischen den beiden Phasendifferenzen. Dieser Phasenoffset beträgt  $\sim 1,29$  rad. Bis auf diesen Phasenoffset sind die Phasendifferenzen identisch. Daraus ergibt sich, dass die Tests zur Erzeugung der Phasendifferenz und zur Eliminierung der Phasenrampe aus der Phasendifferenz erfolgreich war. Da das komplexe Bild der Phasenrampe nicht mit der Auswertesoftware generiert wird, wurde dessen Erzeugung hier nicht getestet.

## 7.5 Zusammensetzen einer Matrix von komplexen Wellenfeldern

In einem weiteren Test wurde das Zusammensetzen einer Matrix von komplexen Wellenfeldern in der Rekonstruktionsebene geprüft. Das zu erwartende Ergebnis ist ein zusammengesetztes komplexes Bild, das dem Ursprungsbild entspricht, aus dem die Teilbilder generiert wurden. Es darf keine Dopplungen in der Struktur geben oder sonstige Effekte, die sich aus dem unsauberem Zusammensetzen zweier benachbarter Bilder ergeben. Es ist zu erwarten, dass sich der Überlappbereich im Amplitudenbild

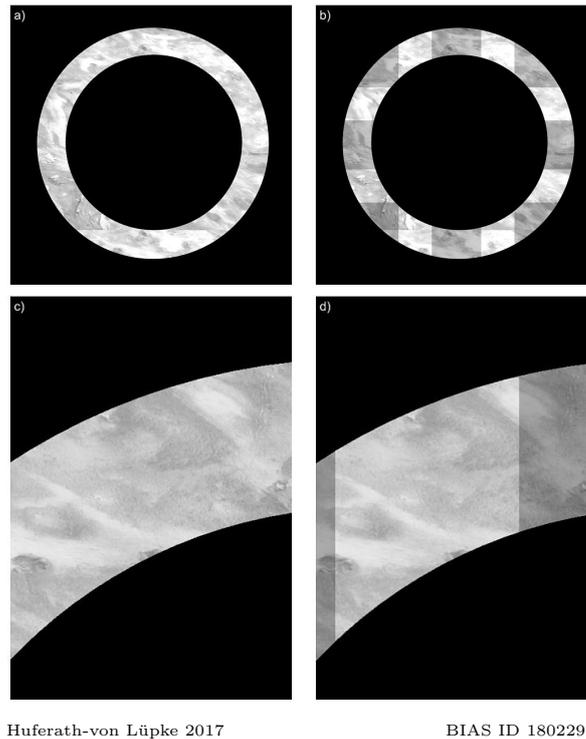


Abbildung 7.4: a) zeigt das Amplitudenbild des komplexen Originaltestbildes. b) zeigt das Amplitudenbild der zusammengesetzten komplexen Testbilder. c) und d) zeigen eine Vergrößerung desselben Bereiches aus a) bzw. b). Die helleren Bereiche in b) und d) entsprechen dem Überlappbereich.

in seinem Wert von dem Wert desselben Bereiches im originalen Bild unterscheidet. Dies ist der Addition der Werte der Teilbereiche geschuldet.

Für den Test wurde ein Datensatz aus  $3 \times 3$  komplexen Bildern erzeugt. Für die Erzeugung des Datensatzes wurde ein komplexes Bild generiert, das in neun Teilbilder zerlegt wurde. Die Abmessungen wurden so gewählt, dass diese dem Ergebnis nach der Sektorenwahl entsprechen (siehe **Abschnitt 5.2.2.4**). Um reale Bedingungen nachzubilden, wurde ein Überlappbereich berechnet. Dieser ergibt sich aus dem vorgegebenen Versatz von 0,6 mm zwischen den Einzelaufnahmen, dem für das Messsystem ermittelten Vergrößerungsfaktor von 14,835 und der Pixelgröße, die sich für die Rekonstruktionsebene des Messsystems ergibt, wenn sich das Objekt im Arbeitsabstand befindet. Damit umfasst der Bereich 294 Pixel, in dem sich benachbarte komplexe Bilder überlappen. Die komplexen Bilder wurden entsprechend zugeschnitten, damit sich benachbarte Bilder genau um diese Pixelzahl überlappen. Diese Testbilder wurden anschließend in den Algorithmus der Auswertesoftware geladen, sodass diese anstelle der originalen Bilder zusammengesetzt werden. Das Einbringen erfolgt aufgrund der Darstellungsform der Testbilder nach der Datenreduktion durch das Ausschneiden der plus ersten Beugungsordnung. **Abbildung 7.4 a)** zeigt das Amplitudenbild zu den komplexen Originaltestbildern und **Abbildung 7.4 b)** zeigt das Amplitudenbild der zusammengesetzten komplexen Testbilder (siehe **Abschnitt 5.2.2.4**). Der Vergleich der Amplitudenbilder des Originalbildes mit dem des zusammengesetzten Bildes zeigt, dass die Struktur bei beiden gleich ist. Es liegt bei dem zusammengesetzten Bild keine Dopplung vor, die zu erwarten wäre, wenn die Einzelbilder nicht dem Abstand des Versatzes zueinander entsprechend zu-

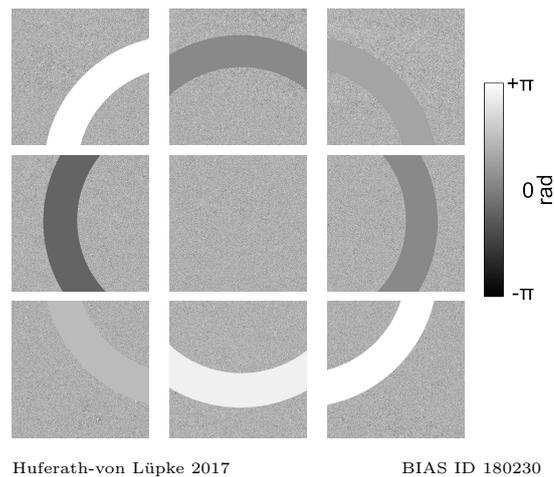


Abbildung 7.5: Gezeigt werden die Phasenbilder der Einzelaufnahmen, die anschließend zusammengefügt werden.

sammengesetzt worden wären. Dass kein Versatz zwischen den zusammengesetzten Bildern vorliegt, zeigt sich deutlicher, wenn ein Teilausschnitt, der einen Überlappbereich beinhaltet, betrachtet wird. Die **Abbildungen 7.4 c)** und **d)** zeigen einen entsprechenden Teilbereich aus den Amplitudenbildern des Originalbildes (**a**) bzw. des zusammengesetzten Bildes (**b**). In dem Teilausschnitt des zusammengesetzten Bildes ist ebenfalls keine Dopplung in der Struktur des Amplitudenbildes zu erkennen. Daraus ergibt sich, dass der Teil des Algorithmus, der für das Zusammensetzen der komplexen Wellenfelder zuständig ist, einwandfrei arbeitet.

## 7.6 Kompensation des Phasenversatzes der Einzelaufnahmen zueinander

Bei der Messung kann zwischen den benachbarten komplexen Wellenfeldern ein Phasenversatz auftreten. Ein solcher Phasenversatz kann zu Fehlinterpretationen des Ergebnisses führen, wenn dieser nicht kompensiert wird. Hier wurde getestet, ob der Algorithmus einen Phasenversatz kompensiert. Für den Test wurde der gleiche Testdatensatz verwendet, wie in **Abschnitt 7.5**. Die Phasen der einzelnen komplexen Bilder erhielten für den Test einen definierten Phasenoffset. Die Phasenwerte der neun komplexen Bilder sind:  $\pi$ ,  $\pi/2$ ,  $3\pi/4$ ,  $\pi/4$ ,  $\pi$ ,  $\pi/2$ ,  $\sim 0$ ,  $-\pi/4$  und  $\pi$ , wohingegen das originale komplexe Bild einen Phasenwert von  $\pi$  hat. Wie bereits im Test in **Abschnitt 7.5** wurde die Auswertesoftware mit einer Originalmessung gestartet und an der Stelle, wo die Sektorenausschnitte angelegt werden, wurden diese durch den Testdatensatz ersetzt. Da der Algorithmus so geschrieben wurde, dass der mittlere Phasenwert des ersten Phasenbildes als Startwert für die Kompensation verwendet wird, ist zu erwarten, dass die Phase des zusammengesetzten Phasenbildes  $\pi$  entspricht. Dies entspricht der Phase des originalen komplexen Bildes. **Abbildung 7.5** zeigt die Phasenbilder der neun Einzelbilder, deren oben beschriebener Phasenoffset in der Auswertesoftware kompensiert werden soll. In **Abbildung 7.6 a)** ist das Phasenbild des originalen komplexen Bildes gezeigt und **Abbildung 7.6 b)** das Phasenbild, das sich aus den neun in **Abbildung 7.5** dargestellten Phasenbildern nach

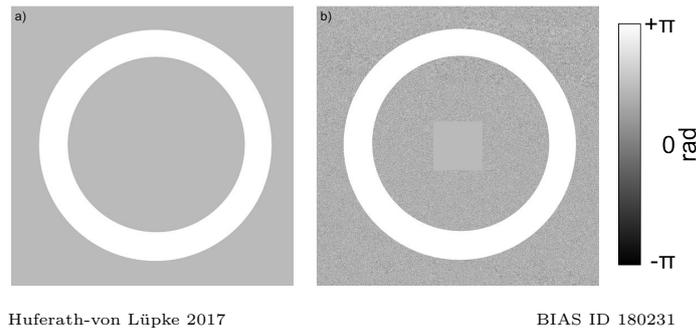


Abbildung 7.6: a) zeigt das Phasenbild zu den komplexen Originaltestbildern. b) zeigt das Phasenbild der zusammengesetzten komplexen Testbilder.

erfolgreicher Kompensation des Phasenoffsets ergibt (siehe **Abschnitt 5.2.2.4**).

## 7.7 Soll-Ist-Vergleich

Eine der Hauptfunktionen der Auswertesoftware ist Messungen von zwei verschiedenen Zuständen eines Objektes zu einem Soll-Ist-Vergleich zusammenzuführen. Nachfolgend wird der Test beschrieben, der prüft, ob die Auswertesoftware diese Aufgabe erfüllt. Für den Test wurde der Datensatz, der für den Test in **Abschnitt 7.5** verwendet wurde, mit drei „Fehlern“ versehen, in dem mittels einer Maske die Phasenwerte an dieser Stelle verändert wurde. Zunächst wurde der originale Testdatensatz ausgewertet. Die Auswertesoftware wurde hierfür mit einem Originaldatensatz gestartet und an der Stelle, wo die Sektorenausschnitte angelegt werden, wurden diese durch den Testdatensatz ersetzt. Dies wurde auch bei der anschließenden Ist-Auswertung so gehandhabt. Nach der Auswertung der Soll-Messung wurde in der Auswertesoftware der Punkt „*Current State*“ ausgewählt und der Ordner angegeben, in dem die zuvor erzeugten Einzelergebnisse des Soll-Zustandes gespeichert wurden. Die restlichen Punkte wurden genau wie bei der Auswertemethode „*Initial State*“ angegeben. Das Starten der Auswertesoftware führt dazu, dass der Datensatz zunächst für die Ist-Messung ausgewertet wird. Das sich ergebene Gesamtbild wird mit dem Gesamtbild der Soll-Messung komplex konjugiert multipliziert, sodass ein Gesamtbild entsteht in dem im Phasenbild nur an den Stellen etwas zu erkennen ist, an denen für den Ist-Zustand Änderungen vorgenommen wurden (siehe **Abschnitt 5.2.3.2**). **Abbildung 7.7** zeigt die Phasendifferenz des Gesamtbildes des Soll-Zustandes und des Ist-Zustandes sowie dem Soll-Ist-Vergleich für diese Gesamtbilder. In der Phasendifferenz des Ist-Testdatensatzes (**Abbildung 7.7 b**) ist zu sehen, dass die automatisierte Phasenversatzkorrektur durch die Fehlstelle nicht optimal funktioniert hat. Der Grund hierfür liegt in der flächigen Bestimmung des Mittelwertes des Überlappbereiches der beiden benachbarten Messungen. Der Mittelwert wird durch den eingebrachten Defekt leicht verfälscht, weswegen es zu dem Versatz kommt. Dieser Versatz zeigt sich auch im Soll-Ist-Vergleich. Dies hat einen Einfluss auf die Bestimmung der Höhe des Defektes. Sollte solch ein Defekt bei einem realen Datensatz auftreten, wäre die Auswertung mit der manuellen Phasenversatzkorrektur zu wiederholen, um den Bereich des Defektes aus der Mittelwertbestimmung zu eliminieren.

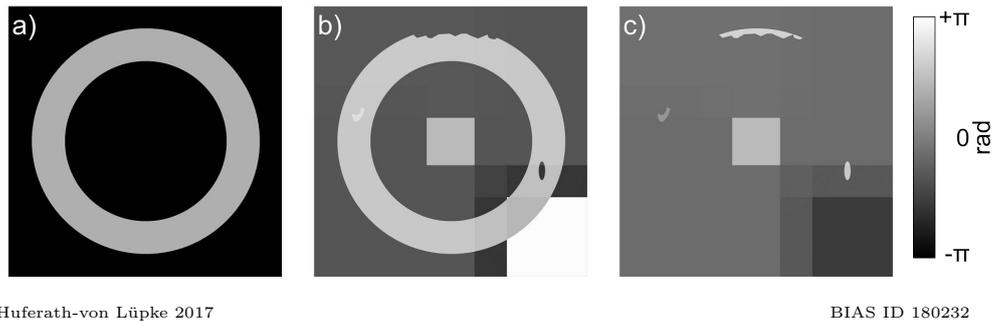


Abbildung 7.7: a) und b) zeigt jeweils die zusammengefügte Phasendifferenz, die sich für den Testdatensatz des Soll-Zustandes bzw. den Ist-Zustand ergibt. In c) ist der sich aus a) und b) ergebende Soll-Ist-Vergleich dargestellt.

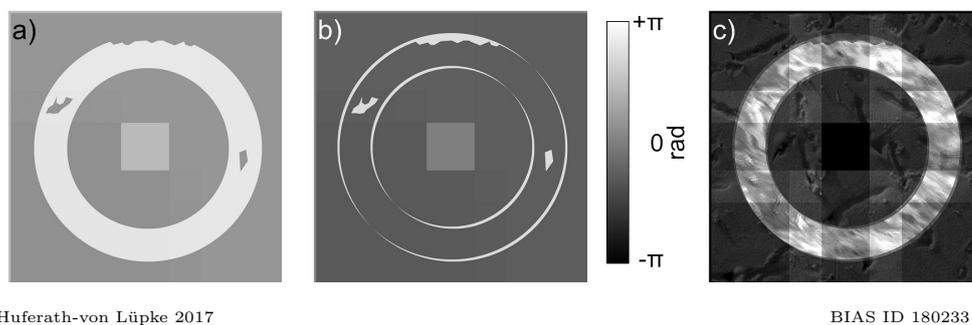


Abbildung 7.8: a) zeigt einen Testdatensatz für den Ist-Zustand, der im Vergleich zum Soll-Testdatensatz in **Abbildung 7.7 a)** um jeweils 20 Pixel in x- und y-Richtung verschoben wurde. In b) ist der sich aus dem Soll-Zustand (**Abbildung 7.7 a)**) und dem Ist-Zustand (a)) ergebende Soll-Ist-Vergleich dargestellt. c) zeigt das sich für den Soll-Ist-Vergleich ergebende Amplitudenbild.

## 7.8 Versatzkompensation beim Soll-Ist-Vergleich

Zwischen der Soll- und der Ist-Messung können, bedingt durch das Aus- und Einbauen des Messsystems, zu Versätzen in x- und y-Richtung auftreten. In der Auswertesoftware gibt es eine Funktion, die diesen Versatz kompensiert. Nachfolgend soll die Funktionsfähigkeit dieser Funktion getestet werden. Für diesen Test wurde der Testdatensatz für die Ist-Messung um 20 Pixel in x- und y-Richtung verschoben. Zunächst wurde der Soll-Ist-Vergleich wie in **Abschnitt 7.7** beschrieben durchgeführt. Das Ergebnis dieses Soll-Ist-Vergleiches ist in **Abbildung 7.8** dargestellt. **Abbildung 7.8** zeigt die zusammengefügte Phasendifferenz des Testdatensatzes für den Ist-Zustand (a)) sowie den Soll-Ist-Vergleich (b)) der sich ergibt, wenn keine Kompensation des Versatzes zwischen dem Soll- (siehe **Abschnitt 7.7 a)**) und dem Ist-Testdatensatz zueinander vorgenommen wurde. Wird der Soll-Ist-Vergleich aus **Abbildung 7.8 b)** mit dem aus **Abbildung 7.7 c)** verglichen, fällt auf, dass nicht nur die Bereiche, die von dem Soll-Zustand abweichen, klar erkennbar sind, sondern auch noch Bereiche außerhalb und innerhalb des Objektes herausstechen. Diese Bereiche entsprechen entweder dem Bereich des Objektes im Soll-Zustand, der nicht von dem Objekt im Ist-Zustand überlagert wird oder umgekehrt. Das heißt, an diesen Stellen ist das Objekt nur in einer der beiden Messungen vorhanden. Dies kann

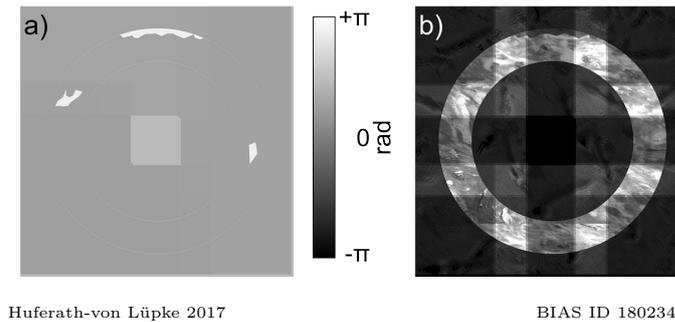


Abbildung 7.9: a) zeigt den sich aus dem Soll-Zustand (**Abbildung 7.7 a)**) und dem versatzkorrigierten Ist-Zustand ergebenden Soll-Ist-Vergleich. In b) ist das sich für diesen Soll-Ist-Vergleich ergebende Amplitudenbild dargestellt.

allerdings auch bedeuten, dass sich der Radius des Objektes verändert hat. Anhand des Amplitudenbildes (siehe **Abbildung 7.8 c)**) zeigt sich, dass ein Versatz vorliegen muss. Das Bild erscheint verwaschen und es sind keine klaren Strukturen zu erkennen. Das bedeutet, dass der Grund für die Abweichungen im Soll-Ist-Vergleich ein Versatz der beiden Zustände zueinander ist.

Damit ein Soll-Ist-Vergleich mit der Auswertesoftware möglich ist, wurde ein Programmteil eingebaut, der den oben beschriebenen Versatz automatisiert kompensiert. Für den Test dieses Programmteils wurde der in **Abbildung 7.8 a)** gezeigte Ist-Testdatensatz verwendet.

Die Kompensation des Versatzes erfolgt wie in **Abschnitt 5.2.3.1** beschrieben. Zunächst wurde der Mittelpunkt des Objektes in der Soll-Zustandsmessung ermittelt. Die Koordinaten des Mittelpunktes werden von der Auswertesoftware in einer Tabelle, die bei der Erzeugung des Soll-Ist-Vergleiches wieder eingelesen wird, gespeichert. Anschließend wurden die Koordinaten für den Ist-Zustand ermittelt. Aus den Koordinaten der Mittelpunkte der beiden Zustände wurde der Versatz errechnet und die Phasendifferenz des Ist-Zustandes entsprechend verschoben. Anschließend wurde, wie oben beschrieben, der Soll-Ist-Vergleich erzeugt. **Abbildung 7.9 a)** und **b)** zeigen den korrigierten Soll-Ist-Vergleich und das sich ergebende Amplitudenbild. Wird **Abbildung 7.9 a)** mit **Abbildung 7.8 b)** verglichen, zeigt sich, dass der Versatz vom Ist- zum Soll-Zustand, der in **Abbildung 7.8** eindeutig zu erkennen ist, behoben wurde. In **Abbildung 7.9** sind genau wie in **Abbildung 7.7**, wo kein Versatz zwischen Soll- und Ist-Zustand vorlag, nur die eingebrachten Defekte zu erkennen. Mit den in diesem Abschnitt gezeigten Testergebnissen konnte gezeigt werden, dass der betrachtete Programmteil zur Versatzkompensation erfolgreich getestet wurde.

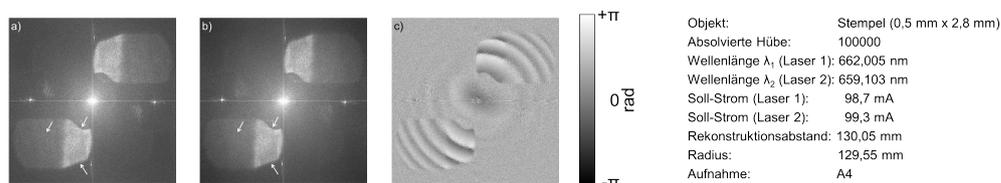
# Kapitel 8

## Soll-Ist-Vergleich zur Verschleißmessung

Für die Demonstration einer Verschleißmessung wurde der Stempel eines Drahtstauchversuches (siehe **Abschnitt 4.2**) als Objekt verwendet. Der gemessene Stempel war zum Zeitpunkt der ersten Messung bereits im Einsatz und hatte schon 100000 Hübe absolviert. Die Aufnahme erfolgte mit dem Unterprogramm *HolographyXYStage* des *Fringe Processors* (siehe **Abschnitt 4.7**). Für die vollständige Erfassung der Stempelfläche wurde eine 1 x 6-Matrix mit einem Versatz der Aufnahmen von 0,56 mm zueinander eingestellt. Die Messungen erfolgten mit zwei Diodenlasern (siehe **Abschnitt 4.3.1**). Die Wellenlänge des Diodenlasers 1 betrug  $\lambda_1 = 662,005$  nm bei einem Soll-Strom von 98,7 mA und die des Diodenlasers 2  $\lambda_2 = 659,103$  nm bei einem Soll-Strom von 99,3 mA. Der Sensorkopf musste für die Durchführung der Messungen um 180 Grad im Vergleich zu der **Abbildung 5.3** im **Abschnitt 5.1** gedreht werden.

### Betrachtung der Soll-Messung

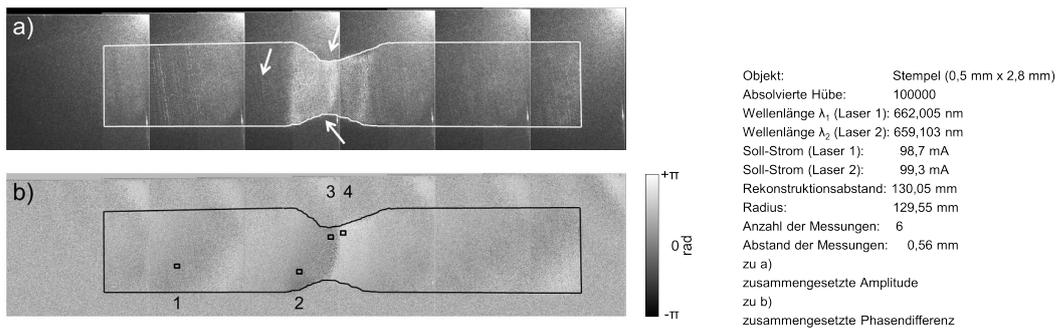
**Abbildung 8.1** zeigt exemplarisch für die Einzelaufnahmen je ein Amplitudenbild der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene für den Diodenlaser 1 und 2 sowie die sich daraus ergebene Phasendifferenz. Sowohl an den Amplitudenbildern als auch an der Phasendifferenz ist zu erkennen, dass der Stempel bei dieser Messung bereits Verschleißspuren aufweist. Dies ist deutlich an den Einkerbungen auf der rechten Seite, bezogen auf die plus erste Beugungsordnung (linker unterer



Huferath-von Lüpke 2016

BIAS ID 163143

Abbildung 8.1: a) und b) zeigen die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene von einer der Soll-Messungen aufgenommen bei den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ . In c) ist die sich aus den beiden Messungen ergebene Phasendifferenz dargestellt. Die Pfeile markieren einige Verschleißspuren.



Huferath-von Lüpke 2016

BIAS ID 163146

Abbildung 8.2: a) zeigt die zu einem Amplitudenbild zusammengeführten Amplitudenbilder, die sich für die Phasendifferenzen ergeben, und b) zeigt die sich ergebenden Phasendifferenzen. Die Pfeile markieren einige Verschleißspuren.

Tabelle 8.1: Dargestellt sind die vom Auswerteprogramm berechneten Werte, die im Rahmen der Auswertung in einer Textdatei gespeichert werden.

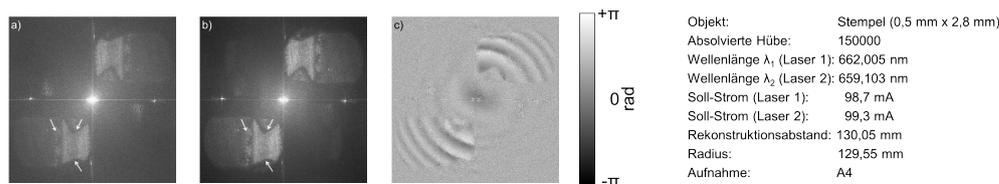
Anzahl der Pixel in x-Richtung	4439 Pixel
Anzahl der Pixel in y-Richtung	1024 Pixel
Pixelgröße in x-Richtung	0,818 $\mu\text{m}$
Pixelgröße in y-Richtung	0,818 $\mu\text{m}$
Maximale Höhe	76,23 $\mu\text{m}$
Höhendifferenz zweier Graustufen	0,30 $\mu\text{m}$

Quadrant), zu erkennen, die sich sowohl an der vorderen und hinteren Kante des Stempels abzeichnen. Ferner ist deutlich an der veränderten Struktur der Oberfläche zu erkennen, dass es auch dort zu Verschleiß gekommen ist. **Abbildung 8.2** zeigt den zusammengesetzten Stempel, wobei **Abbildung 8.2 a)** das Amplitudenbild und **b)** die Phasendifferenz der ersten Beugungsordnung in der Rekonstruktionsebene darstellt<sup>1</sup>. Das Zusammenfügen der Einzelmessungen erfolgte mit der in **Abschnitt 5.2** beschriebenen Auswertesoftware. Sowohl im Amplitudenbild als auch in der Phasendifferenz sind in der Mitte des Stempels an den Kanten deutliche Spuren von Bearbeitung zu erkennen. Auch auf der Oberfläche sind Riefen zu erkennen (vornehmlich aus der linken Seite des Stempels).

Die sich für diese Messung ergebenden Werte der Gesamtgröße des Ausschnittes, der Pixelgröße in der Rekonstruktionsebene, der maximalen Höhe für den Bereich von  $-\pi$  bis  $\pi$  sowie der Höhendifferenz zweier Grauwerte<sup>2</sup> sind in **Tabelle 8.1** dargestellt. Das Zählen der Pixel im Amplitudenbild ergibt, dass der Stempel  $3426 \text{ Pixel} \pm 1 \text{ Pixel}$  x  $606 \text{ Pixel} \pm 1 \text{ Pixel}$  groß ist. Auf Basis der in **Tabelle 8.1** genannten Pixelgröße ergibt sich daraus eine Größe von  $2,802 \text{ mm} \pm 0,001 \text{ mm}$  x  $0,496 \text{ mm} \pm 0,001 \text{ mm}$ . Diese Werte stimmen gut mit den in **Abschnitt 4.2** angegebenen Werten des Stempels

<sup>1</sup>Für die Darstellung wurde das im *Fringe Processor*-Format gespeicherte komplexe Wellenfeld der ersten Beugungsordnung in die Komponenten Amplitude und Phase zerlegt. Es wurde darauf verzichtet die Ausgabe der Auswertesoftware zu zeigen, da diese nur die Phasendifferenz zeigt, die die gewünschten Höheninformationen liefert und somit für die Aussage zu einem Objekt, vor allem im Soll-Ist-Vergleich die relevante Darstellung ist.

<sup>2</sup>Bezogen auf 256 Grauwerte, dieser Wert kann bei einer anderen Anzahl von Grauwerten einem anderen Wert entsprechen.



Huferath-von Lüpke 2016

BIAS ID 163144

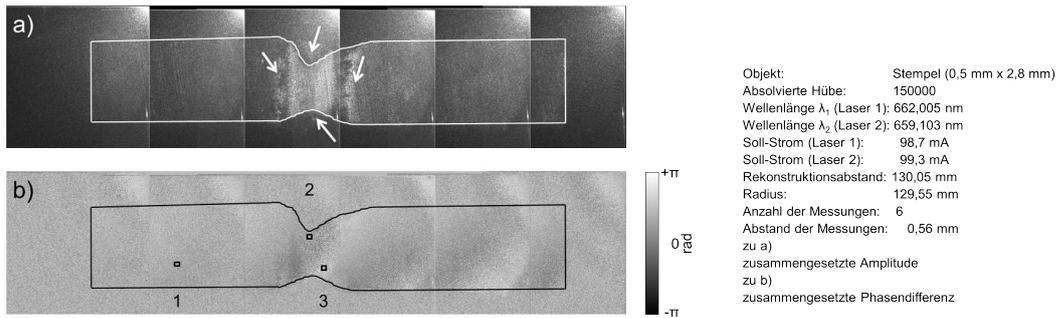
Abbildung 8.3: a) und b) zeigen die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene von einer Ist-Messung aufgenommen bei den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ . In c) ist die sich aus den beiden Messungen ergebene Phasendifferenz dargestellt. Die Pfeile markieren einige Verschleißspuren.

überein. An der schmalsten Stelle ist der Stempel bei dieser Messung  $366 \text{ Pixel} \pm 1 \text{ Pixel}$  breit, das entspricht  $0,299 \text{ mm} \pm 0,001 \text{ mm}$ . Um Höheninformationen über den Stempel zu erhalten, werden in **Abbildung 8.2 b)** zunächst die Grauwerte an unterschiedlichen Stellen auf dem Stempel durch Mittelwertbildung bestimmt. Für die Fläche, die vom Verschleiß nicht betroffen ist (Box 1), ergibt sich ein Grauwert von 174. Multipliziert mit der Höhenauflösung entspricht dies einer Höhe von  $52,2 \mu\text{m}$ . Für die restlichen Höhenbestimmungen wird diese Fläche als Referenz angenommen. Für Bereiche, innerhalb den Verschleiß auftritt, ergeben sich Grauwerte von 158 (Box 2), 128 (Box 3) sowie 212 (Box 4), dies entspricht einer Höhe von  $47,4 \mu\text{m}$ ,  $38,4 \mu\text{m}$  bzw.  $63,6 \mu\text{m}$ . Die Höhendifferenz zwischen Referenzfläche und diesen Bereichen beträgt  $-4,8 \mu\text{m}$ ,  $-13,8 \mu\text{m}$  bzw.  $11,4 \mu\text{m}$ . Es wird angenommen, dass die Werte, die dunkler sind als die „Referenzfläche“, tiefer liegen als die „Referenzfläche“ und die helleren Bereiche höher<sup>3</sup>. In **Abbildung 8.2** liegen der „dunklere“ Bereich direkt neben den „helleren“. Da trotz des Verschleißes nicht zu erwarten ist, dass der Stempel an dieser Stelle eine Höhenänderung von einem Pixel zum nächsten von mehr als  $2\pi$  hat, kann angenommen werden, dass bei diesem Phasensprung der „hellere“ Bereich noch tiefer liegt als der „dunklere“. Für eine Verifizierung dieser Annahme müsste der Phasenwert der Referenzfläche auf den Wert  $+\pi$  korrigiert werden. Wenn der Verlauf der Phasenwerte keinen Sprung aufweist, liegt der hier „hellere“ Bereich tatsächlich unter dem hier „dunkleren“. Dies ist wegen der Durchführung eines Soll-Ist-Vergleiches nicht notwendig.

### Betrachtung der Ist-Messung

Nach der Soll-Messung wurde das Messsystem ausgebaut. Nachdem 50000 Hüben mit dem Stempel absolviert wurde, wurde es wieder eingesetzt und der Stempel erneut gemessen. Die Messbedingungen zwischen der Soll-Messung und dieser Ist-Messung konnten konstant gehalten werden. Ferner war es möglich, die gleiche Stopp-Position mit der MUM anzufahren, wie bei der Soll-Messung des Stempels. **Abbildung 8.3** zeigt die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene für die beiden Diodenlaser, dargestellt ist der gleiche Ausschnitt wie in **Abbildung 8.1**. Ferner ist die Phasendifferenz, die sich aus den beiden komplexen Wellenfeldern ergibt, gezeigt. Sowohl in den Amplitudenbildern als auch in der Phasendifferenz ist zu erkennen, dass der Verschleiß deutlich zugenommen hat.

<sup>3</sup>Bedingt durch das Aufnahmeverfahren kann dies auch genau umgekehrt sein.



Huferath-von Lüpke 2016

BIAS ID 163147

Abbildung 8.4: a) zeigt die zu einem Amplitudenbild zusammengeführten Amplitudenbilder, die sich für die Phasendifferenzen ergeben, und b) zeigt die sich ergebenden Phasendifferenzen. Die Pfeile markieren einige Verschleißspuren.

Die Einkerbung an der hinteren Kante des Stempels hat sich deutlich vertieft. Des Weiteren ist eine fortschreitende Veränderung der Oberfläche des Stempels an der Position, an welcher der Draht umgeformt wird, zu erkennen. **Abbildung 8.4** zeigt den zusammengesetzten Stempel, wobei **Abbildung 8.4 a)** das Amplitudenbild und **b)** die Phasendifferenz der ersten Beugungsordnung in der Rekonstruktionsebene darstellt<sup>1</sup>. Sowohl im Amplitudenbild als auch in der Phasendifferenz ist zu erkennen, dass sich der Verschleiß in der Mitte des Stempels im Vergleich zu der Soll-Messung verstärkt hat. Die Riefen auf der Oberfläche, die auch schon in **Abbildung 8.2** sichtbar waren, haben sich nicht verändert. Die in **Tabelle 8.1** angegebenen Werte treffen ebenfalls auf diese Messung zu, da sich weder der Abstand zwischen Stempel und Objektiv geändert hat noch die Wellenlängen. Aus diesem Grund wurde auf die erneute Größenbestimmung des Stempels verzichtet. Der Bereich, der in der ersten Messung als Taille im Stempel zu erkennen ist, ist nach 50000 Hüben an dieser Stelle nur noch  $305 \text{ Pixel} \pm 1 \text{ Pixel}$  breit, dies entspricht  $0,249 \text{ mm} \pm 0,001 \text{ mm}$ . Wie bei der Soll-Messung zuvor, wurden unterschiedliche Bereiche auf dem Objekt für die Höhenbestimmung ausgewählt. Für die Fläche, die nicht vom Verschleiß betroffen ist (Box 1), ergibt sich ein Grauwert von 170, dies entspricht einer Höhe von  $51 \mu\text{m}$ . Diese Fläche wird für die restlichen Höhenbestimmungen als Referenz angenommen. Für die Bereiche, die Verschleiß ausgesetzt waren, ergeben sich Grauwerte von 133 (Box 2) bzw. von 201 (Box 3), dies entspricht einer Höhe von  $39,9 \mu\text{m}$  bzw.  $60,3 \mu\text{m}$ . Die Höhendifferenz zwischen Referenzfläche und diesem Bereich beträgt  $-11,1 \mu\text{m}$  bzw.  $9,3 \mu\text{m}$ . Auch hier wurde angenommen, dass die Bereiche, die dunkler sind als die Referenzfläche, tiefer liegen und die, die heller sind, höher liegen.

## Soll-Ist-Vergleich

Mit den beiden oben beschriebenen Zuständen des Stempels wird im nächsten Schritt ein Soll-Ist-Vergleich durchgeführt. **Abbildung 8.5** zeigt den sich aus der Soll-Messung (**Abbildung 8.1**) und der Ist-Messung (**Abbildung 8.3**) ergebenden Soll-Ist-Vergleich. Für die Generierung des Soll-Ist-Vergleiches wurde das komplexe Wellenfeld des Ist-Zustandes komplex konjugiert und anschließend mit dem des

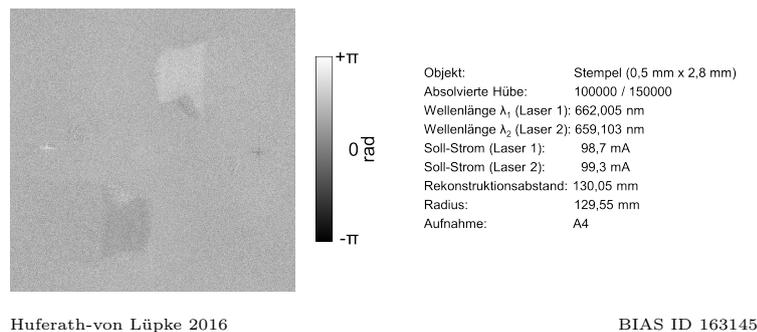


Abbildung 8.5: Dargestellt ist der Soll-Ist-Vergleich, der sich aus der Soll-Messung (**Abbildung 8.1 c**) und der Ist-Messung (**Abbildung 8.3 c**) ergibt.

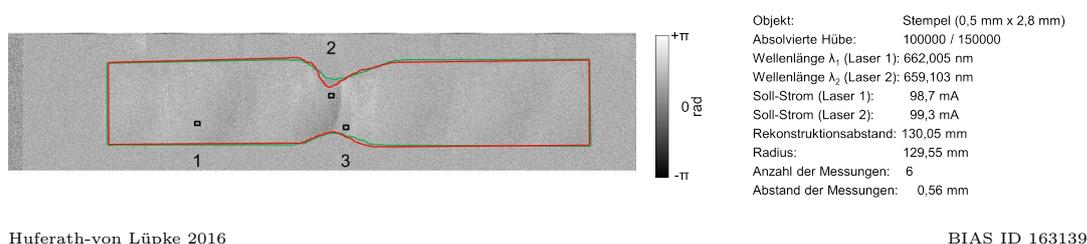


Abbildung 8.6: Dargestellt ist der Soll-Ist-Vergleich, der sich aus der Soll-Messung (**Abbildung 8.2**) und der Ist-Messung (**Abbildung 8.4**) ergibt. Die grüne Box spiegelt die Form des Soll- und die rote Box die Form des Ist-Zustandes wider.

Soll-Zustandes multipliziert. Anhand des Soll-Ist-Vergleiches<sup>4</sup> ist zu erkennen, dass der linke Bereich des Stempelausschnittes, der während des Umformprozesses keinen Kontakt mit dem Draht hatte, kaum zu erkennen ist. Dies bedeutet, dass an dieser Stelle kein Verschleiß aufgetreten ist. Der rechte Bereich des Stempelausschnittes, der mit dem Draht in Kontakt gekommen war, ist hingegen deutlich sichtbar. Das bedeutet, dass an dieser Stelle ein Verschleiß aufgetreten ist. Der helle Bereich entspricht dem Teil, der bei der Soll-Messung noch existent war, also noch nicht abgetragen wurde, aber bei dem Ist-Zustand nicht mehr existent ist. Der dunkle Bereich hingegen entspricht dem Bereich, der bei beiden Zuständen vorhanden ist, sich aber bedingt durch den Draht induzierten Verschleiß verändert hat.

**Abbildung 8.6** zeigt den Soll-Ist-Vergleich, der sich für die zusammengesetzten Messungen ergibt<sup>5</sup>. Zur Veranschaulichung der Position des Stempels in dem Soll-Ist-Vergleich wurden die Lage der Phasendifferenz der Soll- (grüne Box) und der Ist-Messung (rote Box) eingezeichnet. Anhand dieses Soll-Ist-Vergleiches ist zu sehen, dass die Außenbereiche, die nicht im direkten Kontakt mit dem Draht standen, keinen Verschleiß aufweisen. In diesen Bereichen ist kein Unterschied zum Phasensrauschen im Bereich außerhalb des Stempels zu erkennen. Der Bereich in der Mitte des Stempels hingegen war Veränderungen durch Verschleiß ausgesetzt. Dieser Bereich unterscheidet sich klar von denen im Außenbereich. Wird der Grauwert im Außenbereich, also in dem Bereich, der nicht vom Verschleiß betroffen war, betrach-

<sup>4</sup>Zu betrachten ist die plus erste Beugungsordnung, die sich im unteren linken Quadranten befindet.

<sup>5</sup>Aus Gründen der einheitlichen Darstellung wurde hier die Darstellung der Phasendifferenz aus der *Fringe Processor*-Datei gewählt.

tet, ergibt sich ein Wert vom 177 (Box 1), dies entspricht einer Höhe von  $53,1 \mu\text{m}$ . Dieser Wert wird als Referenzwert angenommen. Für zwei ausgewählte Bereiche in der Verschleißzone ergeben sich die Grauwerte 183 (Box 2) bzw. 170 (Box 3), dies entspricht einer Höhe von  $54,9 \mu\text{m}$  bzw.  $51 \mu\text{m}$ . Bezogen auf die „Referenzfläche“ liegt eine Höhendifferenz von  $1,8 \mu\text{m}$  bzw.  $-2,1 \mu\text{m}$  vor. Dies entspricht der durchschnittlichen Abweichung der Ist-Messung von der Soll-Messung an den mit Boxen markierten Flächen.

# Kapitel 9

## Einordnung des Messsystems in den Stand der Forschung

In **Abschnitt 2.1.4.7** wurde die digitale Holografie als eine adäquate Methode zur Erfassung von Verschleiß vorgestellt. Mit ihr kann u. a. die 3D-Form eines Objektes mit nur einer Aufnahme erfasst werden, dies bieten die anderen in **Kapitel 2** vorgestellten Methoden nicht. Ferner ist die Holografie eine von wenigen Methoden, die einen direkten Vergleich zweier Zustände eines Objektes ermöglicht. Nachfolgend soll das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messsystem in den Stand der Forschung eingeordnet werden.

Bei dem Messsystem handelt es sich um einen holografischen Aufbau mit Mikroskopobjektiv, durch welches die laterale Auflösung des Messsystems erhöht wird. Das Messsystem gliedert sich, bezogen auf die laterale Auflösung, in die Gruppe der Messsysteme ein, die ihre Messdaten mittels CCD-/CMOS-Sensor erfassen und ggf. eine Optik vor dem Sensor montiert haben und somit abhängig von der Pixelgröße bzw. von der Auflösung des optischen Systems sind. Dies trifft auf die meisten optischen Messtechniken zu. Die im Rahmen dieser Arbeit erreichte laterale Auflösung von  $\sim 3 \mu\text{m}$  (siehe **Abschnitt 6.3.1**) kann durch die Wahl eines Objektivs mit einer größeren numerischen Apertur oder einem größeren Vergrößerungsfaktor verbessert werden. Je nach Objektgröße kann das jedoch bedeuten, dass mehrere Aufnahmen von dem Objekt gemacht werden müssen, um es vollständig zu erfassen. Die taktilen Methoden können meist durch die geeignete Wahl des Tasters eine höhere laterale Auflösung erreichen (siehe z. B. **Abschnitt 2.1.3.1**).

Durch das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Mikroskopobjektiv können Objekte, die größer sind als  $0,88 \text{ mm} \times 0,66 \text{ mm}$ , mit einer Messung nicht vollständig erfasst werden, da diese größer sind als dessen Bildgröße. Damit diese Objekte vollständig erfasst werden können, müssen unterschiedliche Teilaufnahmen von den Objekten gemacht werden. Um dies zu realisieren, wurde das Messsystem mit einer x,y-Verschiebeeinheit kombiniert. Dies bedeutet, dass das Messsystem als scannende Methode eingestuft werden müsste. Damit unterliegt das System ebenfalls den in **Kapitel 2** beschriebenen Nachteilen von scannenden Methoden, wie beispielsweise dem Auftreten von einem Versatz zwischen den Einzelmessungen, wenn Umgebungsschwingungen auftreten. Da das Messsystem die 3D-Form des betrachteten Teilausschnittes des Objektes flächig erfassen kann, kann ein Versatz nur zwischen den einzelnen Positionen der Messung auftreten. Liegt ein Überlappungsbereich zwischen den Einzelmessungen vor, kann ein Versatz zwischen den benachbarten Mes-

sungen sowohl in x- und y-Richtung als auch in z-Richtung kompensiert werden (siehe **Abschnitt 2.4**). Damit können die Einzelaufnahmen des Objektes zu einer Gesamtaufnahme ohne Versatz zusammenzufügen. Wodurch das Messsystem trotz des Scannens als nicht scannendes Messsystem eingeordnet werden kann. Durch die Versatzkompensation ist es auch so robust, dass es in einer industriellen Umgebung eingesetzt zu werden kann.

Die meisten Objekte, die mit dem Messsystem gemessen werden sollen, gelten als optisch rau. Aus diesem Grund ist es notwendig mit zwei Wellenlängen zu messen, aus denen eine geeignete synthetische Wellenlänge, die die Größenordnung der zu messenden Höhe hat, generiert werden kann (siehe **Abschnitt 2.2.3**). Das Messsystem wurde so konstruiert, dass die beiden Wellenlängen nacheinander verwendet werden. Dies bedeutet, dass jeweils zwei Aufnahmen von dem Objekt gemacht werden müssen, um seine 3D-Form zu erfassen. Dies ist im Vergleich zu allen im **Kapitel 2** beschriebenen Methoden die geringste Anzahl von Messungen. Damit das Messsystem noch robuster wird, wären die in dieser Arbeit verwendeten LYNX<sup>TM</sup> Diodenlaser durch einen Pulslaser mit breitem Spektrum zu ersetzen, mit dem beide zu verwendenden Wellenlängen gleichzeitig erzeugt werden können (siehe **Abschnitt 2.1.4.7**). Die Arbeitsumgebung, in der sich die Mikroumformmaschine (MUM) befindet, weist keine so hohen Schwingungen auf, dass die Messung mit den verwendeten Diodenlasern gestört wird. Unter den gegebenen Messbedingungen würden neben der Holografie auch die Shearografie (siehe **Abschnitt 2.1.4.5**) sowie die Phasen-Rekonstruktions-Verfahren (siehe **Abschnitt 2.1.4.6**) mit der jeweiligen kleinstmöglichen Anzahl von notwendigen Messungen gute Ergebnisse liefern. Ausgehend von der Anzahl der benötigten Messungen ist die digitale Holografie die geeignetste Methode unter den in **Kapitel 2** beschriebenen Methoden für ein Messsystem, auch im Hinblick darauf, dass die zwei Wellenlängen gleichzeitig mit einem Laserpuls erzeugt werden können. Die Auflösung in z-Richtung, also die Höhenauflösung, ist von der Wahl der zwei Wellenlängen abhängig, da diese mit  $\lambda/10$ , wobei  $\lambda$  hier der synthetischen Wellenlänge  $\Lambda$  entspricht, gleichgesetzt wird (siehe **Abschnitt 6.1.3**). Die in dieser Arbeit eingesetzten Diodenlaser wurden so eingestellt, dass diese eine Wellenlängendifferenz von  $\sim 3$  nm zueinander haben, für die sich eine synthetische Wellenlänge von  $\Lambda = 145 \mu\text{m}$  ergibt. Damit beträgt die Höhenauflösung  $14,5 \mu\text{m}$ . Dies ist im Vergleich zu den scannenden Methoden (sowohl die optischen als auch die taktilen) eine eher schlechte Auflösung. Diese kann durch eine andere Wellenlängendifferenz sowie einen anderen Wellenlängenbereich den Erfordernissen angepasst werden und ist damit deutlich flexibler als die anderen Methoden. Dies konnte in **Abschnitt 6.1.3** gezeigt werden. Hier wurde mit einer Wellenlängendifferenz von 9 nm eine synthetische Wellenlänge von  $\sim 38 \mu\text{m}$  und somit eine Höhenauflösung von  $\sim 4 \mu\text{m}$  gearbeitet. Die Differenz kann jedoch nicht beliebig vergrößert werden [42]. Damit weist ein Messsystem, das auf der digitalen Holografie basiert und mehr als eine Wellenlänge benötigt, eine schlechtere Höhenauflösung auf, als Messsysteme, die scannend sind oder flächig mit nur einer Wellenlänge messen. Für Letztere gilt ebenfalls  $\lambda/10$ , wobei hier  $\lambda$  einer Wellenlänge im Nanometerbereich entspricht. Für die meisten Messaufgaben ist die Höhenauflösung, die mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Messsystem durch das Anpassen der synthetischen Wellenlänge erreicht werden kann, ausreichend.

Das Ziel, mit dem das Messsystem entwickelt wurde, ist die Erfassung von Verschleiß an Objekten mittels eines Soll-Ist-Vergleiches. Hierfür wurde der Ansatz der komparativen digitalen Holografie gewählt. Um nicht mit zwei unterschiedlichen

Messsystemen, eines für die Soll- und eines für die Ist-Messungen, arbeiten oder dem Messaufbau umzubauen zu müssen, wurde der Vergleich mittels Software realisiert. Die Generierung des Vergleiches wird wie folgt durchgeführt: Zunächst wird der Soll-Zustand des Objektes erfasst und ausgewertet. Nach dem sich das Objekt im Einsatz befunden hat, wird der Ist-Zustand erfasst. Bei dieser Auswertung wird sowohl der Ist-Zustand ausgewertet als auch der Soll-Ist-Vergleich durchgeführt. Der eventuell auftretende Versatz in der Lage des Objektes zwischen der Soll- und der Ist-Messung wird softwareseitig kompensiert. Das Ergebnis ist eine Höhenkarte, die ausschließlich den aufgetretenen Verschleiß darstellt. Diese kann in metrischen Einheiten umgerechnet werden. Das Überlagern von zwei Aufnahmen, z. B. die des Soll- und des Ist-Zustandes, ist beispielsweise auch mit dem konfokalen Mikroskop von der Firma *Keyence* möglich. Die Messzeit mit dieser Methode ist jedoch bedeutend länger als bei der digitalen Holografie. Ferner müssten hier die Aktivelemente aus der MUM ausgebaut werden<sup>1</sup>, um gemessen zu werden. Die beiden Methoden Shearografie (siehe **Anschnitt 2.1.4.5**) und das Phasen-Rekonstruktions-Verfahren (siehe **Abschnitt 2.1.4.6**) erfassen genau wie die digitale Holografie das komplexe Wellenfeld, das vom Objekt ausgeht. Damit kann der in dieser Arbeit gewählte Ansatz zur Generierung des Soll-Ist-Vergleiches auch bei diesen beiden Methoden eingesetzt werden. Beide Methoden benötigen, wie bereits erwähnt, mehrere Messungen, um die 3D-Form des Objektes zu erhalten. Bezogen auf den Soll-Ist-Vergleich ist das auf der digitalen Holografie basierende Messsystem den Systemen, die auf den anderen genannten Methoden basieren, im Vorteil, da hier die geringste Anzahl an Messungen durchgeführt werden muss bzw. die Aktivelemente nicht ausgebaut werden müssen.

Abschließend kann gesagt werden, dass das Messsystem geeignet ist, die im Rahmen dieser Arbeit geforderten Messanforderungen zu erfüllen. Es ist so robust, dass es in einer Umgebung, die industriellen Bedingungen entspricht, die 3D-Form eines Werkzeugs in einer Mikroumformpresse erfasst. Durch seine Konstruktion lässt es sich in die MUM einbringen, sodass die Aktivelemente des Werkzeugs nicht ausgebaut werden müssen. Wo durch ein Soll-Ist-Vergleich zur Verschleißfassung in der MUM möglich ist.

---

<sup>1</sup>Dies gilt in den meisten Fällen für Werkzeuge in anderen Maschinen.



# Kapitel 10

## Erweiterung und Anpassung an andere Messaufgaben

### 10.1 Messsystem

Das Messsystem ist für die in dieser Arbeit beschriebene Anwendung angepasst worden. Dies betrifft insbesondere das verwendete *Long Working Distance Infinity Corrected*-Objektiv sowie die verwendeten Laser. Das Messsystem lässt sich unter Anpassung der optischen Komponenten auch für andere Messaufgaben einsetzen.

Der Arbeitsabstand kann z. B. bei einer Messaufgabe, bei der das Objekt nicht unter einem Winkel betrachtet werden muss, reduziert werden. Durch die Wahl eines anderen Vergrößerungsfaktors des Objektivs oder einer anderen *numerischen Apertur* kann die laterale Auflösung des Messsystems angepasst werden (siehe **Abschnitt 4.5.1**). Wird das Objektiv im Vergleich zu dem in dieser Arbeit beschriebenen Messsystem verändert, muss berücksichtigt werden, dass sich der Betrachtungsbereich verkleinern oder vergrößern kann. Ferner kann sich der für dieses Messsystem berechnete Vergrößerungsfaktor und damit die Skalierung ändern. Da diese Parameter in die Auswertung der Daten eingehen, müssen diese Werte neu bestimmt werden und die Auswertesoftware entsprechend anzupassen. Ein geändertes Objektiv kann auch zu einer anderen Lage der Abbildungsebene führen. Ist dies der Fall, dann muss die Position der Linse und der Blende im Messsystem zu verändert werden, dass sich beide wieder in der Abbildungsebene befinden. Dadurch verändert sich der Rekonstruktionsabstand  $d$ . Dieser geht in die Auswertung ein. Ferner ist der Abstand  $R$  zwischen dem Quellpunkt der Referenzwelle der Kamera an den Rekonstruktionsabstand  $d$  anzupassen (beide sollten ungefähr den gleichen Wert haben).

Die Auflösung in  $z$ -Richtung, also die Höhenauflösung, kann durch die Wahl der synthetischen Wellenlänge angepasst werden (siehe **Abschnitt 2.2.3**). Dies erfolgt über die Wahl der Einzelwellenlängen. Hier ist zu berücksichtigen, dass die Differenz der Wellenlängen nicht zu groß werden darf [42]. Bei zu großen Differenzen sind die Speckle nicht mehr ähnlich genug, um aus den beiden Einzelhologrammen eine Phasendifferenz zu der sich ergebenden synthetischen Wellenlänge zu generieren. Für den in dieser Arbeit verwendeten Farbstofflaser und einer Testplatte als Objekt lag die Grenze für die Differenz zwischen den Wellenlängen z. B. bei ca. 20 nm, was einer synthetischen Wellenlänge von ungefähr  $17 \mu\text{m}$  entspricht. Dies entspricht einer Auflösung in  $z$ -Richtung von  $1,7 \mu\text{m}$ . Die synthetische Wellenlänge lässt sich auch über die Wahl anderer Wellenlängenbereiche als die, die in dieser Arbeit verwen-

det wurden, ändern. Bei der Wahl von Lasern mit den gewünschten Wellenlängen ist darauf zu achten, dass die Laser eine hinreichend große räumliche und zeitliche Kohärenz aufweisen, damit die Objekt- und die Referenzwelle interferieren können. Da es sich bei dem Messsystem um ein fasergekoppeltes System handelt, ist bei der Wahl einer anderen Wellenlänge auch darauf zu achten, dass die Faser geeignet ist. Die Messzeit lässt sich ebenfalls anpassen. Diese lässt sich u. a. über die Laser steuern. Hierfür ist z. B. eine höhere Laserleistung zu wählen. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Komponenten dieser erhöhten Leistung standhalten, was insbesondere die Faser betrifft. Eine andere Methode, um die Messzeit zu reduzieren, ist die Wahl einer lichtempfindlicheren Kamera. Hier wäre ggf. der optische Weg an die Kamera anzupassen. Sollte die Kamera z. B. eine andere Pixelgröße oder eine andere Anzahl von Pixeln haben, muss die Auswertesoftware an die neuen Bedingungen angepasst werden.

## 10.2 Auswertesoftware

Wird das Messsystem an eine andere Messaufgabe durch die Veränderung der in dieser Arbeit verwendeten Komponenten angepasst, ist auch die Auswertesoftware anzupassen. Eine Ausnahme bildet die Veränderung des Abstandes der Referenzwelle oder des Arbeitsabstandes<sup>1</sup>. Ersteres kann durch die direkte Eingabe des Radius in die Eingabeoberfläche erfolgen und letzteres über die Eingabe des Rekonstruktionsabstandes. Eine Veränderung der Wellenlänge lässt sich ebenfalls über das Eingabefeld ändern. Für alle anderen Änderungen sind Parameter im Programm anzupassen. Bei der Änderung des verwendeten Objektivs ändert sich, wie bereits erwähnt, auch die Skalierung. Die Gleichung für die Berechnung des Skalierungsfaktors muss durch die neu ermittelte Gleichung zu ersetzt werden.

Wird die in dieser Arbeit verwendete Kamera durch eine andere Kamera ersetzt, sind ggf. die Anzahl der Pixel und die Pixelgröße anzupassen. Hier ist zu berücksichtigen, dass das Programm mit einer quadratischen Sensorfläche arbeitet, d. h., dass für die Berechnung angenommen wird, dass der Sensor in x- und y-Richtung die gleiche Anzahl von Pixeln hat.

In dem Messsystem befindet sich eine Blende in der Abbildungsebene des Objektivs. Wird diese aufgrund von Anpassungen in ihrem Durchmesser verändert, ist eine neue Maske zu erzeugen. Diese Maske ist notwendig, um die Bereiche auszumaskieren, die nicht zu der ersten Beugungsordnung in der Rekonstruktionsebene gehören.

Derzeit ist die automatisierte Auswertung nur auf kreisförmige Objekte ausgelegt, da es sich bei den Objekten, für die das Messsystem entwickelt wurde, um einen runden Stanz-Tiefziehring und einen runden Tiefziehstempel handelt. Eine Auswertung von Objekten mit anderen Geometrien kann zwar durchgeführt werden, doch erfolgt z. B. die Auswahl der Maske für die Anpassung der Phasen der Einzelaufnahmen per Hand. Es ist jedoch möglich, die automatisierte Auswertung um eine Bilderkennung zu erweitern. Diese Programmanpassung ist auch im Bereich der Versatzkorrektur notwendig. Zudem sollte für nicht-kreisförmige Objekte die Versatzkompensation, wie z. B. von Baumbach in [55] beschrieben, angepasst werden.

---

<sup>1</sup>Gilt nur bei gleichbleibender NA und Vergrößerung.

Um eine schnelle Auswertung zu ermöglichen, ist es angebracht, das Programm zu optimieren. Ferner kann eine schnellere Auswertung erreicht werden, wenn das Programm, das in Matlab geschrieben wurde, in eine andere, für die gewünschte Auswertungsmethode geeignetere Programmiersprache zu überführen. Es bietet sich ebenfalls an, die Auswertesoftware als Unterprogramm in die BIAS-eigene Bildverarbeitungssoftware *FringeProcessor* zu integrieren, damit die Aufnahme und die Auswertung in einem Programm vereint sind.

Soll für die Aufnahme der Hologramme eine andere Software verwendet werden, die die Dateien in einem anderen Dateiformat abspeichert als das in dieser Arbeit verwendete BIAS-eigene Bildverarbeitungsprogramm, muss in der Auswertesoftware das Einlesen der Dateien angepasst werden. Hierfür ist die Funktion zum Einlesen der Dateien durch eine für das neue Datei-Format entsprechend Funktion auszutauschen. Ferner muss bei der evtl. auftretenden Änderung der Dateinamen das automatisierte Auslesen der Wellenlänge, des Zählers sowie des Bezeichners für die Eingabemaske angepasst werden. Sollen die mit der Auswertesoftware generierten Ergebnisse mit einem anderen Programm betrachtet werden, kann dies ebenfalls durch eine Änderung in der Auswertesoftware erreicht werden. Für die Speicherung von Dateien in einem anderen Datei-Format muss die Funktion zum Speichern an den entsprechenden Stellen durch eine geeignete Funktion ersetzt werden.

### 10.3 Aufnahmesoftware

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die BIAS-eigene Bildverarbeitungssoftware *FringeProcessor* für die Aufnahme der Hologramme sowie für die Ansteuerung der Komponenten des Messsystems verwendet. Sollte diese Software nicht zur Verfügung stehen, kann die Aufnahme der Hologramme mit jeder beliebigen Aufnahme- oder Bildverarbeitungssoftware erfolgen, die die im Messsystem verwendete Kamera ansteuern kann. Es ist hierbei zu berücksichtigen, dass bei der Verwendung einer anderen Aufnahmesoftware mit anderem Datei-Format das Einlesen der Hologramme in der Auswertesoftware angepasst werden muss. Die ebenfalls mit dem *FringeProcessor* angesteuerte x,y-Verschiebeeinheit sowie der Faserschalter können über ihre eigene Software angesteuert oder auch in eine andere Aufnahme- bzw. Bildverarbeitungssoftware integriert werden.



# Kapitel 11

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Messsystem mit dazugehöriger Auswertesoftware zur Verschleißmessung an Werkzeugen für die Mikroproduktion mittels Soll-Ist-Vergleich entwickelt. Zur Identifizierung einer hierfür geeigneten Methode wurden zunächst unterschiedliche Messmethoden, wie beispielsweise die taktile Koordinatenmessung, die Streifenprojektion und die digitale Holografie, betrachtet. Aufgrund ihrer Eigenschaften, Erfassung der 3D-Form, laterale und Tiefenauflösung, Messgenauigkeit sowie der Möglichkeit zur Durchführung eines Soll-Ist-Vergleiches, wurde die digitale Holografie als Messmethode für das Messsystem gewählt.

Nach der Wahl der Messmethode wurden die Komponenten, die zur Realisierung des Messsystems essenziell sind, ausgewählt. Ein besonderes Augenmerk lag auf dem zu verwendenden Mikroskopobjektiv, da dieses einen Einfluss auf die laterale Auflösung des Messsystems hat. Ferner wurden die für die Messungen verwendeten Laser und die benötigten Faserkomponenten sowie die x,y-Verschiebeeinheit, die zur Messung von Objekten, die größer sind als das Bildfeld des Objektivs, nötig ist, beschrieben. Anschließend wurde auf die Konstruktion und Fertigung des Messsystems eingegangen. Ferner wurde die Umsetzung der Auswertesoftware zur Erzeugung des Soll-Ist-Vergleiches aus zwei Messungen beschrieben.

Bevor eine endgültige Aussage über die Eignung des Messsystems getroffen werden konnte, mussten zunächst einige Rahmenbedingungen auf ihren Einfluss auf das Messsystem und die Auswertung der Messungen untersucht werden. Hierzu gehört die Langzeitstabilität der eingesetzten Diodenlaser. Diesbezüglich muss sichergestellt sein, dass sich die Wellenlänge und die Kohärenz während der Messung des gesamten Objektes nicht ändern. Es zeigte sich, dass die Laser, bezogen auf eine Messdauer von 70 Sekunden<sup>1</sup>, sowohl in der Wellenlänge stabil sind als auch eine hinreichende Kohärenz (sowohl zeitlich als auch räumlich) aufweisen.

Bei den Objekten, die in der vorliegenden Arbeit gemessen wurden, handelt es sich um optisch raue Objekte. Das bedeutet, dass sich die Phase des Objektes nicht eindeutig bestimmen lässt. Damit die Phase des Objektes trotzdem bestimmt werden kann, wurden zwei Messungen mit unterschiedlichen Wellenlängen durchgeführt. Daraus ergibt sich eine Phase, die mit einer synthetischen Wellenlänge berechnet wurde. Bezüglich der Wellenlänge wurde untersucht, wie sich eine inkorrekt angenommene Wellenlänge auf die synthetische Wellenlänge auswirkt, da diese direkt in die Höhenberechnung einfließt und sich auf die Tiefenauflösung auswirkt. Es konnte

---

<sup>1</sup>Die Zeit, die durchschnittlich benötigt wird, um einen Tiefziehring mit neun Messpositionen zu erfassen.

gezeigt werden, dass, bezogen auf den in dieser Arbeit verwendeten Wellenlängenbereich, eine Änderung der Wellenlänge von  $\sim 0,08$  nm bei der Berechnung der synthetischen Wellenlänge zu einem Fehler von  $\sim 0,006$   $\mu\text{m}$ , bezogen auf die Höhendifferenz zwischen zwei benachbarten Grauwerten, führt.

Außerdem wurde untersucht, wie sich die Verwendung eines Mikroskopobjektivs in Kombination mit dem auf der Fresnel-Näherung basierenden Rekonstruktionsalgorithmus auf die Vergrößerung des Messsystems auswirkt. Es gilt, dass sich das zu messende Objekt nicht zwingend im Arbeitsabstand des Objektivs befinden muss. Ferner gilt, dass die Vergrößerung des Objektivs sowie die des Rekonstruktionsalgorithmus von der Entfernung des Objektes zum Messsystem abhängen. Für diese Untersuchung wurde ein Objekt in definierten sich unterscheidenden Entfernungen aufgenommen. Es zeigte sich, dass sich die Vergrößerung bezogen auf den Abstand mittels einer linearen Gleichung beschreiben lässt. Diese Gleichung geht für die Kompensation der Vergrößerung in die Auswertesoftware ein.

Ein weiterer Punkt, der untersucht wurde, ist die laterale Auflösung. In ihre Berechnung gehen die Wellenlänge sowie die numerische Apertur des Objektivs ein. Mittels einer USAF1951-Auflösungstafel (USAF-Tafel) wurde überprüft, ob die für dieses Messsystem berechnete laterale Auflösung von  $2,88$   $\mu\text{m}$  auch in einer Messung erreicht wird.

Damit mit dem Messsystem, wie in der vorliegenden Arbeit angestrebt, zwei Zustände eines Objektes miteinander verglichen werden können, darf kein Versatz zwischen den Messungen der Zustände vorliegen. Aus diesem Grund wurde untersucht, wie sich ein Versatz zwischen den Aufnahmen der beiden Zustände auswirkt, die Ursachen es für einen Versatz geben kann und wie sich dieser kompensieren lässt. Bei der Untersuchung zeigte sich, dass ein Versatz von  $\sim 1,5$   $\mu\text{m}$  bei den gegebenen Aufnahmebedingungen eindeutig zu identifizieren war. Als Ursachen für einen Versatz wurde das Ein- und Ausbauen des Messsystems in die Mikroumformmaschine identifiziert, wo hingegen die Repositionierung der x,y-Verschiebeeinheit zu keinem Versatz in der Messung führte. In den untersuchten Fällen von Versatz ließ sich dieser durch das digitale Verschieben der Position des Referenzwellenquellpunktes für eine der beiden Zustandsmessungen nachträglich vollständig kompensieren.

Nach den Untersuchungen zur Charakterisierung und Eignung des Messsystems wurden die Funktionen der Auswertesoftware getestet. Die Ergebnisse der Auswertesoftware wurden mit denen vom *Fringe Processor* verglichen, oder mit Testbildern, die für die Tests in Einzelbilder zerlegt wurden. Bei letzteren mussten die Ergebnisse der Auswertesoftware dem Gesamttestbild entsprechen. Getestet wurde u. a. die Rekonstruktion von Hologrammen, die Korrektur des Phasenversatzes der Einzelbilder zueinander sowie des Versatzes in x- und y-Richtung zwischen zwei Zustandsmessungen und das Zusammenfügen mehrerer Einzelaufnahmen zu einem Gesamtbild. Alle durchgeführten Softwaretests wurden erfolgreich bestanden.

Nachdem die Untersuchungen erfolgreich durchgeführt worden sind und gezeigt werden konnte, dass das entwickelte Messsystem sowie die Auswertesoftware geeignet sind, um Verschleißmessungen an Mikrokomponenten durchzuführen, wurde ein Soll-Ist-Vergleich an einem Stempel für Drahtstauchversuche zur Erfassung von Verschleiß durchgeführt. Bei der Aufnahme des Soll-Zustandes hatte der Stempel bereits 100000 Hübe absolviert. Der Ist-Zustand wurde nach weiteren 50000 Hüben aufgenommen. Die Auswertung erfolgte mit der im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Auswertesoftware, die die genannten Ergebnisse der Untersuchungen

berücksichtigt und diese ggf. kompensiert. Zunächst wurden die zusammengeführten Messungen der beiden Zustände betrachtet. Anhand dieser zeigt sich, dass die Auswertesoftware benachbarte Aufnahmen, die komplexe Wellenfelder beinhalten und einen Überlappbereich zueinander haben, erfolgreich zu einem Gesamtbild zusammenfügt. Die erfolgreiche Kompensation des Versatzes zwischen den beiden Zuständen konnte im Soll-Ist-Vergleich gezeigt werden. Hier zeigten sich keine der bei den Untersuchungen zum Versatz gefundenen Anzeichen. In dem Vergleich konnten die Bereiche, die durch den Prozess vom Verschleiß betroffenen waren, eindeutig identifiziert werden und in metrische Einheiten beziffert werden.

Unter Betrachtung der Ergebnisse aus der experimentellen Charakterisierung und dem Vergleich der digitalen Holografie, wie diese in dem Messsystem Anwendung findet, mit anderen Methoden zeigt sich, dass sowohl hinsichtlich der lateralen als auch der Tiefenaufklärung andere Methoden existieren, die deutlich höhere Auflösungen bieten. Für die Anforderungen an das Messsystem war beides jedoch hinreichend. Ferner zeigte sich, dass das in der vorliegenden Arbeit entwickelte Messsystem für die schnelle Erfassung der 3D-Form in industrieller Umgebung zur Durchführung eines Soll-Ist-Vergleiches geeignet ist.



# Anhang A

## Grundlagen

### A.1 Herleitung der Wellengleichung

Im Rahmen dieser Arbeit wird Licht für messtechnische Zwecke verwendet. Licht kann als eine transversalelektromagnetische Welle (TEM-Welle) oder als ein Strom von masselosen Teilchen, den sogenannten Photonen, betrachtet werden. In der vorliegenden Arbeit wird das Licht ausschließlich als TEM-Welle betrachtet. Die mathematische Beschreibung von Wellenfeldern basiert auf den Maxwell-Gleichungen [41]. Für die Formulierung der Wellenfelder wird angenommen, dass keine Ladung vorhanden ist. Unter dieser Annahme lassen sich die Maxwell-Gleichungen wie folgt schreiben [41]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (\text{A.1}) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0, \quad (\text{A.2}) \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \varepsilon\mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (\text{A.4})$$

$\vec{\nabla}$  beschreibt den Nabla-Operator,  $\vec{E}$  die elektrische Feldstärke,  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte,  $\varepsilon$  die Permittivität,  $\mu$  die Permeabilität und  $t$  die Zeit. Aus diesen vier Gleichungen lässt sich die Wellengleichung herleiten. Hierzu wird der Nabla-Operator vektoriell mit **Gleichung (A.1)** multipliziert. Das doppelte Kreuzprodukt wird unter Verwendung der Beziehung [56]

$$\vec{\kappa} \cdot \vec{l} \vec{E} = \vec{l}(\vec{\kappa} \cdot \vec{E}) - \vec{\kappa} \times \vec{l} \times \vec{E} \quad (\text{A.5})$$

aufgelöst. Damit ergibt sich für die Rotation der linken Seite von **Gleichung (A.1)**:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \vec{E}. \quad (\text{A.6})$$

Des Weiteren lässt sich  $\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$  durch den Laplace-Operator  $\Delta$  ersetzen. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} &= \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E} & \text{Gl. (A.2)} \\ \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\Delta \vec{E} & (\text{A.7}) \end{aligned}$$

Einsetzen der Maxwell-Gleichungen (A.1) führt zu:

$$\begin{aligned} -\Delta \vec{E} &= \vec{\nabla} \times \left( -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) && \text{Gl. (A.4)} \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon \mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = -\varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. && \text{(A.8)} \end{aligned}$$

Durch das Umstellen der **Gleichung (A.8)** ergibt sich die homogene Wellengleichung [56]:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad \text{(A.9) mit} \quad \varepsilon \mu = c^{-2}. \quad \text{(A.10)}$$

Da im Weiteren die Betrachtung der Polarisation nicht zwingend notwendig ist, kann die Wellengleichung in ihrer skalaren Form verwendet werden [39]:

$$\Delta E(\vec{x}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(\vec{x}, t)}{\partial t^2} = 0. \quad \text{(A.11)}$$

$\vec{x}$  beschreibt den Ortsraum. Eine mögliche Lösung der **Gleichung (A.11)** ist eine sogenannte harmonische Welle<sup>1</sup>. Ihr Wellenfeld hat die Form

$$E(\vec{x}, t) = E_0 \exp\{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t - \phi_0)\}, \quad \text{(A.12)}$$

wobei  $E_0$  die Amplitude beschreibt. Der Phasenterm  $\vec{k}\vec{x} - \omega t - \phi_0$  in **Gleichung (A.12)** lässt sich in einen räumlichen Term, der sich aus der Phase der Welle am Ort  $\vec{x}$  mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$  sowie aus dem konstanten Phasenterm  $\phi_0$  zusammensetzt ( $\phi = \vec{k}\vec{x} - \phi_0$ ), und einen zeitlichen Term ( $\omega t$ ) zerlegen. Damit lässt sich **Gleichung (A.12)** schreiben als:

$$E(\vec{x}, t) = E_0 \exp\{i\phi\} \exp\{-i\omega t\}. \quad \text{(A.13)}$$

Der Betrag des Wellenvektors  $\vec{k}$ , auch Wellenzahl  $k$  genannt, ist antiproportional zur Wellenlänge  $\lambda$  (siehe **Gleichung (A.14)**).  $\omega$  steht für die Kreisfrequenz der Welle und ist proportional zur Frequenz  $\nu$  (siehe **Gleichung (A.15)**). Für  $k$  und  $\omega$  gelten die folgenden Beziehungen [31]:

$$k = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{(A.14) und} \quad \omega = 2\pi\nu. \quad \text{(A.15)}$$

In vielen Anwendungen in der Optik ist meist nur der räumliche Anteil des elektrischen Feldes relevant und der zeitliche Anteil kann vernachlässigt werden. Der räumliche Anteil des elektrischen Feldes wird auch als komplexe Amplitude [31]

$$U(\vec{x}) = E_0 \exp\{i\phi\} \quad \text{(A.16)}$$

bezeichnet.

<sup>1</sup>Die Beweisführung ist unter anderem im Kapitel 4.3 von [57] nachzulesen.

## A.2 Intensität

Wie in **Gleichung (A.12)** gezeigt, lassen sich Lichtwellen über die Amplitude und Phase beschreiben. Mit Sensoren, wie dem Auge, einer Fotodiode oder einem CCD-Sensor, lässt sich jedoch nur die Intensität erfassen [39]. Diese ist über die Energie pro Zeit und Fläche definiert. Beschreiben lässt sich die Intensität  $I$  durch [31]:

$$I = \frac{1}{2}\varepsilon c E_0^2. \quad (\text{A.17})$$

**Gleichung (A.17)** lässt sich auch mit dem Betragsquadrat der komplexen Amplitude beschreiben [31]:

$$I = \frac{1}{2}\varepsilon c |U(\vec{x})|^2 = \frac{1}{2}\varepsilon c (U^*(\vec{x})U(\vec{x})) = \frac{1}{2}\varepsilon c E_0^2. \quad (\text{A.18})$$

Im Weiteren wird der konstante Faktor  $\frac{1}{2}\varepsilon c$  vernachlässigt.

## A.3 Interferenz

Neben der Intensität ist in der optischen Messtechnik auch die Phase einer Welle von Interesse. Phasenwerte werden u. a. bei der interferometrischen Form- und Verformungsmessung benötigt [37]. Die Informationen über die Phase sind in Interferenzmustern codiert.

Als Interferenz wird die Überlagerung von zwei oder mehr kohärenten<sup>2</sup> Wellenfeldern  $E_j(\vec{x}, t)$  bezeichnet. Sind diese jeweils eine Lösung der skalaren **Wellengleichung (A.11)**, ist auch das Ergebnis der Überlagerung

$$E(\vec{x}, t) = \sum_j E_j(\vec{x}, t) \quad j \in \mathbb{N}_0 \quad (\text{A.19})$$

eine Lösung der skalaren **Wellengleichung (A.11)** [31].

Nachfolgend wird die Interferenz von zwei monochromatischen Wellenfeldern mit gleicher Wellenlänge und Phase betrachtet. Des Weiteren gilt für diese Wellenfelder, dass sie zeitlich unabhängig sind und die Wellen die gleiche Polarisation haben. Unter diesen Annahmen lassen sich die komplexen Amplituden  $U_j(\vec{x})$  der Wellenfelder wie folgt schreiben [31]:

$$U_1(\vec{x}) = E_{0,1} \exp\{i\phi_1\}, \quad (\text{A.20})$$

$$U_2(\vec{x}) = E_{0,2} \exp\{i\phi_2\}. \quad (\text{A.21})$$

Werden die **Gleichungen (A.20)** und **(A.21)** in die **Gleichung (A.19)** eingesetzt, ergibt sich die folgende komplexe Amplitude  $U_{\text{ges}}(\vec{x})$  für das Interferenzmuster der Überlagerung:

$$U_{\text{ges}}(\vec{x}) = U_1(\vec{x}) + U_2(\vec{x}). \quad (\text{A.22})$$

Da für die Aufnahme des Interferenzmusters Sensoren, die nur die Intensitätsverteilung erfassen können, verwendet werden, wird nachfolgend die sich ergebende

<sup>2</sup>Kohärenz ist in **Abschnitt A.4** beschrieben.

Intensität  $I$  betrachtet [31]:

$$\begin{aligned}
 I &= |U_{\text{ges}}(\vec{x})|^2 = |U_1(\vec{x}) + U_2(\vec{x})|^2 = (U_1(\vec{x}) + U_2(\vec{x}))(U_1(\vec{x}) + U_2(\vec{x}))^* \quad (\text{A.23}) \\
 &= (E_{0,1} \exp\{i\phi_1\} + E_{0,2} \exp\{i\phi_2\})(E_{0,1} \exp\{-i\phi_1\} + E_{0,2} \exp\{-i\phi_2\}) \\
 &= E_{0,1}^2 + E_{0,2}^2 + E_{0,1}E_{0,2} \exp\{i(\phi_1 - \phi_2)\} + E_{0,1}E_{0,2} \exp\{-i(\phi_1 - \phi_2)\} \\
 &= I_1 + I_2 + 2E_{0,1}E_{0,2} \cos(\phi_1 - \phi_2) \\
 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi), \quad (\text{A.24})
 \end{aligned}$$

wobei  $I_1$  und  $I_2$  für die individuellen Intensitäten stehen und die Differenz zwischen den Phasen sich als  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$  schreiben lässt. Ferner stehe  $*$  für die komplexe Konjugation. Bei der Betrachtung des dritten Terms von **Gleichung (A.24)** zeigt sich, dass dieser sein Maximum unter der Bedingung

$$\Delta\phi = 2n\pi \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}_0 \quad (\text{A.25})$$

erreicht [31]. Dies wird auch als konstruktive Interferenz bezeichnet. Ein Minimum erreicht der dritte Term von **Gleichung (A.24)** bei [31]

$$\Delta\phi = (2n + 1)\pi \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}_0. \quad (\text{A.26})$$

Dies wird auch destruktive Interferenz genannt. Konstruktive und destruktive Interferenzen führen dazu, dass über dem Sichtfeld eine Serie von hellen und dunklen Streifen liegt [31]. Die Anzahl der hellen und dunklen Streifen steht im direkten Zusammenhang mit  $n$ . Da  $\Delta\phi$  nur einen Wert zwischen 0 und  $2\pi$  annehmen kann, steht  $n$  hier für die Anzahl der Phasensprünge und somit für die Anzahl der Streifen. Ein Interferenzmuster mit äquidistantem Streifenabstand entsteht, wenn zwei kohärente Wellenfelder überlagert werden, deren Einfallrichtungen einen Winkel  $\delta$  einschließen. Dieser Streifenabstand  $d_f$  lässt sich mittels

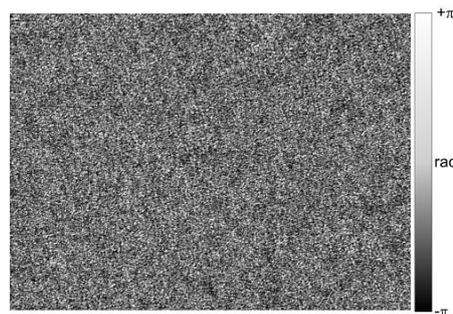
$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (\text{A.27})$$

bestimmen [31]. **Gleichung (A.27)** kann auch als räumliche Frequenz der Interferenzstreifen dargestellt werden [31]:

$$f = d_f^{-1} = \frac{2}{\lambda} \sin\left(\frac{\delta}{2}\right). \quad (\text{A.28})$$

## A.4 Kohärenz

Üblicherweise führt die Überlagerung von Wellenfeldern, die aus zwei unterschiedlichen Lichtquellen, wie beispielsweise zwei Taschenlampen, stammen, zu keinem Interferenzmuster. Die Überlagerung resultiert meist in einem einheitlich hellen Bereich. Die Intensität dieses Bereichs entspricht der Summe der Einzelintensitäten. Um ein Interferenzmuster erzeugen zu können, müssen die Phasen der individuellen Wellenfelder miteinander korreliert sein. Eine Aussage über den Grad der Korrelation zweier Wellen aus der gleichen Lichtquelle kann mittels der Autokorrelation erfolgen. Ist der Wert der Autokorrelationsfunktion  $\gamma = 0$ , ist das Licht inkohärent,



Huferath-von Lüpke 2010

BIAS ID 152839

Abbildung A.1: Dargestellt ist ein Specklemuster, das sich aus der Interferenz von dem gestreuten Licht eines Objektes mit optisch rauer Oberfläche ergibt.

ist der Wert  $\gamma = 1$ , ist es kohärent, liegt der Wert dazwischen, spricht man von teilkohärentem Licht [39]. Es existieren zwei Typen von Kohärenz, die zeitliche und die räumliche Kohärenz [31].

Die zeitliche Kohärenz beschreibt die Korrelation eines Wellenfeldes mit sich selbst [39]. Hier ist von Interesse, wie lang eine Phasenbeziehung zwischen zwei Wellenzügen besteht. Die zeitliche Kohärenz kann zum Beispiel mithilfe eines Michelson-Interferometers bestimmt werden [39].

Die räumliche Kohärenz beschreibt die wechselseitige Beziehung eines Wellenfeldes mit einer räumlich verschobenen Kopie seiner selbst [31]. Hier ist von Interesse, wie weit zwei Wellenzüge räumlich getrennt sein dürfen, bis keine Phasenbeziehung mehr vorliegt. Die räumliche Kohärenz kann unter Zuhilfenahme eines Young-Interferometers bestimmt werden [31].

## A.5 Speckle

Speckle entstehen meist bei der Beleuchtung von optisch rauen Oberflächen mit kohärentem Licht [31]. Als Grundlage für ihre Entstehung gilt, dass an der rauen Objektoberfläche Kugelwellen entstehen. Ferner gilt, dass die Phase dieser Wellen aufgrund der variierenden Höhen auf der Oberfläche statistisch fluktuiert [31]. Interferieren diese Wellen miteinander, entsteht ein Specklemuster. **Abbildung A.1** zeigt ein Beispiel für ein solches Specklemuster.

Speckle können in objektive und subjektive Muster unterschieden werden [31]. Objektive Specklemuster, die durch Beleuchtung eines Objektes erzeugt werden, können ohne Optik z. B. auf einem Schirm betrachtet werden [31]. Die Größe eines auf diese Weise betrachteten einzelnen Speckles lässt sich mittels der räumlichen Frequenz (siehe **Gleichung (A.28)**) bestimmen. Danach ergibt sich für den Durchmesser  $x_{sp}$  eines Speckles [31]:

$$x_{sp} = \frac{\lambda d_{\text{obj}}}{x_O}, \quad (\text{A.29})$$

wobei  $\lambda$  für die Wellenlänge des Lichtes,  $d_{\text{obj}}$  für den Abstand zwischen Objekt und Schirm und  $x_O$  für die Objektgröße steht. Bei den subjektiven Specklemustern befindet sich ein abbildendes System [31], wie beispielsweise eine Linse, zwischen Objekt

und Schirm. In diesem Fall ist die Apertur dieses abbildenden Systems ausschlaggebend für die Größe der Speckle. Somit ergibt sich für den Durchmesser  $x_{sp}$  eines Speckles [31]:

$$x_{sp} = \frac{\lambda d_{\text{sub}}}{a}, \quad (\text{A.30})$$

wobei hier  $d_{\text{sub}}$  für den Abstand zwischen abbildendem System und Schirm und  $a$  für die Größe der Apertur des abbildenden Systems steht.

Anhand der **Gleichungen (A.29)** und **(A.30)** zeigt sich, dass die Größe der Speckle abhängig von der Wellenlänge ist. Das bedeutet, wird ein Objekt mit unterschiedlichen Wellenlängen beleuchtet, dann sind die Speckle in dem sich ergebenden Specklemuster unterschiedlich. Ist die Differenz zwischen den beiden Wellenlängen zu groß, lassen sich die beiden Specklemuster nicht mehr vergleichen. Dies lässt sich auch als Speckle-Dekorrelationsrauschen bezeichnen, denn je unähnlicher sich die Specklemuster werden, desto dekorrelierter sind diese [42]. Das Speckle-Dekorrelationsrauschen führt dazu, dass Zwei-Wellenlängen-Contouring mit zwei Hologrammen, deren Aufnahmewellenlängen zu weit auseinanderliegen, nicht möglich ist.

Zur Begrifflichkeit des Specklerausens [58]: Beim Specklerausens handelt es sich um das Ergebnis einer Vielzahl von optischen Interferenzen. Diese überlagern die stationäre Lichtverteilung in einem gegebenen Querschnitt eines Lichtfeldes.

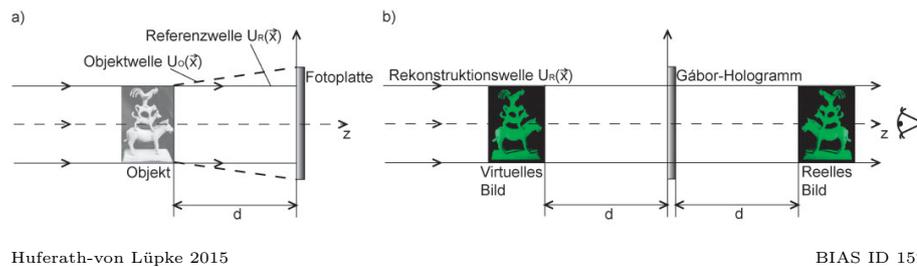
## A.6 Techniken zur Aufnahme von Hologrammen

Wie im **Abschnitt 2.2.1** erwähnt, gibt es unterschiedliche Ansätze Hologramme aufzunehmen. Bei den meisten Ansätzen handelt es sich um Spezialfälle der Inline-Konfiguration oder der Konfiguration unter schräger Beleuchtung. Nachfolgend werden die Inline-Konfiguration [32], die Konfiguration unter schräger Beleuchtung [59] und deren Spezialfall der linsenlosen Fourier-Holografie [40] beschrieben. Des Weiteren gibt es noch die Fraunhofer Holografie und die Reflexionsholografie, hier befinden sich die Objektwelle und die Referenzwelle auf unterschiedlichen Seiten des Aufnahmemediums [38]. Da die zuletzt genannten Ansätze in dieser Arbeit nicht angewendet werden, fehlen diese bei der weiteren Betrachtung. Auch Aufbauten, die auf der Inline-Konfiguration basieren, werden in dieser Arbeit nicht eingesetzt, der Vollständigkeit halber und wegen seiner historischen Bedeutung wird hier auf diese Konfiguration eingegangen.

### Inline Hologramme

Aufbauten, die auf der Inline-Konfiguration basieren, waren die ersten, die eingesetzt wurden. Gábor [32] war der Erste, der einen Inline-Aufbau realisierte. Hologramme, die mit dieser Art von Aufbau erzeugt werden, werden deswegen auch als Gábor-Hologramme bezeichnet. Heutzutage werden diese Aufbauten für die Aufnahme von transparenten Objekten oder kleinen Partikeln verwendet [39].

**Abbildung A.2 a)** zeigt eine Prinzipskizze eines Inline-Aufbaus. Der Aufbau besteht aus einem einzigen Quellpunkt für die Beleuchtung. Es wird angenommen, dass dieser im Unendlichen liegt. Aus diesem Grund kann angenommen werden, dass es sich bei der Wellenfront der Beleuchtung um eine ebene Welle handelt. Der



Huferath-von Lüpke 2015

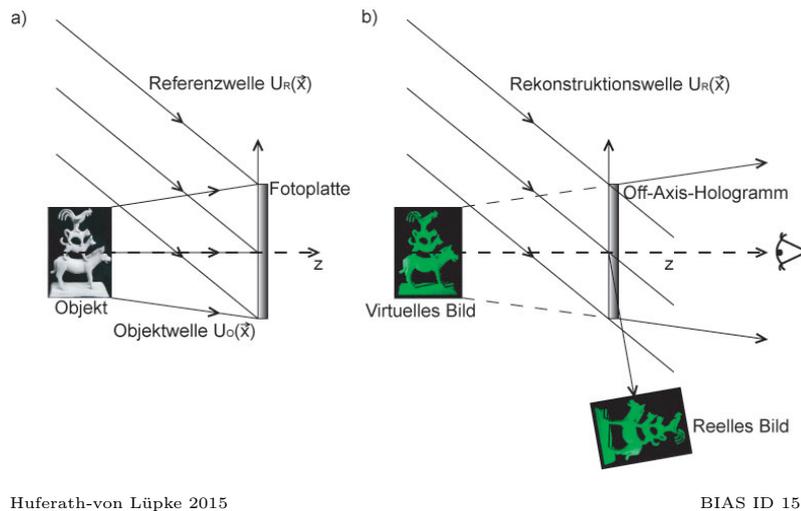
BIAS ID 152912

Abbildung A.2: a) zeigt eine Prinzipskizze zur Aufnahme von Inline-Hologrammen. Hier haben die Objekt- und die Referenzwelle ihren Ursprung in derselben ebenen Welle. Das Interferenzmuster der beiden Wellen wird mittels der Fotoplatte gespeichert. b) zeigt eine Prinzipskizze zur Wiedergabe von Inline-Hologrammen. Für die Wiedergabe wird das Hologramm mit einer Rekonstruktionswelle beleuchtet. Das virtuelle Bild befindet sich auf der Seite, auf der sich das Objekt bei der Aufnahme befunden hat, und das reelle Bild liegt auf der anderen Seite, so können Bilder bei der Betrachtung optisch nicht getrennt werden.

Anteil der ebenen Welle, der durch das Objekt beeinflusst wird, wird als Objektwelle und der unveränderte Anteil als Referenzwelle bezeichnet [38]. Die Interferenz der beiden Wellen wird in dem Aufnahme­medium (z. B. Fotoplatte) gespeichert. In **Abbildung A.2 b)** wird eine Prinzipskizze von der Wiedergabe von Gábor-Hologrammen gezeigt. Für die Wiedergabe wird das Hologramm mit einer ebenen Welle beleuchtet. Es ergeben sich zwei Bilder des aufgenommenen Objektes, ein virtuelles und ein reelles Bild. Das virtuelle Bild befindet sich auf der Seite, auf der sich das Objekt bei der Aufnahme befunden hat, und das reelle Bild liegt auf der anderen Seite [38]. Beide Bilder liegen auf der gleichen Achse, sodass sie bei der Betrachtung des Hologramms nicht zu trennen sind [38]. Dadurch entstehen Interferenzmuster, die die Wiedergabe der Abbildung des Objektes stören [38].

### Hologramme unter schräger Beleuchtung

Der Inline-Aufbau hat neben dem bereits erwähnten Nachteil, dass sich das virtuelle und das reelle Bild überlagern, noch einen weiteren Nachteil. Mit dieser Art von Aufbauten lassen sich nur transparente Objekte aufnehmen. Leith und Upatnieks [59] entwickelten den Ansatz von Gábor weiter. Durch die Erfindung des Lasers standen ihnen nun Lichtquellen zur Verfügung, die eine höhere Kohärenz als die herkömmlichen Lichtquellen haben. So konnte der Quellpunkt der Objekt- und Referenzwelle räumlich getrennt werden [38]. Die Position der Quellpunkte wird auch hier im Unendlichen angenommen. Aufbauten mit räumlich getrennten Quellpunkten werden auch Off-Axis-Aufbauten genannt, da beide Quellpunkte nicht mehr auf der gleichen Achse liegen. **Abbildung A.3 a)** zeigt eine Prinzipskizze eines Off-Axis-Aufbaus zur Aufnahme von Hologrammen. Das auf diese Weise aufgenommene Hologramm wird auch Off-Axis-Hologramm genannt. In **Abbildung A.3 b)** wird eine Prinzipskizze der Wiedergabe von Off-Axis-Hologrammen gezeigt. Für die Wiedergabe wird das Hologramm mit einer ebenen Welle beleuchtet, deren Quellpunkt sich an der Position des Referenzquellpunktes befindet. Auch hier entstehen ein virtuelles und ein reelles Bild. Das virtuelle Bild befindet sich auf der Seite, auf der sich das Objekt bei der Aufnahme befunden hat. Das reelle Bild liegt auf der anderen Seite und ist bezogen auf die Beobachtungsachse verkippt (siehe **Abschnitt 2.2.2**).



Huferath-von Lüpke 2015

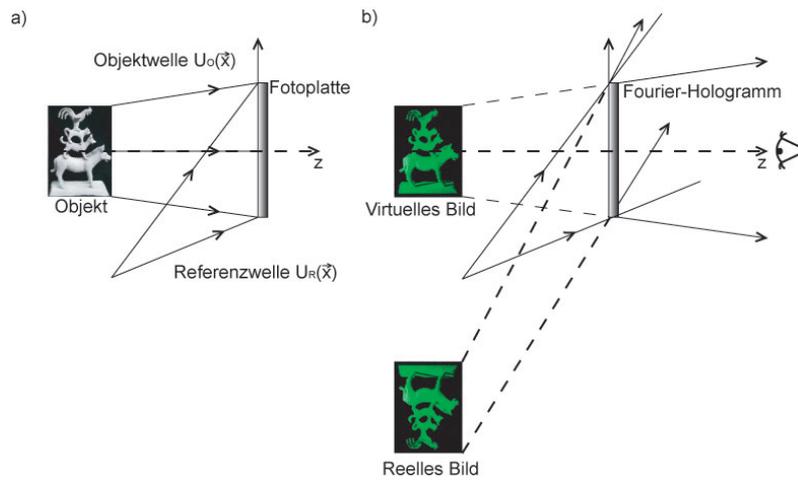
BIAS ID 152913

Abbildung A.3: a) zeigt eine Prinzipskizze zur Aufnahme von Off-Axis-Hologrammen. Die Objekt- und die Referenzwelle haben beide ihren Ursprung im Unendlichen sind aber räumlich getrennt. Das Interferenzmuster der beiden Wellen wird mittels einer Fotoplatte gespeichert. b) zeigt eine Prinzipskizze zur Wiedergabe von Off-Axis-Hologrammen. Für die Wiedergabe wird das Hologramm mit einer Rekonstruktionswelle beleuchtet, die den gleichen Ursprung hat wie die Referenzwelle. Das virtuelle Bild und das reelle Bild sind bei der Betrachtung optisch zu trennen.

## Linsenlose Fourier-Hologramme

Der Aufbau zur Aufnahme von linsenlosen Fourier-Hologrammen [40] basiert auf einem Off-Axis-Aufbau. Der oben beschriebenen Off-Axis-Aufbau und der linsenlose Fourier-Aufbau unterscheiden sich in der Position des Quellpunktes der Referenzwelle. Hier wird er nicht im Unendlichen angenommen, sondern befindet sich in derselben Ebene wie das Objekt. Die Referenzwelle wird nicht mehr als ebene Welle, sondern als Kugelwelle angenommen. Der Aufbau ist üblicherweise so aufgebaut, dass die Differenz zwischen dem Abstand Objekt-Sensor und dem Abstand Referenzquellpunkt-Sensor minimal ist, wobei eine Differenz von null optimal wäre. Gilt dies, kann angenommen werden, dass die Wellenfront der Referenzwelle und eine vom Objekt gestreute Wellenfront ungefähr die gleiche Form bzw. Krümmung haben. Diese Annahme basiert auf dem Huygens-Prinzip, nach dem ein Objekt als Quelle vieler Punktquellen gilt.

**Abbildung A.4 a)** zeigt eine Prinzipskizze eines linsenlosen Fourier-Aufbaus zur Aufnahme von Hologramme. Das auf diese Weise aufgenommene Hologramm wird auch Fourier-Hologramm genannt. **Abbildung A.4 b)** zeigt eine Prinzipskizze von der Wiedergabe von Fourier-Hologrammen. Für die Wiedergabe wird das Fourier-Hologramm mit einer kugelförmigen Welle beleuchtet, die den Quellpunkt an der gleichen Position der Referenzwelle hat [38]. Dadurch entstehen ein virtuelles und ein reelles Bild. Doch im Gegensatz zu den beiden anderen hier beschriebenen Ansätzen zur Aufnahme und Wiedergabe von Hologrammen befinden sich beide Bilder auf der Seite, auf der sich das Objekt bei der Aufnahme befunden hatte [38]. Ein weiterer Unterschied zu den oben beschriebenen Wiedergaben der Hologramme ist, dass hier die nullte Beugungsordnung punktförmig ist, da sich der Quellpunkt der Referenzwelle, die die nullte Beugungsordnung hauptsächlich ausmacht (siehe **Ab-**



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152914

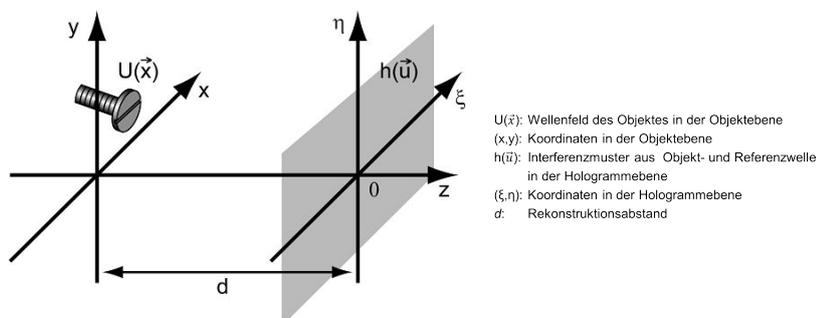
Abbildung A.4: a) zeigt eine Prinzipskizze zur Aufnahme von Fourier-Hologrammen. Objekt und der Quellpunkt der Referenzwelle liegen im Endlichen und in einer Ebene. b) zeigt eine Prinzipskizze zur Wiedergabe von Fourier-Hologrammen. Für die Wiedergabe wird das Hologramm mit einer Rekonstruktionswelle beleuchtet, die den gleichen Ursprung hat wie die Referenzwelle. Das virtuelle und das reelle Bild befinden sich auf der Aufnahmeseite und werden scharf abgebildet. Die nullte Beugungsordnung ist punktförmig und wird ebenfalls scharf abgebildet.

**schnitt 2.2.2)**, in der Ebene des Objektes liegt und somit genau wie das Objekt scharf abgebildet wird.

## A.7 Rekonstruktionsalgorithmus

### A.7.1 Fresnel-Kirchhoff-Beugungsgleichung

Abbildung A.5 zeigt eine schematische Darstellung der Geometrie der Wellenausbreitung bei der Holografie.  $U(\vec{x})$  beschreibt das komplexe Wellenfeld des Objektes in der Objektebene  $(x, y)$  und  $h(\vec{u})$  das sich aus der Interferenz von Referenzwelle und Objektwelle ergebende Interferenzmuster in der Hologrammebene  $(\xi, \eta)$ . Das



Huferath-von Lüpke 2010

BIAS ID 152836

Abbildung A.5: Schematische Darstellung der Geometrie der Wellenausbreitung bei der Holografie [43].

komplexe Wellenfeld der Rekonstruktion wird durch  $U_B(\vec{x})$  beschrieben.  $U_B(\vec{x})$  ergibt sich rechnerisch aus  $h(\vec{u})$  wodurch  $U(\vec{x})$  und  $U_B(\vec{x})$  an der gleichen Position im Raum liegen. Die Beziehung zwischen  $U_B(\vec{x})$  und  $h(\vec{u})$  wird über die Wellenausbreitung beschrieben, dies wird hier numerisch simuliert. Ziel aller Rekonstruktionsalgorithmen ist es, das Wellenfeld des Objektes  $U_B(\vec{x})$  aus  $h(\vec{u})$  und einer numerisch beschriebenen Referenzwelle  $r'(\vec{u})$  zu ermitteln. Dies lässt sich mathematisch mit dem Fresnel-Kirchhoff-Integral [39]

$$U_B(\vec{x}) = \frac{1}{i\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(\vec{u}) r'(\vec{u}) \frac{\exp\{ikr\}}{r} \cos\theta d\vec{u} \quad (\text{A.31})$$

mit

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + d^2} \quad (\text{A.32})$$

beschreiben. Wobei  $\lambda$  für die Wellenlänge steht, die für die Aufnahme des Hologramms verwendet wurde, bzw. mit der die Rekonstruktion erfolgen soll,  $k$  für die Wellenzahl,  $r$  für den Betrag des Positionsvektors  $\vec{r}$ ,  $\theta$  für den Winkel zwischen der Normalen  $\hat{n}$  und dem Positionsvektor  $\vec{r}$ ,  $d$  für den Rekonstruktionsabstand sowie  $x$  und  $y$  bzw.  $\xi$  und  $\eta$  für die Koordinaten im  $\vec{x}$ -Raum bzw.  $\vec{u}$ -Raum. Im Weiteren wird der Term  $h(\vec{u})r'(\vec{u})$  durch  $U(\vec{u})$  ersetzt, wobei  $U(\vec{u}) = h(\vec{u})r'(\vec{u})$  gilt.

Die Auswertung der **Gleichung (A.31)** bedarf eines hohen Zeit- und Rechenaufwandes. Daher wird diese Gleichung für die numerische Auswertung von Hologrammen durch die Anwendung von Näherungen vereinfacht.

## A.7.2 Fresnel-Näherung für das Nahfeld

Eine dieser Näherungen ist die Fresnel-Näherung [41]. Bei ihr kommt die paraxiale Näherung zur Anwendung<sup>3</sup>. Mit dieser Annahme kann in der **Gleichung (A.31)** der Kosinus-Term vernachlässigt werden ( $\theta \approx 0 \cos\theta \approx 1$ ). Ferner kann angenommen werden, dass der Abstand  $d$  zwischen der Ebene der Beugungsstruktur und der Beobachtungsebene groß gegenüber  $\xi$  und  $\eta$  sowie  $x$  und  $y$  ist. Folglich lässt sich  $\frac{1}{r}$  durch  $\frac{1}{d}$  ersetzen. Zu beachten ist, dass sich  $r$  in der Exponentialfunktion nicht durch  $d$  ersetzen lässt, da schon kleine Änderungen in  $r$  zu großen Veränderungen in der Phase führen. Des Weiteren wird auf den Term in **Gleichung (A.32)** die binominale Entwicklung<sup>4</sup> angewendet. Somit lässt sich **Gleichung (A.31)** wie folgt schreiben [31]:

$$r \approx d \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{x - \xi}{d} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{y - \eta}{d} \right)^2 \right]. \quad (\text{A.33})$$

<sup>3</sup>Annahme: Alle Strahlen weisen nur einen kleinen Winkel zur optischen Achse auf.

<sup>4</sup>Nach der binominalen Entwicklung gilt für eine Wurzel, die sich durch  $\sqrt{1 + \kappa}$  mit  $\kappa$  kleiner 1 beschreiben lässt, dass diese durch  $\sqrt{1 + \kappa} = 1 + \frac{1}{2}\kappa - \frac{1}{8}\kappa^2 + \dots$  dargestellt werden kann [41].

Mit diesen Annahmen ergibt sich für das Beugungsintegral aus **Gleichung (A.31)**:

$$\begin{aligned}
U_B(\vec{x}) &= \frac{1}{i\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \frac{\exp\left\{ik \left(d \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x-\xi}{d}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y-\eta}{d}\right)^2\right]\right)\right\}}{d} d\vec{u} \\
&= \frac{1}{i\lambda d} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \cdot \exp\{ikd\} \cdot \exp\left\{ik \left(\frac{1}{2} \frac{(x-\xi)^2}{d} + \frac{1}{2} \frac{(y-\eta)^2}{d}\right)\right\} d\vec{u} \\
&= \frac{\exp\{ikd\}}{i\lambda d} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2d} (x^2 - 2x\xi + \xi^2 + y^2 - 2y\eta + \eta^2)\right\} d\vec{u} \\
&= \frac{\exp\{ikd\}}{i\lambda d} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2d} (x^2 + y^2)\right\} \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2d} (-2x\xi - 2y\eta)\right\} \\
&\quad \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2d} (\xi^2 + \eta^2)\right\} d\vec{u} \\
&= \frac{\exp\{ikd\}}{i\lambda d} \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2d} (x^2 + y^2)\right\} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2d} (\xi^2 + \eta^2)\right\} \\
&\quad \cdot \exp\left\{\frac{-ik}{d} (x\xi + y\eta)\right\} d\vec{u}. \tag{A.34}
\end{aligned}$$

**Gleichung (A.34)** lässt sich auch anschaulicher schreiben als:

$$U_B(\vec{x}) = S_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \cdot S_2 \cdot \exp\left\{\frac{-ik}{d} (x\xi + y\eta)\right\} d\vec{u}, \tag{A.35}$$

mit

$$S_1 = \frac{\exp\{ikd\}}{i\lambda d} \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2d} (x^2 + y^2)\right\} \quad \text{und} \tag{A.36}$$

$$S_2 = \exp\left\{\frac{ik}{2d} (\xi^2 + \eta^2)\right\}. \tag{A.37}$$

Zudem lässt sich **Gleichung (A.35)** auch über eine 2D-Fourier-Transformation [41]

$$f(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\vec{k}) \cdot \exp\{-i2\pi(k_x x + k_y y)\} d\vec{k} = \mathcal{F}\{F(\vec{k})\} \tag{A.38}$$

beschreiben. Es liegt eine Transformation von einem Ortsraum in einem sogenannten Ortsfrequenzraum vor. Der Ortsfrequenzraum wird durch das Spektrum  $F(\vec{k})$  mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$  beschrieben.  $k_x$  und  $k_y$  entsprechen den Koordinaten des Ortsfrequenzraums. Für die Fresnel-Näherung entspricht der Ortsraum der Ortskoordinate des Objektes  $\vec{x}$  und der Ortsfrequenzraum der Hologrammebene ( $\vec{u}$ ). Die bei der Fourier-Transformation (siehe **Gleichung (A.38)**) gegebene Abhängigkeit zwischen Ortsraum und Ortsfrequenzraum, lässt sich wie folgt beschreiben [41]:

$$\eta = \frac{x}{\lambda d} \tag{A.39} \quad \text{und} \quad \nu = \frac{y}{\lambda d}. \tag{A.40}$$

Wird **Gleichung (A.38)** unter Berücksichtigung der **Gleichungen (A.39)** und **(A.40)** auf **Gleichung (A.35)** angewendet, ergibt diese sich zu:

$$U_B(\vec{x}) = S_1 \mathcal{F}\{U(\vec{u}) \cdot S_2\}(\vec{\omega}) = S_1 \mathcal{F}\{U(\vec{u}) \cdot S_2\} \left( \frac{\vec{x}}{\lambda d} \right), \quad (\text{A.41})$$

mit

$$\mathcal{F}\{U(\vec{u}) \cdot S_2\} \left( \frac{\vec{x}}{\lambda d} \right) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \cdot S_2 \cdot \exp \left\{ \frac{-ik}{d} (x\xi + y\eta) \right\} d\vec{u}. \quad (\text{A.42})$$

Um den direkten Bezug unter dem Integral zur Wellenlänge zu erhalten, wird die Wellenzahl  $k$  durch

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{A.43})$$

ersetzt. Damit ergibt sich **Gleichung (A.42)** zu:

$$\mathcal{F}\{U(\vec{u}) \cdot S_2\} \left( \frac{\vec{x}}{\lambda d} \right) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{u}) \cdot S_2 \cdot \exp \left\{ \frac{-i2\pi}{\lambda d} (x\xi + y\eta) \right\} d\vec{u}. \quad (\text{A.44})$$

**Gleichung (A.41)** beschreibt eine kontinuierliche Ausbreitung des Wellenfeldes. Bedingt durch die Aufnahme von Hologrammen mit digitalen Kameras sind diese diskret. Folglich muss die Ausbreitung als diskret und nicht als kontinuierlich angenommen werden. Für die diskrete Beschreibung der Ausbreitung des Wellenfeldes wird die Fourier-Transformation in ihrer diskreten Form verwendet [39]:

$$f(p, q) = \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} F(m, n) \cdot \exp \left\{ -i2\pi \left( \frac{mp}{M} + \frac{nq}{N} \right) \right\} \quad (\text{A.45})$$

für  $p = 0, 1, \dots, M-1$  und  $q = 0, 1, \dots, N-1$ .

Wird in **Gleichung (A.44)** die kontinuierliche Fourier-Transformation durch die diskrete Fourier-Transformation (DFT) ersetzt, ergibt sich unter der Annahme das  $N = M$  gilt:

$$\begin{aligned} \text{DFT}\{U_{\text{diskret}} \cdot S_{2;\text{diskret}}\}(p, q) &= \sum_{m,n=0}^{N-1} U_{\text{diskret}} \cdot S_{2;\text{diskret}} \\ &\cdot \exp \left\{ -i2\pi \frac{pm + qn}{N} \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.46})$$

mit

$$U_{\text{diskret}} = U(\Delta\xi \cdot m, \Delta\eta \cdot n) \quad (\text{A.47}) \quad \text{und} \quad S_{2;\text{diskret}} = S_2(\Delta\xi \cdot m, \Delta\eta \cdot n). \quad (\text{A.48})$$

Die Parameter  $p$  und  $q$  werden als Position eines Pixels angenommen. Der Zusammenhang zwischen benachbarten Pixeln ergibt sich aus dem Vergleich der **Gleichungen (A.44)** und **(A.46)** und lässt sich wie folgt beschreiben [39]:

$$\frac{pm}{N} = \frac{x\xi}{\lambda d} \quad (\text{A.49}) \quad \text{und} \quad \frac{qn}{N} = \frac{y\eta}{\lambda d}. \quad (\text{A.50})$$

Die kontinuierlichen Variablen  $x$  und  $y$  bzw.  $\xi$  und  $\eta$  lassen sich durch die Sampling-Abstände  $\Delta x$  und  $\Delta y$  bzw.  $\Delta\xi$  und  $\Delta\eta$  sowie die diskreten Variable  $p$  und  $q$  bzw.  $m$  und  $n$  beschreiben [39].

$$\xi = m \cdot \Delta\xi \quad (\text{A.51}) \quad \text{und} \quad \eta = n \cdot \Delta\eta, \quad (\text{A.53})$$

$$x = p \cdot \Delta x \quad (\text{A.52}) \quad \text{und} \quad y = q \cdot \Delta y. \quad (\text{A.54})$$

Des Weiteren lässt sich die Größe des CCD-Sensors  $L$ , unter der Annahme von  $\Delta\xi = \Delta\eta$ , durch

$$L = \Delta\xi N \quad (\text{A.55})$$

beschreiben. Werden die **Gleichungen (A.51), (A.53) und (A.55)** auf die **Gleichungen (A.49) und (A.50)** angewendet, ergibt sich:

$$x = p \frac{\lambda d}{L} \quad (\text{A.56}) \quad \text{und} \quad y = q \frac{\lambda d}{L}. \quad (\text{A.57})$$

Aus den **Gleichungen (A.56), (A.57) und (A.54)** lässt sich der Abstand zwischen zwei benachbarten Pixeln in der Rekonstruktionsebene bestimmen:

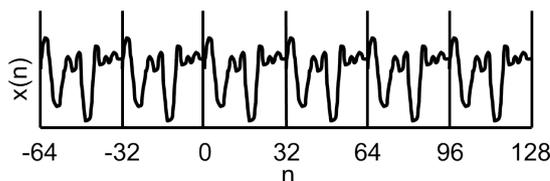
$$\Delta x = \frac{\lambda d}{L} \quad (\text{A.58}) \quad \text{und} \quad \Delta y = \frac{\lambda d}{L}. \quad (\text{A.59})$$

$\Delta x$  und  $\Delta y$  können als Pixelgröße in x- und y-Richtung interpretiert werden. Aus den **Gleichungen (A.58) und (A.59)** wird ersichtlich, dass bei gleichbleibender Sensorgröße  $L$  die Pixelgröße von der Wellenlänge  $\lambda$  und dem Rekonstruktionsabstand  $d$  abhängt.

## A.8 Alias-Effekt

Für die Erklärung des Alias-Effektes, auch Aliasing genannt, muss zunächst bei den möglichen Eingangssignalen, die sich mit einer Fourier-Transformation in ein Ausgangssignal umwandeln lassen, angesetzt werden. Es gibt vier dieser Eingangssignale, das kontinuierliche, aperiodische Signal, das zeitdiskrete, aperiodische Signal, das kontinuierliche, periodische Signal sowie das zeitdiskrete, periodische Signal [60]. Die dazugehörigen Fourier-Transformationen sind die kontinuierliche Fourier-Transformation, die *discrete time Fourier transformation*, die Fourier-Reihe sowie die diskrete Fourier-Transformation (DFT) [60]. Alle diese Signale sind für den Bereich von minus bis plus unendlich definiert [60]. Dies kann nicht erfüllt werden, wenn die Signale mit einem Computer bearbeitet werden sollen, da Computer nur endliche Speicher haben. Eine Möglichkeit, dem entgegenzuwirken, ist die Annahme, dass die zu transformierenden Signale zeitdiskret und periodisch sind. Das heißt, dass sich das Signal unendlich oft in Richtung minus und plus wiederholt, wobei das eigentliche Signal begrenzt ist [60]. Diese Signalvariante lässt sich durch die DFT transformieren. Dies ist die Transformation, auf der die Rekonstruktionsalgorithmen in der Holografie basieren.

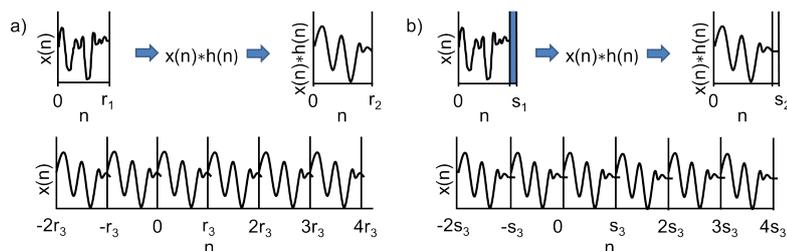
Wie sieht nun eine unendliche Wiederholung eines Signals in der realen Welt aus? **Abbildung A.6** zeigt schematisch ein zeitdiskretes, periodisches Signal. Bei dieser Art von Signalen wird angenommen, dass der letzte Wert des Signals im direkten Zusammenhang mit dem ersten Wert des Signals steht, denn durch die Periodizität folgt nach dem letzten Wert wieder der erste [60]. Dies zeigt, dass die DFT ein



Huferath-von Lüpke 2016

BIAS ID 163132

Abbildung A.6: Schematische Darstellung eines zeitdiskreten, periodischen Signals.



Huferath-von Lüpke 2016

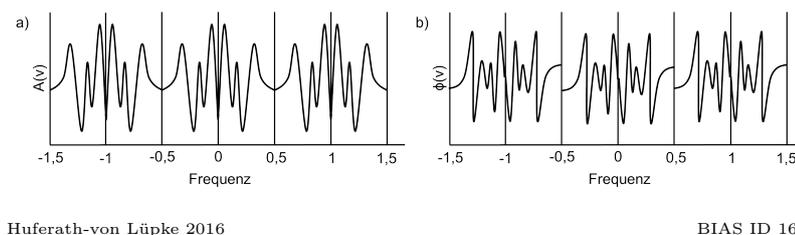
BIAS ID 163133

Abbildung A.7: a) zeigt eine schematische Darstellung des Alias-Effektes. b) zeigt eine schematische Darstellung der Vermeidung des Alias-Effektes.

mathematisches Werkzeug ist, das die Einhaltung der Anforderungen an das Eingangssignal fordert. Die Periodizität des Signals kann jedoch Auswirkungen auf das Ergebnis der Signalverarbeitung haben. Der Effekt, der entstehen kann, wird Aliasing genannt.

Das Aliasing lässt sich wie folgt beschreiben [60]. Nach der Transformation des Signals vom Orts- in den Ortsfrequenzraum mittels der DFT können im Ortsfrequenzraum unterschiedliche Operationen, wie beispielsweise die Faltung, an dem Signal vorgenommen werden. Wird dieses Signal wieder in den Ortsraum transformiert, ist nicht mehr gewährleistet, dass das Signal in die Periode des ursprünglichen Signals passt. Ist das der Fall, so ragt das Ende des Signals der einen Periode in den Anfang des Signals der darauf folgenden. Beide werden additiv vermischt, damit sind sie nicht mehr zu trennen. Dieser Effekt ist in **Abbildung A.7 a)** dargestellt. Durch die Erweiterung des Eingangssignals um  $P$  Nullen kann das Aliasing vermieden werden. Für dieses Signal gilt ebenfalls, dass wenn es in den Ortsfrequenzraum transformiert sowie z. B. gefaltet wird und anschließend wieder zurück transformiert, ragen die letzten Werte der einen Periode in die nächste Periode hinein. Durch die Erweiterungen des Signals um Nullen haben die letzten Werte in dem neuen Signal ebenfalls den Wert null und haben somit keinen Einfluss auf das Signal in der nächsten Periode. **Abbildung A.7 b)** zeigt eine schematische Darstellung der Vermeidung des Aliasings.

Die Periodizität der DFT besteht nicht nur im Ortsraum, sondern auch im Ortsfrequenzraum. Im Ortsfrequenzraum besteht die Periodizität nicht nur aus der Wiederholung des Signals, sie folgt auch einem Muster von gerader und ungerader Symmetrien. **Abbildung A.8** zeigt ein mögliches Amplituden- und Phasenspektrum, wobei das Amplitudenspektrum eine grade Symmetrie aufweist und das Frequenzspektrum eine ungerade. Das Intervall beider Spektren beträgt  $[0,0, 0,5]$ , es wird jedoch durch die Spiegelung von 0,5 bis 1,0 erweitert. Anhand des Beispiels in **Abbildung A.8**



Huferath-von Lüpke 2016

BIAS ID 163134

Abbildung A.8: a) zeigt eine schematische Darstellung eines Amplitudenspektrums und b) eine schematische Darstellung eines Phasenspektrums im Frequenzbereich.

ist zu sehen, dass sich die Spektren des Teilbereiches 0,0 bis 1,0 unendlich oft von minus bis plus unendlich wiederholen, genau wie im Ortsraum [60]. Für die weitere Betrachtung muss das Abtasttheorem [61] herangezogen werden [60]. Dieses besagt, dass nur dann eine fehlerfreie Rekonstruktion des Ausgangssignals möglich ist, wenn die höchste auftretende Frequenz, auch Nyquist-Frequenz  $F_N$  genannt, kleiner ist als die Hälfte der Abtastfrequenz [60]. Eine andere Bedingung des Abtasttheorems ist, dass es nur auf bandbeschränkte Signale anzuwenden ist [60]. Wird nun der in **Abbildung A.8** gezeigte Ortsfrequenzraum betrachtet, zeigt sich, was passiert, wenn das Abtasttheorem missachtet wird. Alle Werte, die oberhalb des ursprünglichen Intervalls liegen, würden in dem Intervall sichtbar werden, z. B. würde der Amplitudenwert an der Stelle 0,7 ebenfalls an der Stelle 0,3 erscheinen. Diese Werte überlagern sich additiv, genau wie im Ortsraum, weswegen dieser Effekt auch Aliasing im Ortsfrequenzraum genannt wird [60]. Das Aliasing im Ortsfrequenzraum wirkt wie ein Umklappen an der Intervallgrenze [60], d. h. für das hier beschriebene Beispiel, dass die Werte des Signals an der Stelle 0,5 umgeklappt werden. Somit überlagert sich z. B. der Wert der Frequenz an der Stelle 0,51 mit dem Wert der Ortsfrequenz an der Stelle 0,49, die Werte an der Stelle 0,55 mit den an der Stelle 0,45, usw.. Zur Vermeidung des Aliasings im Ortsfrequenzraum, ist das Ortsfrequenzband des abzutastenden Signals mittels eines Tiefpassfilters so zu begrenzen, dass keine Ortsfrequenzen, die größer als die Nyquist-Frequenz  $f_N$  sind, im Signal auftreten [60]. Bei der digitalen Holografie steht die Nyquist-Frequenz in Zusammenhang mit der CCD-Sensor-Größe sowie der Entfernung und Größe des Objektes. Ist das Objekt zu groß oder zu nah vor den CCD-Sensor positioniert, kommt es bei der Aufnahme des Hologramms zu einem Alias-Effekt. Der Alias-Effekt kann z. B. durch das Einbringen einer Blende vor dem Objekt vermieden werden. Diese Begrenzung der Objektgröße kommt einer Tiefpassfilterung gleich. Die Objektgröße wird durch die Blende so gewählt, dass die sich ergebenden Ortsfrequenzen in der CCD-Sensorebene nicht größer sind als die Nyquist-Frequenz.

## A.9 Grundlagen zur Auswertesoftware

### A.9.1 Bezeichner der Hologramme, die ausgewertet werden

In dem Auswerteprogramm ist hinterlegt, wie sich der Name der Datei, die die Hologramme beinhaltet, zusammen setzt. Es werden nur Dateien, die auf dieser Basis benannt wurden, ausgewertet. Der Dateiname muss folgende Informationen beinhalten:

- einen beliebigen Bezeichner, der nicht „A1“ beinhaltet,
- eine dreistellige Ziffer, die der Aufnahme­nummer des *Fringe Processors*<sup>5</sup> (*Counter*) entspricht,
- die Wellenlänge, des Laserlichtes, das für die Aufnahme des Hologramms verwendet wurde,
- das Messfeld, z. B. „A1“, „B2“ und
- aus der Historie gewachsen, die Bezeichnung *Complex Wavefield*.

Alle Teile des Namens sind durch ein Leerzeichen separiert. Die Wellenlänge wird mit einem Punkt anstatt eines Kommas angegeben und die Einheit „nm“ wird ohne Leerzeichen angehängt. Dieser Teil wird mit einem Komma und einem Leerzeichen abgeschlossen. Nachfolgend wird ein Beispiel für einen möglichen Dateinamen gegeben:

Measurement 001 658.544nm, A1 Complex Wavefield.fpimg .

Bei diesem Beispiel handelt es sich um einen Namen, den die BIAS-eigene Bildverarbeitungssoftware *Fringe Processor* standardmäßig vergibt. Einzig den Bezeichner, der hier „Measurement“ heißt, kann im *Fringe Processor* variiert werden. Für die Auswertesoftware wurde angenommen, dass dieser Name nicht geändert wird.

## A.9.2 Anpassung der Pixelgröße

Eine Anpassung der Pixelgröße in der Rekonstruktionsebene ist notwendig, wenn eine Phasendifferenz aus zwei Hologrammen erzeugt werden soll, die mittels eines auf der Fresnel-Näherung basierenden Rekonstruktionsalgorithmus rekonstruiert wurden (siehe **Anhang A.9.3**). In dem Fall ist die Pixelgröße u. a. abhängig von der Wellenlänge (siehe **Anhang A.7.2**). Die Pixelgröße in der Rekonstruktionsebene  $\Delta x$  lässt sich durch das Einsetzen von **Gleichung (A.55)** in **Gleichung (A.58)** berechnen. Die **Gleichung (A.58)** ergibt sich dann zu:

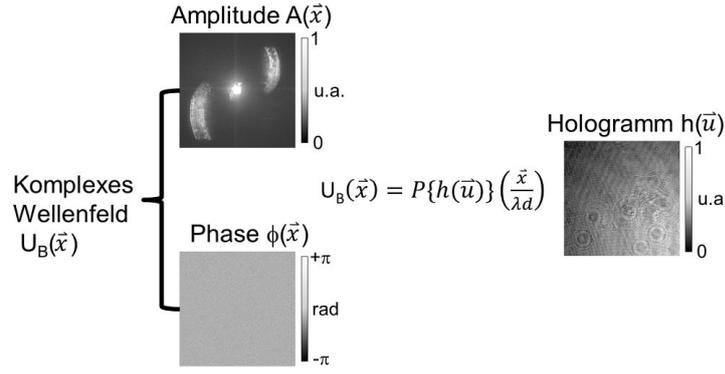
$$\Delta x = \frac{\lambda d}{\Delta \xi N}, \quad (\text{A.60})$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge, die für die Aufnahme des Hologramms verwendet wurde,  $d$  der Rekonstruktionsabstand,  $\Delta \xi$  die Pixelgröße der Kamera und  $N$  die Anzahl der Kamerapixel ist.

Für die Skalierung des Hologramms mit der kleineren Pixelgröße wird angenommen, dass die Abmessungen der beiden Hologramme in der Hologrammebene einer  $N \times N$ -Matrix mit einem auf 1 normierten Pixelabstand entsprechen. Der Normierungsfaktor entspricht der Größe des Kamerapixels  $\Delta \xi$ . In der Rekonstruktionsebene entsprechen die Abmessungen ebenfalls einer  $N \times N$ -Matrix mit auf 1 normiertem Pixelabstand, hier gilt jedoch für beide Rekonstruktionen ein unterschiedlicher Normierungsfaktor. Die rekonstruierten Bilder sind dadurch gleich groß, jedoch nicht das jeweilige beinhaltende Objekt. Damit das Objekt in beiden Rekonstruktionen von gleicher Größe ist, bezogen auf die Darstellung, muss der Skalierungsfaktor  $\Sigma$

---

<sup>5</sup>Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Hologramme mit der BIAS-eigenen Bildverarbeitungssoftware *Fringe Processor* aufgenommen.



Huferath-von Lüpke 2014

BIAS ID 152848

Abbildung A.9: Dargestellt wird das Prinzip der Anwendung einer Rekonstruktionsmethode auf ein Hologramm [62].

zwischen den beiden Rekonstruktionen bestimmt werden. Dazu wird der größere der beiden Pixelwerte  $\Delta x$  durch den kleineren dividiert, sodass  $\Sigma > 1$  gilt. Anschließend wird eine  $M \times M$ -Matrix mit  $M = N \cdot \Sigma$  generiert. In diese Matrix wird das Spektrum des Hologramms mit dem kleineren Pixelwert, das durch das Anwenden der diskreten Fourier-Transformation (DFT) im Ortsfrequenzraum gewonnen wurde, geschrieben, sodass sich die Stützstellen der Pixel verschieben. Das Spektrum mit den neuen Abmessungen wird mittels der inversen DFT zurück transformiert. Das sich ergebene Hologramm hat nun ebenfalls die Abmessung der  $M \times M$ -Matrix. Als letzter Schritt wird der Rand des zu großen Hologramms abgeschnitten. Der abzuschneidende Bereich ergibt sich aus  $\frac{M-N}{2}$ . Im Ergebnis entsprechen die Abmessungen des Hologramms wieder einer  $N \times N$ -Matrix und in der Rekonstruktionsebene entspricht nun die Größe des Objektes der des Objektes des anderen Hologramms.

### A.9.3 Erzeugung der Phasendifferenz

Durch die Anwendung von Rekonstruktionsmethoden kann das komplexe Wellenfeld eines Objektes rekonstruiert werden. **Abbildung A.9** zeigt das Prinzip der Anwendung einer Rekonstruktionsmethode auf ein Hologramm. Das rekonstruierte komplexe Wellenfeld lässt sich in zwei Komponenten zerlegen. Die eine besteht aus der Amplitude  $E_0$  und die andere aus der Phase  $\phi(\vec{x})$  (siehe **Anhang A.1**). Schreiben lässt sich das rekonstruierte komplexe Wellenfeld  $U_B(\vec{x})$  als

$$U_B(\vec{x}) = E_0 \cdot \exp\{i\phi(\vec{x})\}. \quad (\text{A.61})$$

Für die Erzeugung der Phasendifferenz  $\Delta\phi(\vec{x})$  sind der Phasen-Term der Rekonstruktion mit der ersten Wellenlänge  $\lambda_1$  und der Phasen-Term der Rekonstruktion mit der zweiten Wellenlänge  $\lambda_2$  voneinander zu subtrahieren. Eine Subtraktion der Phasen-Terme kann auch erzeugt werden, indem die komplexen Wellenfelder multipliziert werden, wobei eines der beiden komplex zu konjugieren ist:

$$\begin{aligned} \Delta U_B(\vec{x}) &= E_{0,\lambda_1} E_{0,\lambda_2} \cdot \exp\{i\phi_{\lambda_1}(\vec{x})\} \exp\{-i\phi_{\lambda_2}(\vec{x})\} \\ &= E_{0,\lambda_1} E_{0,\lambda_2} \cdot \exp\{i(\phi_{\lambda_1}(\vec{x}) - \phi_{\lambda_2}(\vec{x}))\} \\ &= E_{0,\lambda_1} E_{0,\lambda_2} \cdot \exp\{i\Delta\phi(\vec{x})\}. \end{aligned} \quad (\text{A.62})$$

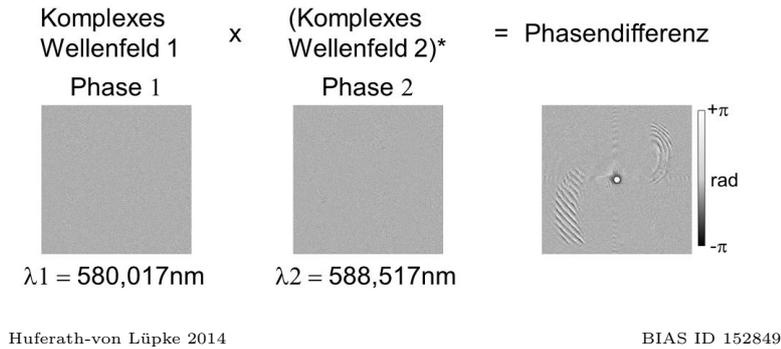


Abbildung A.10: Dargestellt ist die Erzeugung einer Phasendifferenz. Die Phasendifferenz entspricht einem Phasenbild, das bei einer Wellenlänge aufgenommen wurde, die der synthetischen Wellenlänge  $\Lambda$  entspricht [62].

In **Abbildung A.10** ist das Prinzip der Erzeugung der Phasendifferenz dargestellt.

#### A.9.4 Erzeugung der Phase der Objektbeleuchtung

Wird ein Objekt schräg beleuchtet, spiegelt sich der Beleuchtungswinkel in der Rekonstruktion wider. Eine schräg einfallende Objektbeleuchtung sorgt für einen Phasenoffset in der Phase des komplexen Wellenfeldes des Objektes. Dies führt dazu, dass z. B. ein ebenes Objekt, das parallel zum Kamerasensor ausgerichtet ist, in der Rekonstruktion eine Neigung zu haben scheint. Zu Eliminierung dieses Einflusses muss das komplexe Wellenfeld der Objektbeleuchtung ermittelt und aus der Phase herausgerechnet werden. Das komplexe Wellenfeld der Objektbeleuchtung  $U_{\text{illu}}$  lässt sich durch

$$U_{\text{illu}} = E_{0,\text{illu}} \cdot \exp\{i\phi_{\text{illu}}(\vec{x})\}, \quad (\text{A.63})$$

beschreiben, wobei  $E_{0,\text{illu}}$  für die Amplitude und  $\phi_{\text{illu}}(\vec{x})$  für die Phase steht. Die Phase der Objektbeleuchtung kann aus einem Hologramm, das von einer ebenen Fläche (z. B. eine Aluminiumplatte) aufgenommen wurde, ermittelt werden. Da diese Platte eine Höhe von  $z_p = 0$  über die gesamte aufgenommene Fläche aufweist, ist sichergestellt, dass nur die Objektbeleuchtung widergespiegelt wird [34]. Damit die Phase der Objektbeleuchtung  $\phi_{\text{illu}}(\vec{x})$  mit der Phasendifferenz  $\phi(\vec{x})$  der Messung verrechnet werden kann, müssen die Aufnahmebedingungen bei den Messungen die gleichen sein. Das heißt, dass die Wellenlängen sowie der für die Auswertung verwendete Rekonstruktionsabstand identisch sein müssen. Wobei letzter digital angepasst werden kann. Nach der Aufnahme der Hologramme von der Platte wird die Phasendifferenz gebildet (siehe **Anhang A.9.3**). **Abbildung A.11** zeigt exemplarisch die resultierende Phasendifferenz einer solchen Messung. Da die Phasenwerte in den Grenzen von  $[0, 2\pi]$  liegen, können Phasensprünge entstehen, wie in den ersten Beugungsordnungen von **Abbildung A.11** zu sehen. Zu Phasensprüngen kann es kommen, wenn z. B. das Objekt einen Höhenunterschied von mehr als  $\lambda/2$  aufweist, das Objekt unter einem Winkel betrachtet wird oder die Beleuchtung nicht eben ist oder diese unter einem Winkel auf das Objekt fällt. Aufgrund der Wahl des Objektes und der parallelen Ausrichtung zum Messsystem können hier die ersten beiden Punkte als

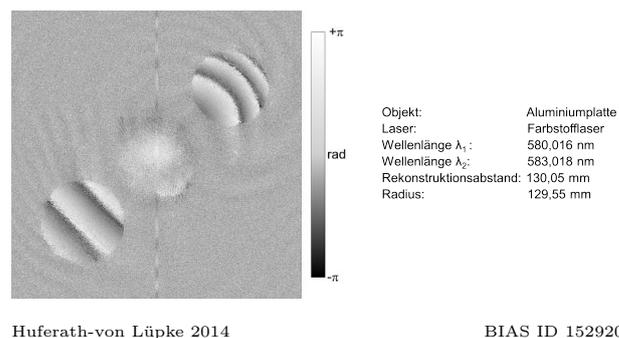
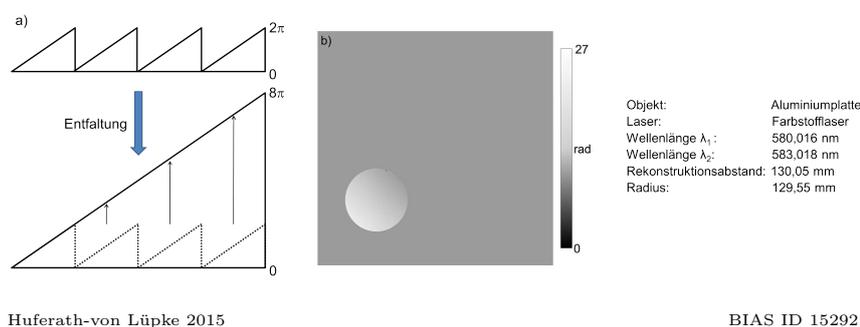
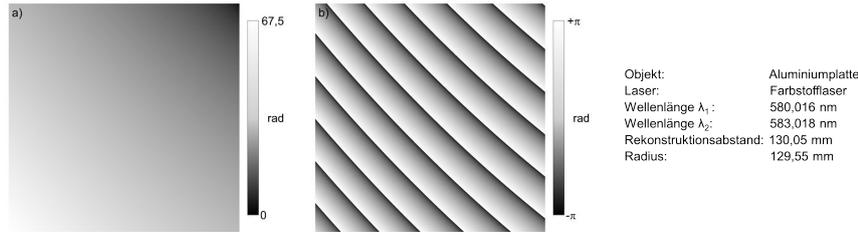


Abbildung A.11: Dargestellt ist die Phasendifferenz einer ebenen Platte.

Abbildung A.12: a) zeigt eine Prinzipskizze zur Entfaltung von Phasen. b) zeigt die entfaltete plus erste Beugungsordnung der Phasendifferenz aus **Abbildung A.11**.

Grund für die Phasensprünge ausgeschlossen werden. Damit resultieren die aufgenommenen Phasensprünge aus der Objektbeleuchtung. Für die weitere Auswertung kann aufgrund der Wahl des Objektes angenommen werden, dass keine Unstetigkeiten vorliegen, die zu Phasensprüngen von mehr als  $2\pi$  von einem Pixel zum nächsten führen. Unter dieser Annahme kann ein Entfaltungsalgorithmus angewendet werden, wodurch die Grenzen so angepasst werden, dass keine Phasensprünge mehr vorliegen. **Abbildung A.12** zeigt das Prinzip dieser Entfaltung und die entfaltete plus erste Beugungsordnung zu **Abbildung A.11**. Anschließend wird, um eventuell vorhandene Unebenheiten der Platte herauszurechnen, auf die entfaltete Phase ein auf der Methode der kleinsten Quadrate [63] basierender numerischer Näherung zweiter Ordnung angewendet. **Abbildung A.13 a)** zeigt das Ergebnis nach Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate. Anschließend müssen die Grenzen wieder in den Bereich von 0 bis  $2\pi$  überführt werden. Dazu wird das Ergebnis der Methode der kleinsten Quadrate in ein komplexes Bild mit Amplitude  $E_0 = 1$  umgewandelt. **Abbildung A.13 b)** zeigt die Phase des komplexen Wellenfeldes. Alle hier beschriebenen Schritte wurden mit den Unterprogrammen *Unwrapping*, *LeastSquaresFitting* und *Complex* des *Fringe Processors* durchgeführt. Diese Prozedur ist für das Messsystem einmal anzuwenden und kann dann unter der Bedingung, dass der Aufbau und die Wellenlänge gleich bleiben, bei allen regulären Messungen wiederverwendet werden.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152922

Abbildung A.13: a) zeigt das Ergebnis der numerischen Näherung zweiter Ordnung der entfalteten Phasendifferenz in den Grenzen von  $[0, 67, 5]$  basierend auf der Methode der kleinsten Quadrate sowie b) die Phasendifferenz aus a) in den Grenzen  $[0, 2\pi]$ .

### A.9.5 Einzelphasendifferenzen zusammenfügen

Für das Zusammensetzen der Einzelphasendifferenzen zu einem Gesamtbild wird als erstes ein Platzhalter erzeugt<sup>6</sup>. Hierfür wird eine mit Nullen gefüllte  $M \times M$ -Matrix mit  $M = \Delta x \cdot sx$  erzeugt. Aufgrund der Aufnahmemethode befinden sich die Teilaufnahmen immer an der gleichen Position in der Rekonstruktion, deswegen ist deren eigentliche Position in der Gesamtrekonstruktion und somit in der  $M \times M$ -Matrix zu ermitteln. Zur Berechnung der Position werden die in der Eingabemaske eingetragenen Werte für  $sx$  und  $sy$  (siehe **Abschnitt 5.2.1** Punkt 10) sowie die Werte für  $capt_x$  und  $capt_y$  (siehe **Abschnitt 5.2.1** Punkt 9) verwendet. Des Weiteren werden die Pixelgröße  $\Delta x$  in der Rekonstruktionsebene und der Vergrößerungsfaktor  $V$  (siehe **Abschnitt 6.2.1**) für die Berechnung benötigt. Über eine if-Schleife wird unter Verwendung der **Gleichungen (A.64)** und **(A.65)** die Position der Rekonstruktionen der Teilausschnitte in der  $M \times M$ -Matrix bestimmt, wobei die Position in der  $M \times M$ -Matrix der Anzahl der zu verschiebenden Pixel  $N_{\text{shift}}$  entspricht.

$$N_{\text{shift},x,j1} = (capt_x - l1) \cdot \left( \frac{sx}{\Delta x} \cdot V \right) \quad \text{und} \quad (\text{A.64})$$

$$N_{\text{shift},y,j2} = (capt_y - l2) \cdot \left( \frac{sy}{\Delta x} \cdot V \right) \quad (\text{A.65})$$

$$j1 = 1, \dots, capt_x \quad \text{und} \quad l1 = capt_x - 1, \dots, 0$$

$$j2 = 1, \dots, capt_y \quad \text{und} \quad l2 = capt_y - 1, \dots, 0$$

Die komplexen Wellenfelder der Teilausschnitte werden entsprechend ihrer Position in der  $M \times M$ -Matrix mit der Matrix addiert. Das erfolgt über eine if-Schleife in der Auswertesoftware. Die Prozedur des Aufaddierens folgt der dargestellten Gleichung:

$$\begin{aligned} & canvas(N_{\text{shift},x,j1} : (N_{\text{shift},x,j1} + N), N_{\text{shift},y,j2} : (N_{\text{shift},y,j2} + N)) = \\ & canvas(N_{\text{shift},x,j1} : (N_{\text{shift},x,j1} + N), N_{\text{shift},y,j2} : (N_{\text{shift},y,j2} + N)) \\ & + data_{j1,j2}(:, :), \end{aligned} \quad (\text{A.66})$$

wobei  $canvas$  für die  $M \times M$ -Matrix steht und  $(N_{\text{shift},x,j1} : (N_{\text{shift},x,j1} + N), N_{\text{shift},y,j2} : (N_{\text{shift},y,j2} + N))$  für den Bereich innerhalb der Matrix, in den das komplexe Wellenfeld  $data_{j1,j2}(:, :)$  addiert werden soll.

<sup>6</sup>Dies ist eine programmiertechnische Feinheit, um den benötigten Speicherplatz zu reservieren.

### A.9.6 Bestimmung des Objektmittelpunktes

Für die Bestimmung des Objektmittelpunktes müssen mindestens drei Koordinatenpunkte auf den äußeren Durchmesser des Objektes gewählt werden. Die Anzahl der zu wählenden Koordinatenpunkte ist in der Eingabemaske vor dem Programmstart anzugeben. Als Standardwert sind fünf zu wählende Koordinatenpunkte vorgegeben. Für die Wahl der Koordinatenpunkte wird das Amplitudenbild der Vorversion des zusammengefügteten Objektes ausgegeben. In diesem sind mittels des Mauszeigers die Punkte entlang des Außendurchmessers des Objektes zu wählen. Für die Bestimmung des Mittelpunktes des kreisförmigen Objektes sind die nachfolgenden Gleichungen zu lösen:

$$zaehler = [1, -1 \cdot x_1, -1 \cdot y_1; 1, -1 \cdot x_2, -1 \cdot y_2; 1, -1 \cdot x_3, -1 \cdot y_3] \quad (\text{A.67})$$

$$nenner = [-1 \cdot (x_1^2 + y_1^2); -1 \cdot (x_2^2 + y_2^2); -1 \cdot (x_3^2 + y_3^2)] \quad (\text{A.68})$$

Auf der Basis der Lösungen von den **Gleichungen (A.67) (A.68)** werden die Koordinaten des möglichen Mittelpunktes  $MP$  mit der nachfolgenden Gleichung bestimmt.

$$MP = zaehler/nenner. \quad (\text{A.69})$$

Werden mehr als drei Koordinatenpunkte für die Ermittlung für den Mittelpunkt verwendet, dann werden die Koordinatenpunkte so miteinander kombiniert, dass alle möglichen Kombinationen einmal vorkommen. Die maximale Anzahl der Kombinationen ( $sum$ ) lässt sich mittels **Gleichung (A.70)** berechnen.

$$sum = \sum_{kk=1}^{nn-2} kk \cdot (nn - 1 - kk), \quad (\text{A.70})$$

wobei  $nn$  der Anzahl der verwendeten Koordinatenpunkte entspricht und  $kk$  die Laufvariable der Summe ist. Aus dem auf diese Weise generierten möglichen Mittelpunkt wird der Mittelwert gebildet. Dieser wird als Ausgangspunkt für die Erzeugung einer Maske verwendet, die der Größe des Objektes entspricht. Für die Generierung der Maske wird der Satz des Pythagoras verwendet. Er wird zur Bestimmung der Koordinatenpunkt verwendet, die dem Objekt entsprechen. Diese erhalten den Wert eins, alle anderen den Wert null. Anschließend wird die Maske ausgehend vom bestimmten möglichen Mittelpunkt  $(x_{MP}, y_{MP})$  des Objektes um  $x_{MP} - 50$  und  $y_{MP} - 50$  verschoben. Ausgehend von der neuen Position der Maske wird dieser Schritt für Schritt um einen Pixel verschoben, bis der Versatz 100 Pixel in beide Richtungen erreicht hat. An jeder Position wird die Maske mit dem Amplitudenbild multipliziert und der Mittelwert über das Ergebnis gebildet. Dieser Wert wird in Kombination mit den Mittelpunktkoordinaten in eine Tabelle geschrieben. Liegt nur das Objekt innerhalb der Maske, wird der sich für Maske und Amplitudenbild ergebende Mittelwert maximal. Nach dem Durchlauf aller Positionen wird der maximale Wert der bestimmten Mittelwerte gesucht. Die Koordinatenpunkte bei diesem Wert werden als neue Mittelpunktkoordinaten angenommen und bei allen weiteren Berechnungen, wie beispielsweise der Kompensation des Versatzes zwischen Soll- und Ist-Zustand, verwendet.

### A.9.7 Ausmaskierung von nicht objektrelevanten Bereichen

Für die Auswertung sind nur die Bereiche von Interesse, die auch Informationen über das Objekt beinhalten. Bei Objekten, die z. B. eine Bohrung haben, beinhalten die Bereiche innerhalb der Bohrung in der Rekonstruktionsebene keine auswertbaren Informationen. Diese Bereiche werden für die weitere Bearbeitung der Daten ausmaskiert. Für die Berechnung der Maske werden die in der Eingabemaske unter Punkt 11 (siehe **Abschnitt 5.2.1**) eingetragenen Werte für den inneren und äußeren Durchmesser verwendet. Zunächst wird im Programm geprüft, ob und wenn ja welcher Durchmesser angegeben ist. Liegt eine Angabe des Durchmessers (*diameter*) vor, wird dieser mit dem Skalierungsfaktor (*factor*) multipliziert und durch die Pixelgröße in der Rekonstruktionsebene (*dx*) dividiert. Da in der Auswertesoftware im Weiteren mit dem Radius (*radius*) gerechnet wird, wird der sich ergebene Wert noch durch zwei geteilt. Die Berechnung ist in **Gleichung (A.71)** dargestellt:

$$radius = (diameter \cdot factor) / (dx \cdot 2). \quad (\text{A.71})$$

Ein weiterer Schritt für die Erzeugung der Maske ist die Generierung einer Vorversion des zusammengesetzten Objektes, diese erfolgt wie in **Anhang A.9.5** beschrieben. Auf der Basis dieser Vorversion wird der Mittelpunkt des Objektes bestimmt (siehe **Abschnitt A.9.6**) und ausgehend von diesem Mittelpunkt und dem Radius oder den Radien wurde bestimmt, welche Pixel den Wert null erhalten. Dazu wird bestimmt, welchen Abstand jedes Pixel zu der Mittelpunkt-Pixelpaarung hat, ist dieser Wert größer als der äußere Radius bzw. kleiner als der innere Radius wird der Pixelwert auf null gesetzt, liegt der Wert innerhalb der beiden Werte, ist kleiner als der Außendurchmesser bzw. größer als der Innendurchmesser, so wird der auf eins gesetzt. Auf diese Weise wird eine Maske für das gesamte Objekt erzeugt. Da noch eine Phasen Anpassung der Einzelaufnahmen zueinander erfolgen muss (siehe **Abschnitt 5.2.2.2**), muss die Gesamtmaske (*Mask*) in Teilbereiche (*Maskpart*), die den Einzelaufnahmen entsprechen, zerlegt werden. **Gleichung (A.72)** beschreibt den Schritt der Zerlegung der Maske:

$$\begin{aligned} Maskpart = Mask(start(ll, 2) + 1 & : start(ll, 2) + 1024, \\ start(ll, 1) + 1 & : start(ll, 1) + 1024), \end{aligned} \quad (\text{A.72})$$

wobei *start* in der Auswertesoftware eine Tabelle ist, die die Pixelwerte für die linke obere Ecke der Einzelaufnahmen beinhaltet, *ll* steht für eine Laufvariable, mit der die Zeile der Tabelle ausgewählt wird, die Zahlen 1 und 2 geben die zu verwendende Spalte der Tabelle an und die Zahl 1024 entspricht der Pixelgröße der zu generierenden Maske. Die auf diese Weise berechneten Masken werden mit den ihnen entsprechenden Einzelaufnahmen pixelweise multipliziert.

Eine weitere Maske, die auf die Einzelbilder angewendet wird, entspricht dem Durchmesser der im Messsystem verwendeten Irisblende. Diese Irisblende begrenzt die erste Beugungsordnung, somit kann angenommen werden, dass alles was außerhalb dieser Begrenzung liegt nicht zum Objekt gehört. Für die Generierung dieser Maske wurde ein Testhologramm aufgenommen und rekonstruiert. Anschließend wurde unter der Verwendung des Unterprogramm *Mask* der BIAS-eigenen Bildverarbeitungssoftware *Fringe Processor* die plus erste Beugungsordnung ausmaskiert. Diese Maske wurde in das Auswerteprogramm integriert und muss nur dann geändert werden, wenn in dem Messsystem der Durchmesser der Irisblende verändert wird.

### A.9.8 Phasen Anpassung

Wie bereits in **Abschnitt 5.2.2.4** erwähnt wurde, kann es zu einem Phasenoffset zwischen zwei benachbarten Einzelaufnahmen kommen. Werden Einzelbilder zusammengefügt, die einen Phasenoffset zueinander haben, suggeriert das Gesamtbild, dass sich Stufen auf dem Objekt befindet, die auf dem realen Objekt nicht existieren. Zu Vermeidung dieser Suggestion muss der Phasenoffset der Einzelaufnahmen zueinander ermittelt und eliminiert werden. Aus diesem Grund müssen sich die Einzelaufnahmen überlappen. In der Auswertesoftware wird zunächst der Bereich ermittelt, in dem sich die benachbarten Aufnahmen überlappen. Anschließend wird ein Bild aus den ausmaskierten komplexen Wellenfeldern in der Rekonstruktionsebene generiert, das von der Größe dem Überlappbereich entspricht. Auf der Basis dieser Bilder wird der Phasenoffset entweder manuell oder automatisch ermittelt, wobei die Ermittlung des Phasenoffsets immer manuell erfolgt, wenn für das Objekt kein Durchmesser angegeben wird.

Bei der manuellen Bestimmung des Phasenoffsets werden die Überlappbereiche zwei benachbarte Phasendifferenzen betrachtet. Zuerst wird der Überlappbereich der ersten Phasendifferenz ausgegeben. In diesem ist der Bereich zu wählen, der für die Anpassung der Phase herangezogen werden soll. Anschließend öffnet sich ein Fenster mit der zweiten Phasendifferenz. In diesem ist ebenfalls der Bereich zu wählen, der für die Anpassung der Phase herangezogen werden soll. Für die Werte, die sich in den markierten Bereichen liegen, wird jeweils der Mittelwert bestimmt. Auf der Basis dieser Mittelwerte wird die Phasen Anpassung vorgenommen. Die Durchführung dieser Anpassung ist weiter unten im Text beschrieben.

Bei der automatischen Bestimmung des Phasenoffsets werden die Phasen des komplexen Wellenfeldes (*overlaparea\_imax\_phase*) betrachtet. Hierfür werden die Pixel gesucht, deren Wert ungleich null ist und anschließend wird der Mittelwert über all diese Pixelwerte gebildet. Die **Gleichungen (A.73)** und **(A.74)** beschreibt diese Schritte:

$$\begin{aligned} \text{mean\_value}(ll, 1) &= \text{mean}(\text{overlaparea\_ima1\_phase} \\ &\quad (\text{find}(\text{overlaparea\_ima1\_phase}))), \end{aligned} \quad (\text{A.73})$$

$$\begin{aligned} \text{mean\_value}(ll, 2) &= \text{mean}(\text{overlaparea\_ima2\_phase} \\ &\quad (\text{find}(\text{overlaparea\_ima2\_phase}))). \end{aligned} \quad (\text{A.74})$$

*find* und *mean* sind Funktionen in *Matlab*, wobei die erste z. B. zum Auffinden von Werten, die ungleich null sind, verwendet wird und die zweite um den Mittelwert für die angegebenen Werte ermittelt. *mean\_value(ll, x)* ist eine Tabelle, die in der ersten Spalte ( $x = 1$ ) die Mittelwerte des jeweils ersten der betrachteten Phasenbilder beinhaltet und in der zweiten Spalte ( $x = 2$ ) die des jeweils zweiten. *ll* ist die Laufvariable für die Zeile der Tabelle.

Ab diesem Punkt verlaufen die manuelle und die automatische Auswertung gleich ab. Nachdem die Mittelwerte mittels der einen oder anderen Variante bestimmt wurden, wird die Differenz (*difference(ll, 1)*) aus ihnen gebildet, wobei für die weitere Berechnung der Absolutwert verwendet wird. **Gleichung (A.75)** zeigt die Bestimmung der Mittelwertdifferenz:

$$\text{difference}(ll, 1) = \text{abs}(\text{mean\_value}(ll, 1) - \text{mean\_value}(ll, 2)). \quad (\text{A.75})$$

abs ist eine Funktion in *Matlab* mittels der der Absolutwert ermittelt wird. Bei *difference*(*ll*, 1) handelt es sich um eine Tabelle, in die alle Differenzwerte eingetragen werden. Es ist eine einspaltige Tabelle und *ll* ist die Laufvariable für die Zeilen. Die Differenz der Mittelwerte wird zur Phase des zweiten ausmaskierten komplexen Wellenfeldes entweder addiert oder subtrahiert. Da es sich um Phasenwerte in Bereich von 0 bis  $2\pi$  handelt, muss das Ergebnis modulo  $2\pi$  berechnet werden, damit die Werte die größer  $2\pi$  oder kleiner 0 sind wieder im Bereich 0 bis  $2\pi$  liegen. Auf diese Weise wird der Phasenoffset des zweiten komplexen Wellenfeldes bezogen auf die Phase des ersten komplexen Wellenfeldes behoben. Gleichung (A.76) zeigt diesen Schritt:

$$\begin{aligned} \text{phi\_F\_masked} &= \text{mod}(\text{angle}(\text{data\_maskedadapped\_squeezed\_ima2}) \\ &\pm \text{difference}(\text{ll}, 1), 2 \cdot \pi). \end{aligned} \quad (\text{A.76})$$

Bei *angle* und *mod* handelt es sich um Funktionen in *Matlab*, wobei die erste die Phase des ausmaskierten komplexen Wellenfeldes (*data\_maskedadapped\_squeezed\_ima2*) ausgibt und die zweite in Kombination mit  $2\pi$  modulo  $2\pi$  durchführt. Das Ergebnis ist ein Phasenbild (*phi\_F\_masked*) im Bereich von 0 bis  $2\pi$ . Als letzter Schritt wird aus dem Amplitudenbild und dem Phasenbild wieder ein komplexes Wellenfeld (*U\_masked*) generiert. Dieser Schritt ist in Gleichung (A.77) dargestellt:

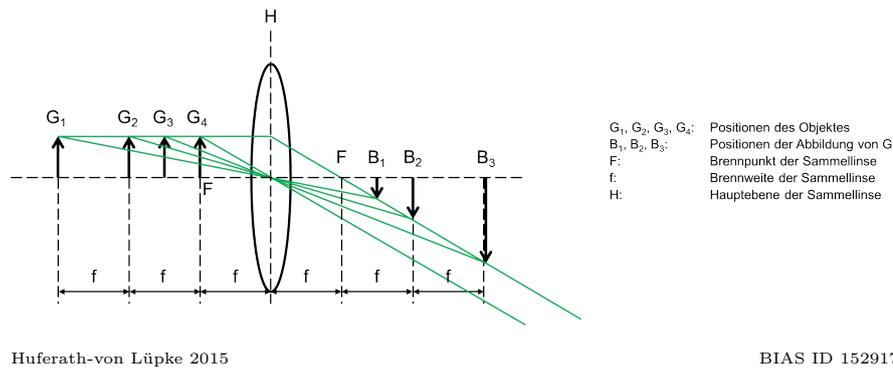
$$\begin{aligned} U\_masked &= \text{abs}(\text{data\_maskedadapped\_squeezed\_ima2}) \\ &\cdot \exp(1i \cdot \text{phi\_F\_masked}). \end{aligned} \quad (\text{A.77})$$

Die letzten beiden Schritte werden zusätzlich auch auf die originalen komplexen Wellenfelder angewendet, da am Ende nicht die ausmaskierten komplexen Wellenfelder zusammengesetzt werden sollen, sondern die ursprünglichen. Die hier beschriebene Prozedur wird in einer Schleife für alle Einzelbilder durchgeführt, sodass am Ende alle Einzelbilder einen Phasenwert haben, die an den Phasenwert des erste komplexen Wellenfeldes angepasst ist (siehe **Anhang 7.6**).

## A.10 Sammellinsen

Zur Demonstration der Veränderung des Vergrößerungsfaktors  $V$  bei einem Objektiv bei unterschiedlichen Abständen  $z$  vom Objekt zum Objektiv, wird in erster Näherung angenommen, dass ein Objektiv als einzelne Sammellinse betrachtet werden kann. Diese Annahme kann die Veränderung des Vergrößerungsfaktors  $V$  natürlich nur phänomenologisch beschreiben. Aus diesem Grund wird in **Abschnitt 6.2.1** die Veränderung des Vergrößerungsfaktors  $V$  für das Messsystem empirisch ermittelt. Betrachtet wird nun eine Sammellinse. Diese wird u. a. zur Abbildung von Gegenständen genutzt. Die Lage  $d$  der Abbildung bezogen auf die Sammellinse, auch Bildweite genannt, ist abhängig vom Abstand  $z$  des Gegenstandes zur Sammellinse, dieser Abstand wird auch Gegenstandsweite genannt. Um den Vergrößerungsfaktor  $V$  zu erhalten, ist z. B. die Gegenstandsgröße  $x_0$  mit der Bildgröße  $B$  oder die Gegenstandsweite  $z$  und Bildweite  $d$  in Zusammenhang zu setzen:

$$V = \frac{B}{x_0} = \frac{d}{z} \quad (\text{A.78})$$



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152917

Abbildung A.14: Eine Prinzipskizze über das Abbildungsverhalten von dünnen Sammellinsen.

Tabelle A.1: Dargestellt ist der Zusammenhang zwischen Gegenstandsweite  $z$  und Bildweite  $b$  bei einer Sammellinse. Die Lage ist bezogen auf die Brennweite  $f$  der Sammellinse angegeben.

Gegenstandsweite $z$	Bildweite $d$
$0 < z < f$	$B$ und $G$ liegen auf derselben Seite (in <b>Abbildung A.14</b> nicht dargestellt)
$z = f$	$d = \infty$ (entspricht $G_4$ in <b>Abbildung A.14</b> )
$f < z < 2f$	$d > 2f$ (entspricht $G_3$ in <b>Abbildung A.14</b> )
$z = 2f$	$d = 2f$ (entspricht $G_2$ in <b>Abbildung A.14</b> )
$z > 2f$	$f < d < 2f$ (entspricht $G_1$ in <b>Abbildung A.14</b> )
$z = \infty$	$d = f$ (in <b>Abbildung A.14</b> nicht dargestellt)

**Abbildung A.14** gibt einen Teil des Abbildungsverhaltens einer dünnen Sammellinse wieder. Es ist zu sehen, dass sich die Größe der Abbildung  $B$  bei gleichbleibender Gegenstandsgröße  $G$ , aber unterschiedlichen Abständen  $z$  zur Sammellinse ändert. Was ebenfalls auffällt, ist, dass sich Gegenstandsweite  $z$  und Bildweite  $d$ , bezogen auf die Hauptachse  $H$  der Sammellinse, nicht im gleichen Maße ändern. Der Zusammenhang zwischen Gegenstandsweite  $z$  und Bildweite  $d$  ist in **Tabelle A.1** dargestellt [64].



# Anhang B

## Datenblätter und Parameterlisten

### B.1 Datenblätter der LYNX<sup>TM</sup> Diodenlaser

Tabelle B.1: Datenblatt der beiden Diodenlaser der Firma *Sacher Lasertechnik* mit der Seriennummer LYNX L-660-0413-00870 (Diodenlaser 1) und der Seriennummer LYNX L-660-0413-00871 (Diodenlaser 2)[46].

Parameter	Diodenlaser 1	Diodenlaser 2
Temperatur	22,0 °C	22,0 °C
Elektrische Polarität	positiv	positiv
Schwellenstrom	85,0 mA @ 660 nm	50,0 mA @ 660 nm
Maximaler Strom	210 mA	210 mA
Betriebsstrom	180 mA	180 mA
Ausgangsleistung	≥ 40 mW @ 660 nm	≥ 60 mW @ 660 nm
Ausgangsleistung nach SM-Faser	≥ 30 mW @ 660 nm	≥ 40 mW @ 660 nm
Polarisationsverhältnis	1:260, p-polarisiert (horizontal)	1:230, p-polarisiert (horizontal)
Ausgerichtete Wellenlänge	660,0 nm	660,0 nm
Einstellbarer Wellenlängenbereich	656,8 nm - 666,0 nm	657,5 nm - 665,7 nm
– Grobeinstellung	~10 nm pro Umdrehung der Wellenlängenjustageschraube	~4 nm pro Umdrehung der Wellenlängenjustageschraube
– Feineinstellung	~0,515 nm pro 100 V mit dem Piezoaktuator (voller Bereich)	~0,395 nm pro 100 V mit dem Piezoaktuator (voller Bereich)
Anpassungsverhalten:		
– Stromanpassung	~0,33 GHz pro 1 mA	~0,33 GHz pro 1 mA
– Temperaturanpassung	~20,0 GHz pro 1 °C	~20,0 GHz pro 1 °C
– Piezoanpassungsrate	~0,7 GHz pro 1 V	~0,9 GHz pro 1 V
Singlemodeanpassungen:		
– 656,8 nm	4 GHz	-
– 657,5 nm	-	4 GHz
– 660,0 nm	≥16 GHz	32 GHz
– 665,7 nm	-	2 GHz
– 666,0 nm	4 GHz	-

## B.2 Faserschalter Datenblatt

Tabelle B.2: Spezifikation des verwendeten Faserschalters für den Einsatz mit den Diodenlasern.

Komponente	Wert
Faser	1 x 2 polarisierend
Wellenlänge	660 nm
Optische Leistung	< 75 mW
Rückflussdämpfung	40 dB
Einfügungsdämpfung	max. 2,0 dB (typ. 1,8 dB)
übersprechen	≤ -55 dB
Auflösungsverhältnis Polarisation	≥ 18 dB
Umschaltzeit	≤ 2 ms
Wiederholbarkeit	≤ 0,01 dB
Betriebstemperatur	-30 °C bis 60 °C
Elektrisches Interface:	
– Kommunikation:	RS232, TTL ohne Stroboskop
– Betriebsspannung	5 V
– Maximale Leistung	450 mW
Gehäusegröße	124 mm x 56 mm x 13 mm
Eingangsfaser	FC/PC
Ausgangsfaser	FC/APC

## B.3 Datenblatt des fasergekoppelten Strahlteilerwürfels

Tabelle B.3: Komponentenwahl für die verwendete Strahlaufteilung in Objekt- und Referenzwelle des Messsystems.

Komponente	Wert
Strahlteilerwürfel	1 x 2 polarisierend
Wellenlänge	660 nm
Rückflussdämpfung	40 dB
Anschlussfaser	3 mm OD PVC 4/125 PM Faser mit FC/PC-Stecker
Länge Eingangsfaser	5 m
Länge Ausgangsfaser	1 m (Objektbeleuchtung) <sup>1</sup> 1,3 m (Referenzwelle) <sup>1</sup>

<sup>1</sup>Der Laufweg der Referenzwelle ist um 0,3 m kürzer als der der Objektwelle. Wegen der Kohärenzlänge der Laser, die ungefähr 0,3 m entspricht (empirischer Wert), ist dieser Laufwegunterschied zu kompensieren.

## B.4 Mikroskopobjektiv Datenblätter

Tabelle B.4: Daten zu Mikroskopobjektiven [65]. Die Werte für die Vergrößerung, die numerische Apertur sowie den Arbeitsabstand sind exemplarisch. Es kann angenommen werden, dass diese Werte gängigen Werten für Objektive (Achromat) entsprechen.

Vergrößerung	Numerische Apertur NA	Arbeitsabstand / mm
4x	0,10	30,00
10x	0,25	6,10
20x	0,40	2,10
40x	0,65	0,65
60x	0,80	0,30
100x	1,25	0,18

Tabelle B.5: Daten zu Long-Distance-Mikroskop-Objektiven [66]. Die Werte für die Vergrößerung, die numerische Apertur, den Arbeitsabstand, die Auflösung sowie der Schärfentiefe entsprechen den der *EO M Plan Apo Long Working Distance Infinity-Corrected* Objektive der Firma *Edmund Optics* und wurden exemplarisch für Long-Distance-Mikroskop-Objektive gewählt.

Vergrößerung	Numerische Apertur NA	Arbeitsabstand / mm	Auflösung / $\mu\text{m}$	Schärfentiefe / $\mu\text{m}$
5x	0,14	34,0	2,00	2,00
10x	0,28	33,5	1,00	3,60
20x	0,42	20,0	0,70	1,60
50x	0,55	13,0	0,50	0,90
100x	0,80	3,0	0,34	0,43

## B.5 Datenblattausschnitt für USAF1951-Auflösungstesttafel

Tabelle B.6: Daten zu der verwendeten USAF1951-Auflösungstafel [67]. Dargestellt sind die Werte für die Gruppen und Elemente, die für diese Arbeit relevant sind.

Gruppe	Element	Frequenz / Periode/mm	Linien- breite / $\mu\text{m}$	Punkte pro cm	Linienpaare pro cm
4	1	16,00	31,25	320,00	160,00
4	2	17,69	27,84	359,19	179,59
4	3	20,16	24,80	403,17	201,59
4	4	22,63	22,10	452,55	226,27
4	5	25,40	19,69	507,97	253,98
4	6	28,51	17,54	570,18	285,09
5	1	32,00	15,63	640,00	320,00
5	2	35,92	13,92	718,38	359,19
5	3	40,32	12,40	806,35	403,17
5	4	45,25	11,05	905,10	452,55
5	5	50,80	9,84	1015,94	507,97
5	6	57,02	8,77	1140,35	570,18
6	1	64,00	7,81	1280,00	640,00
6	2	71,84	6,96	1436,75	718,38
6	3	80,63	6,20	1612,70	806,35
6	4	90,51	5,52	1810,19	905,10
6	5	101,59	4,92	2031,87	1015,94
6	6	114,04	4,38	2280,70	1140,35
7	1	128,00	3,91	2560,00	1280,00
7	2	143,68	3,48	2873,50	1436,75
7	3	161,27	3,10	3225,40	1612,70
7	4	181,02	2,76	3620,39	1810,19
7	5	203,19	2,46	4063,75	2031,87
7	6	228,07	2,19	4561,40	2280,70

## B.6 HolographyXYStage Parameterliste

Tabelle B.7: Für die Durchführung einer automatisierten Messung mit dem Messsystem in das *Fringe Processor*-Programm *HolographyXYStage* einzugeben Daten.

Parameter	Wert
Kamera:	AVT Pike 505B
Bildgröße ( <i>Image Size</i> )	2048 x 2048 Pixel
Belichtungszeit ( <i>Exposure Time</i> )	5 ms
<i>Gain</i>	0
<i>Gamma</i>	1
Gespiegelt ( <i>Mirror</i> )	nein
Rotiert ( <i>Rotate</i> )	nein
Pixelgröße ( <i>Pixel Size</i> )	3,45 $\mu\text{m}$ x 3,45 $\mu\text{m}$
Referenzwelle:	
Referenzwellentyp ( <i>Reference Wave</i> )	Kugelförmig ( <i>Sphere</i> )
Vertikale Verkipfung ( <i>Vertical Tilt</i> )	0 Grad
Horizontale Verkipfung ( <i>Horizontal Tilt</i> )	0 Grad
Abstand Quellpunkt - Sensor ( <i>Radius</i> )	129,55 mm
Rekonstruktionsmethode ( <i>Propagation Method</i> )	Fresnel
Abstand Objekt - Sensor ( <i>Distance</i> )	130,05 mm (bei Abweichung erfolgt Bemerkung im Text)
Laser:	
Laser 1	Fiber Optical Switch eol 1x2 at COM1, Channel 1
Laser 2	Fiber Optical Switch eol 1x2 at COM1, Channel 2
Zeitlicher Versatz ( <i>Delay</i> )	0,005 s (bei Abweichung erfolgt Bemerkung im Text)
Wellenlänge 1	Variiert
Wellenlänge 2	Variiert
x,y-Verschiebeeinheit:	
x-Richtung ( <i>X-Stage</i> )	Galil DMC2162, Axis A
Bewegungsrichtung invertiert	Ja
Arbeitsbereich	Begrenzt auf: -20 mm bis +20 mm
y-Richtung ( <i>Y-Stage</i> )	Galil DMC2162, Axis B
Bewegungsrichtung invertiert	Ja
Arbeitsbereich	Begrenzt auf: -20 mm bis +20 mm
Zeitlicher Versatz ( <i>Delay</i> )	10 s



# Anhang C

## Messobjekt

### C.1 Kalibrierobjekt

#### C.1.1 Gittertaster

Wie in **Abschnitt 4.5.1** beschrieben, ist es notwendig, den Einfluss, den das Objektiv in dem Messsystem auf die Auswertung hat, zu untersuchen. Neben der in **Abschnitt 4.5.1** beschriebenen Vergrößerung  $V$  kann das Objektiv auch Verzeichnungen hervorrufen. Zur gleichzeitigen Untersuchung beider Effekte lag kein geeignetes Kalibrierobjekt für das zu entwickelnde Messsystem vor. Daher wurden welche entworfen. Für die Fertigung wurde die BIAS-eigene Nanoscribe-Anlage verwendet [48].

Bei einem in dieser Arbeit eingesetzten Kalibrierobjekt handelt es sich um ein Gitter. **Abbildung C.1** zeigt eine Aufnahme des Gitters, die mit einem konfokalen Mikroskop (VK9700, siehe **Abschnitt 4.8.1**) der Firma Keyence aufgenommen wurde. Das Gitter hat eine Größe von 1,25 mm x 1,25 mm und ein Raster von 50  $\mu\text{m}$  x 50  $\mu\text{m}$ .

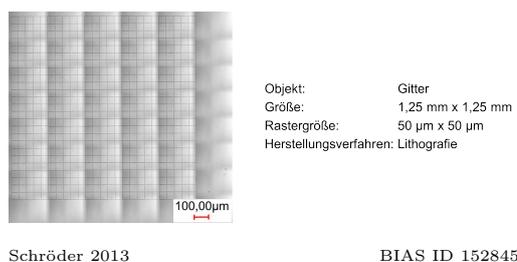


Abbildung C.1: Eine Mikroskopaufnahme des Kalibriergitters.

#### C.1.2 Stufenobjekt

Ein weiteres Kalibrierobjekt, das in dieser Arbeit Anwendung findet und eigens für das Messsystem hergestellt wurde, ist ein Stufenobjekt. Dieses Objekt wurde mit der BIAS-eigenen Nanoscribe-Anlage gefertigt [48]. Das Objekt besteht aus 16 Stufen, die in einer 4 x 4-Matrix angeordnet sind. Die Stufenhöhe geht von 1  $\mu\text{m}$  bis 16  $\mu\text{m}$ . Die Fläche jeder Stufe beträgt 80  $\mu\text{m}$  x 80  $\mu\text{m}$ . Da für die Fertigung des Objektes ein optisch transparentes Material verwendet wurde, wurde das Objekt nach der Fertigstellung noch mit einigen Atomlagen Gold bedampft. Dies ändert die Höhe

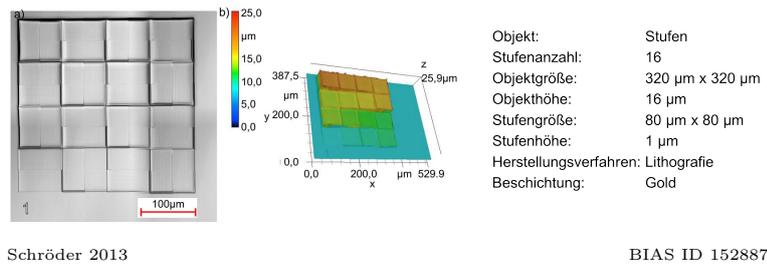


Abbildung C.2: a) zeigt eine Mikroskopaufnahme des Stufenobjektes. b) zeigt eine dreidimensionale Darstellung des in a) gezeigten Stufenobjektes.

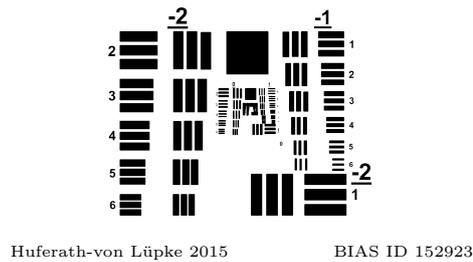


Abbildung C.3: Dargestellt ist das prinzipielle Aussehen einer USAF-Tafel. Für die eindeutige Unterscheidung der Gruppen- und Elementenziffern sind im Gegensatz zu einer realen USAF-Tafel die Ziffern der Gruppen unterstrichen.

der Stufen nicht maßgeblich. **Abbildung C.2 a)** zeigt eine Aufnahme des Stufenobjektes, das mit einem konfokalen Mikroskop (VK9700, siehe **Abschnitt 4.8.1**) der Firma *Keyence* aufgenommen wurde. In **Abbildung C.2 b)** wird eine dreidimensionale Darstellung von **Abbildung C.2 a)** gezeigt.

## C.2 USAF1951-Auflösungstesttafel für die laterale Auflösung von Messsystemen

Für die Überprüfung der lateralen Auflösung können unterschiedliche Arten von Auflösungstesttafeln verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine USAF1951-Auflösungstesttafel, im Weiteren als USAF-Tafel bezeichnet, verwendet. Diese wurde im Jahre 1951 für die Luftstreitkräfte der Vereinigten Staaten von Amerika (*United States Air Force* – USAF) zur Bestimmung des Auflösungsvermögens von optischen Instrumenten entwickelt [67]. Diese besteht aus einer Serie von Elementen, die zwei Sätze von Balken umfasst [67]. Diese Balken stehen im rechten Winkel zueinander. Jeder Satz besteht aus drei Balken, die durch einen Zwischenraum getrennt sind, der der Breite der Balken entspricht. Jeder Balken hat ein Verhältnis von 5 zu 1 zu seiner Breite [67]. Sechs Elemente sind zu einer Gruppe und die Gruppen sind paarweise zusammengefasst. Die Gruppen sind durchnummeriert, wobei die Gruppen mit geraden Nummern auf der linken Seite und in der rechten unteren Ecke zu finden sind. Die ungeraden Gruppen befinden sich ausschließlich auf der rechten Seite. **Abbildung C.3** zeigt eine Prinzipskizze von einer USAF-Tafel. Zur besseren Unterscheidung sind die Ziffern der Gruppen unterstrichen, dies entspricht nicht der Realität.

Das Größenverhältnis der Balken ist durch folgende Gleichung gegeben [67]:

$$Auflösung = 2^{\frac{Gruppe+(Element-1)}{6}}. \quad (C.1)$$

Diese Gleichung bezieht sich auf Balkenpaar pro Millimeter (lp/mm). Die Daten der für das Messsystem relevanten Gruppen und Elemente sind in der **Tabelle B.6** im **Anhang B.5** dargestellt.

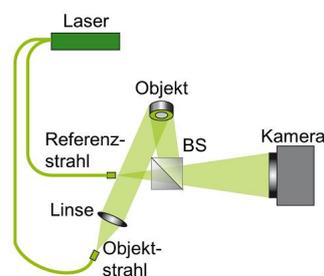


# Anhang D

## Voruntersuchungen zur Verschleißmessung mittels digitaler Holografie

### D.1 Digital holografischer Aufbau

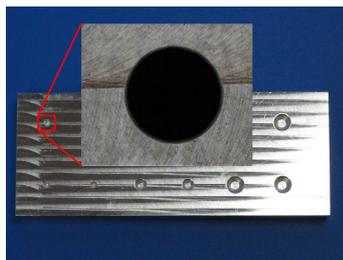
Für die Voruntersuchungen zur Entwicklung eines Messsystems zur Erfassung von Verschleiß wurde ein digital holografischer Laboraufbau designt, der, den Abmessungen nach, in das kombinierte Schneid-Tiefziehwerkzeug der Mikroumformmaschine (MUM; siehe **Abschnitt 4.2**) eingebracht werden kann. Die **Abbildung D.1** zeigt eine schematische Skizze des digital holografischen Aufbaus. Der Laserstrahl wird in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Ein Strahl wird zur Beleuchtung des Objektes genutzt. Das vom Objekt zurückgestreute Licht wird über einen Strahlteiler auf die Kamera gelenkt. Der andere Strahl wird als Referenzstrahl direkt auf die Kamera geführt. Bei dem Aufbau handelt es sich um einen linsenlosen Fourier-Aufbau (siehe **Anhang A.6**). Das heißt, der Quellpunkt der Referenzwelle und das Objekt haben den gleichen Abstand zur Kamera. Für die Aufnahme der Hologramme wurde als Kamera eine AVT Pike 505B mit einer Sensorgröße von  $2/3''$  und einer Pixelgröße von  $\Delta\xi = \Delta\eta = 3,45 \mu\text{m}$  verwendet. Der Abstand zwischen Objekt und Sensor, bzw. Referenzquellpunkt und Sensor betrug  $75 \text{ mm}$ . Für diesen Rekonstruktionsabstand ergibt sich für diesen Aufbau eine laterale Auflösung von  $6,2 \mu\text{m}$ . Diese lässt



Huferath-von Lüpke 2012

BIAS ID 152835

Abbildung D.1: Dargestellt ist eine Prinzipskizze des Laboraufbaus in Form eines linsenlosen Fourier-Aufbaus [52].



Huferath-von Lüpke 2012

BIAS ID 120290

Abbildung D.2: Ein Testobjekt für die Verschleißmessungen mit dem Laboraufbau. Die kleinste Bohrung hat einen Bohrdurchmesser von 2,2 mm und einen Kantenradius von 0,5 mm (dieser ist hier nicht sichtbar) [52]. Diese Bohrung wurde für die Messungen verwendet.

sich unter Verwendung der **Gleichung (A.60)** im **Anhang A.9.2** bestimmen, wobei für die Berechnung eine Wellenlänge von  $\lambda = 580 \text{ nm}$  verwendet wurde und für die Anzahl der verwendeten Pixel  $N = 2048$ .

Die Herausforderung ist nicht nur, ein Messsystem zu entwickeln, das in die MUM eingebracht werden kann. Dies wird von dem Messsystem erfüllt. Es muss auch gewährleistet sein, dass die Verschleißentstehung untersucht werden kann. Für den Verschleiß an den Aktivelementen des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs ist zu erwarten, dass dieser im Submillimeter-Bereich liegt. Somit liegt die laterale Auflösung des Laboraufbaus am oberen Ende des zu erwartenden Verschleißes, weswegen eine bessere laterale Auflösung wünschenswert ist. Die bestmögliche laterale Auflösung für diesen Laboraufbau beträgt  $3,3 \mu\text{m}$ . Diese ergibt sich, wenn der minimale Abstand zwischen Quellpunkt der Referenzwelle und Kamera für den Aufbau in **Gleichung (A.60)** im **Anhang A.9.2** eingesetzt wird. Der minimale Abstand zwischen Quellpunkt und Kamera ergibt sich aus der Verwendung eines linsenlosen Fourier-Aufbaus. Für diese Aufbauvariante wird eine kugelförmige Referenzwelle, deren Ursprung ein Faserende ist, verwendet. Das Profil dieser Referenzwelle kann als Gaußprofil angenommen werden [68]. Wird ein Mindestabstand unterschritten, kann aufgrund des gaußförmigen Profils der Kamerasensor nicht mehr vollständig ausgeleuchtet werden. Dieser Mindestabstand ist abhängig von der Kamera. Für die verwendete Kamera beträgt er 40 mm [52]. Dieser Abstand ist wegen der gewählten Aufbaugeometrie nicht zu realisieren. Der Einsatz eines Mikroskop-Objektivs bietet sich für die Verbesserung der lateralen Auflösung bei gleichzeitiger Realisierung eines linsenlosen Fourier-Aufbaus an.

## D.2 Experimentelle Durchführung der Verschleißmessung

Anhand des im **Anhang D.1** beschriebenen digital holografischen Laboraufbaus konnte gezeigt werden, dass sich der Aufbau für die Durchführung eines Soll-Ist-Vergleiches bei kleinen Objekten (hier  $< 5 \text{ mm}$ ) eignet. Für die Untersuchungen wurde das in **Abbildung D.2** gezeigte Testobjekt verwendet. Die kleinste Bohrung hat einen Bohrdurchmesser von 2,2 mm und einen Kantenradius von 0,5 mm (dieser ist in **Abbildung D.2** nicht sichtbar). Diese Bohrung wurde für die Messungen verwendet.

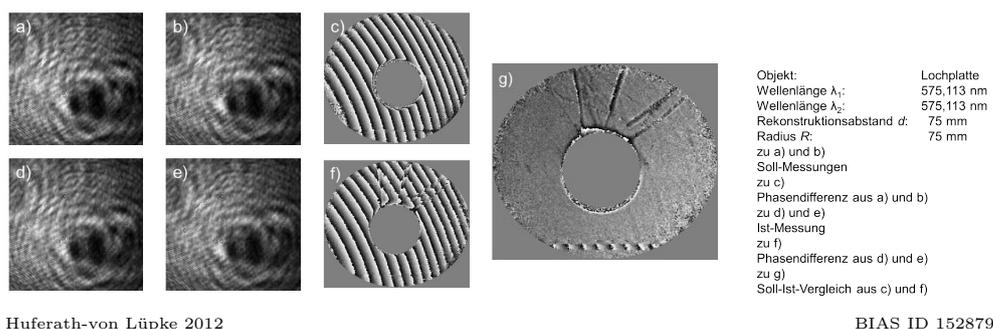
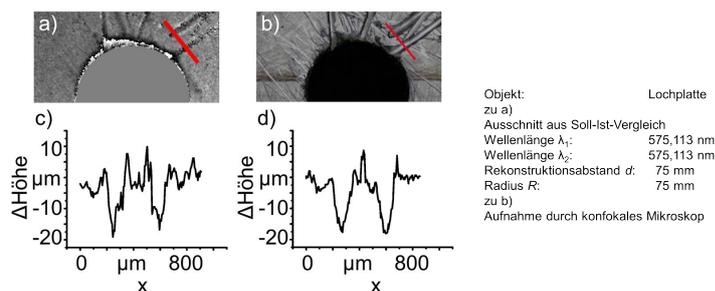


Abbildung D.3: a) und b) zeigen die Intensitätsverteilungen der Hologramme von den Aufnahmen des Soll-Zustandes [52]. c) zeigt die sich aus a) und b) ergebene Phasendifferenz [52]. d) und e) zeigen die Intensitätsverteilungen der Hologramme von den Aufnahmen des Ist-Zustandes [52]. f) zeigt die sich aus d) und e) ergebene Phasendifferenz [52]. g) zeigt den sich aus c) und f) ergebenden Soll-Ist-Vergleich [52]. In den Phasendifferenzen und dem Soll-Ist-Vergleich sind jeweils der Bereich der Bohrung sowie der Bereich, der nicht zum Objekt gehört, ausmaskiert.

Für die Messung wurde ein durchstimmbarer Farbstofflaser (siehe **Abschnitt 4.3.2**) als Lichtquelle verwendet. Für die Erzeugung eines Soll-Ist-Vergleiches wurden zwei Hologramme bei unterschiedlichen Wellenlängen ( $\lambda_1 = 575,113$  nm und  $\lambda_2 = 577,621$  nm) von dem Originalzustand aufgenommen. Nach der ersten Messung wurde der Bereich um die Bohrung per Hand Verschleiß unterschiedlicher Tiefe simuliert. Dabei war das Objekt so fixiert, dass sich trotz der Bearbeitung seine Position nicht verändert. Nach der Verschleißerzeugung wurden zwei weitere Hologramme aufgenommen. Für die Aufnahmen wurden die gleichen Wellenlängen wie bei der Messung vor dem Verschleiß verwendet. **Abbildung D.3** zeigt die Intensitätsverteilungen der Hologramme des Originalzustandes (**Abbildung D.3 a**) und **b**) und die resultierende Phasendifferenz (**Abbildung D.3 c**) sowie die Intensitätsverteilungen der Hologramme des verschlissenen Zustandes (**Abbildung D.3 d**) und **e**) und die resultierende Phasendifferenz (**Abbildung D.3 f**). Aus diesen beiden Phasendifferenzen ergibt sich der in **Abbildung D.3 g**) dargestellte Soll-Ist-Vergleich. Zur Evaluierung und Kalibrierung der Ergebnisse wurde mit einem konfokalen Mikroskop (VK-9700, siehe **Abschnitt 4.8.1**) der Firma *Keyence* der verschlissene Zustand des Objektes aufgenommen. **Abbildung D.4** zeigt den Vergleich der beiden Methoden. In **Abbildung D.4 a**) ist ein Ausschnitt aus dem Soll-Ist-Vergleich aus **Abbildung D.3 g**) gezeigt, der Verschleiß aufweist. Der in **Abbildung D.4 b**) gezeigte Ausschnitt wurde mit dem konfokalen Mikroskop aufgenommen und entspricht dem Ausschnitt aus **Abbildung D.4 a**). Um beide Aufnahmen vergleichen zu können und eine Kalibrierung der holografischen Messung durchführen zu können, wurde ein Höhenschnitt in beiden Aufnahmen vorgenommen. Die entsprechenden Graphen sind in **Abbildung D.4 c**) und **d**) dargestellt. Die rote Linie in den beiden Bildern repräsentiert die Position der Schnitte.

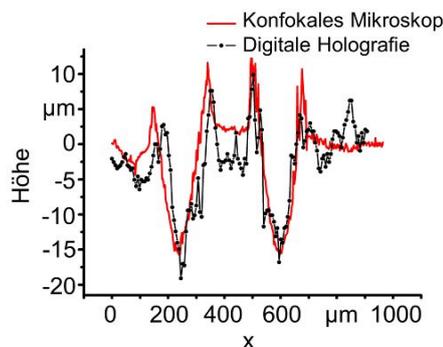
Zur besseren Vergleichbarkeit wurden in **Abbildung D.5** diese beiden Graphen übereinandergelegt. Es zeigt sich, dass in beiden Graphen die wesentlichen Verschleißspuren im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen. Zu den leichten Abweichungen kommt es zum einen, weil das Rauschen bei der holografischen Aufnahme größer als bei der Aufnahme per Mikroskop ist. Zum anderen führt die Tatsache, dass sich der Schnitt beider Aufnahmen nicht an exakt die gleiche Position setzen



Huferath-von Lüpke 2012

BIAS ID 120295

Abbildung D.4: a) zeigt einen Ausschnitt des auf der Basis der holografischen Messungen erzeugten Soll-Ist-Vergleiches [52]. b) zeigt einen Ausschnitt des mit dem konfokalen Mikroskop aufgenommenen verschlissenen Objektes. Die rote Linie in beiden Ausschnitten visualisiert die Lage des Höhenschnittes, der bei beiden Ergebnissen durchgeführt wurde [52]. c) und d) zeigen den sich für den Höhenschnitt ergebenden Graphen für die jeweilige Messung [52].



Huferath-von Lüpke 2012

BIAS ID 152880

Abbildung D.5: Dargestellt ist ein Diagramm in dem die Graphen c) und d) aus **Abbildung D.4** übereinandergelegt wurden [52].

ließ, zu einem Fehler. Die Ursache hierfür ist die unterschiedliche Pixelgröße der Sensoren der beiden Messsysteme.

# Anhang E

## Messungen und Auswertungen

### E.1 Laser

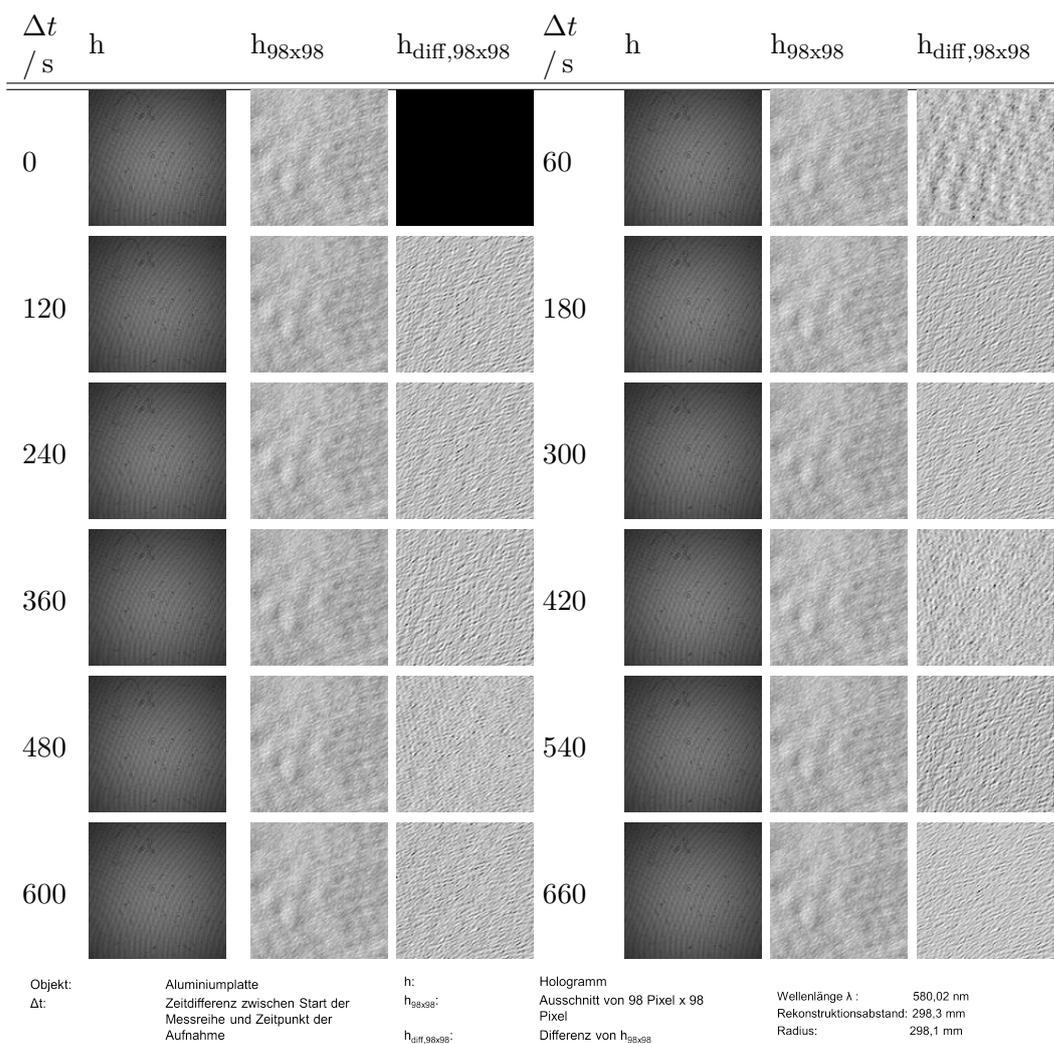
#### E.1.1 Langzeitstabilität in Wellenlänge und Kohärenz

In diesem Abschnitt werden alle Messungen, Zwischenergebnisse und Auswertungen beschrieben, die im Rahmen der Untersuchungen zur Langzeitstabilität der Laser in Wellenlänge und Kohärenz durchgeführt wurden (siehe **Abschnitt 6.1**).

##### Farbstofflaser

Um eine Aussage über die Wellenlängenstabilität anhand der Hologramme treffen zu können, wurde eine Lichtquelle verwendet, deren Wellenlänge während des Betriebs überwacht werden kann. Bei dieser Lichtquelle handelt es sich um einen durchstimmbaren Farbstofflaser (siehe **Abschnitt 4.3.2**). Die Aufnahme der Messreihe erfolgte an einem anderen Messsystem als das in dieser Arbeit entwickelte. Der Grund dafür ist ausschließlich der, dass der Farbstofflaser zum Zeitpunkt der Durchführung der Messreihe von einem anderen digital holografisches Mikroskop verwendet wurde und die Wahl des Messsystems keinen Einfluss auf die Stabilität des Farbstofflasers sowie auf die Auswirkungen von Schwankungen in der Wellenlänge auf das Messergebnis hat. Das verwendete Messsystem ist im **Abschnitt 4.8.2** beschrieben. Die Rekonstruktion der Hologramme erfolgt bei diesem Messsystem mit dem Faltungsansatz (siehe **Abschnitt 2.3.2.3**). Für eine Aussage über die Laserstabilität ist der Rekonstruktionsalgorithmus irrelevant.

Für die Untersuchung der Langzeitstabilität des Farbstofflasers wurden zwölf Hologramme bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 580,020$  nm sowie in einem Abstand von ungefähr einer Minute zueinander aufgenommen. **Abbildung E.1** zeigt die Intensitätsverteilungen dieser zwölf Hologramme. Anhand der Intensitätsverteilungen sind keine Änderungen zu erkennen. Wird ein vergrößerter Ausschnitt der Intensitätsverteilungen betrachtet, ist zu erkennen, dass es zu Schwankungen in der Intensität kommt, die Speckle im Specklemuster konstant bleiben. Anhand der Differenzen der Ausschnitte ist zu sehen, dass sich das Specklemuster und damit die Speckle außer bei der Aufnahme des zweiten Hologramms nicht verändert hat. Alle Differenzbilder sind aus der Differenz zwischen der ersten Aufnahme und der jeweiligen Aufnahme entstanden. Anhand des ersten Differenzbildes ist zu erkennen, wie das Ergebnis sein müsste, wenn sich weder das Specklemuster noch die Intensität (Helligkeit) verändert. In dem Differenzbild nach einer Minute zeigt sich die Struktur der Speckle. An

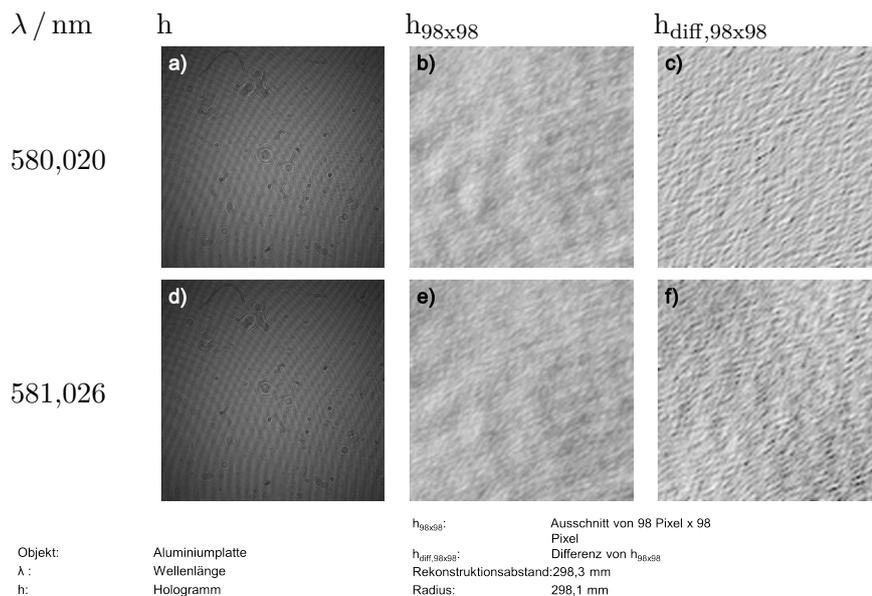


Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152893

Abbildung E.1: Dargestellt sind Intensitätsverteilungen von Hologrammen bei gleicher Wellenlänge, 98 Pixel x 98 Pixel große Ausschnitte aus diesen Intensitätsverteilungen sowie die Differenzen der Ausschnitte zur Untersuchung der Wellenlängenstabilität.

dieser Stelle kam es zu einem kleinen Sprung in der Wellenlänge. Da erst kurz vor Beginn der Messreihe die Wellenlänge des Lasers eingestellt wurde, kann dieser Sprung daher rühren. In allen anderen Differenzbildern ist keine ausgeprägte Struktur wie im zweiten Differenzbild zu erkennen, die Abweichungen zu dem ersten Differenzbild kommen hier hauptsächlich von Schwankungen in der Intensität. Ferner wurde betrachtet, wie sich das Interferenzmuster bezüglich der Wahl der Wellenlänge ändert. Für diese Betrachtung wurden zwei Hologramme mit einer Wellenlängendifferenz von  $\Delta\lambda \sim 1$  nm aufgenommen. In **Abbildung E.2** sind die Intensitätsverteilungen der beiden Hologramme dargestellt. Außerdem ist in **Abbildung E.2** zu jeder Intensitätsverteilung ein 98 Pixel x 98 Pixel großer Ausschnitt gezeigt. Es zeigt sich, dass die Änderung der Wellenlänge zu einer leichten Veränderung in dem Muster der Intensitätsverteilung führt. In **Abbildung E.2 a)** und **d)** ist das in Form einer Änderung der Position der Streifen zu erkennen. Wird der Ausschnitt der beiden Hologramme in **Abbildung E.2 b)** und **e)** betrachtet, ist die Änderung deutlicher zu erkennen. Dies zeigt sich auch beim Vergleich der Differenzen der beiden Aus-



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152894

Abbildung E.2: a) zeigt die Intensitätsverteilung von einem Hologramm, das bei der Wellenlänge  $\lambda_1$  aufgenommen wurde. b) zeigt einen 98 Pixel x 98 Pixel großen Ausschnitt dieser Intensitätsverteilung. c) zeigt die Differenz der Ausschnitte der ersten und der dritten Aufnahme aus **Abbildung E.1**. d) zeigt die Intensitätsverteilung von einem Hologramm, das bei der Wellenlänge  $\lambda_2$  aufgenommen wurde. e) zeigt einen 98 Pixel x 98 Pixel großen Ausschnitt dieser Intensitätsverteilung. f) zeigt die Differenz zwischen b) und e).

schnitte. In **Abbildung E.2 f)** ist im Vergleich zu **Abbildung E.2 c)** eine Struktur zu erkennen, die den Versatz der Speckle im Specklemuster widerspiegeln.

## LYNX<sup>TM</sup> Diodenlaser

Nachdem gezeigt wurde, wie sich eine Änderung in der Wellenlänge in den Messdaten widerspiegelt, wird als Nächstes das Langzeitverhalten der Diodenlaser, mit denen das Messsystem hauptsächlich betrieben wird, betrachtet. Nachfolgend werden zwei Messreihen gezeigt. Die Messungen erfolgen mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messsystem (siehe **Abschnitt 5.1**) und spiegeln unterschiedliche Randbedingungen für den Einsatz der Diodenlaser wider. Es wurden je Messreihe neun Messungen mit einem Zeitintervall von 2 min zueinander durchgeführt. Die erste Messreihe erfolgte in einem nicht klimatisierten Labor, kurz nachdem der Soll-Strom der Diodenlaser eingestellt wurde. Die zweite Messreihe wurde unter Realbedingungen in dem Labor der MUM, das klimatisiert ist, durchgeführt. In diesem Fall liefen die Diodenlaser schon mehrere Stunden vor dem Messbeginn. Bei der ersten Messreihe betrug die Wellenlänge des Diodenlasers 1  $\lambda_1 = 662,291 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von 95,5 mA und die des Diodenlasers 2  $\lambda_2 = 658,680 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von 99,6 mA. Für die zweite Messreihe betrug die Wellenlänge des Diodenlasers 1  $\lambda_1 = 662,182 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von 100,2 mA und die des Diodenlasers 2  $\lambda_2 = 658,810 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von 96,6 mA. Das Messobjekt war bei der ersten Messreihe eine USAF-Tafel und bei der zweiten Messreihe ein Tiefziehring des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs (siehe **Abschnitt 4.2**). Die Aufnahme der Hologramme erfolgte bei der ersten Messreihe mit einer transmis-

siven Anordnung und bei der zweiten Messreihe mit einer reflektiven Anordnung der Objektbeleuchtung. In **Abbildung E.3** sind 170 Pixel x 170 Pixel große Ausschnitte der Intensitätsverteilungen der für die erste Messreihe aufgenommenen Hologramme ( $h_{1,170 \times 170}$  - Diodenlaser 1;  $h_{2,170 \times 170}$  - Diodenlaser 2) sowie die Differenzen des Ausschnittes zum Zeitpunkt null mit dem jeweiligen Ausschnitt für beide Diodenlaser dargestellt. Anhand der 170 Pixel x 170 Pixel-Ausschnitte in **Abbildung E.3** ist zu erkennen, dass es neben den Schwankungen in der Intensität auch zu Schwankungen in der Kohärenz des Lichtes der Diodenlaser kommt. Dies ist gut an dem Kontrast der Interferenzmuster zu erkennen. Ist das Interferenzmuster ausgeprägt, war das Laserlicht zum Zeitpunkt der Messung kohärent. Ist das Interferenzmuster nicht vorhanden, war das Laserlicht zum Zeitpunkt der Aufnahme nicht kohärent (siehe **Anhang A.4**). Liegt eine Teilkohärenz vor, entsteht ein Interferenzmuster, das keinen guten Kontrast aufweist. Eine Änderung in den Speckle, die auf Schwankungen in der Wellenlänge schließen lassen könnten (siehe **Anhang E.1.1**), sind bei diesen Ausschnitten nicht zu erkennen. In den Differenzen zeigen sich keine Änderungen im Specklemuster, damit lagen zum Zeitpunkt der Messung keine Schwankungen in den Wellenlängen der beiden Diodenlaser vor.

In **Abbildung E.4** sind 78 Pixel x 78 Pixel große Ausschnitte der Intensitätsverteilungen der für die erste Messreihe aufgenommenen Hologramme sowie die Differenzen des Ausschnittes zum Zeitpunkt null mit dem jeweiligen Ausschnitt für beide Diodenlaser dargestellt. Diese weisen keine Schwankungen im Kontrast auf, was bedeutet, dass die Kohärenz während der Messreihe stabil war. Es zeigen sich jedoch Schwankungen in der Wellenlänge. So ändert sich z. B. das Specklemuster in der Aufnahme fünf ( $\Delta t = 480$  s) in Spalte  $h_{1,78 \times 78}$  im Vergleich zur ersten Aufnahme derselben Spalte. Dies zeigt sich auch in den Differenzbildern. Die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene aus den beiden Messreihen sind in **Abbildung E.5** dargestellt. Für die Rekonstruktion wurde der Rekonstruktionsabstand  $d_0 = 130,05$  mm sowie der Radius der Referenzwelle  $R = 129,55$  mm verwendet. Die Schwankungen in der Kohärenz, die in den Interferenzmustern der Messungen der ersten Messreihe zu sehen waren, haben auch Auswirkungen auf das Verhältnis zwischen nullter und den beiden ersten Beugungsordnungen in dem komplexen Wellenfeld in der Rekonstruktionsebene. Dies ist gut an den verwaschenen Rekonstruktionen zu erkennen. Wird z. B. das erste Amplitudenbild in der Spalte  $a_{2,USAF}$  und das letzte derselben Spalte betrachtet, fällt zum einen auf, dass die erste Beugungsordnung in dem letzteren nicht so ausgeprägt ist wie im ersteren. Zum anderen ist zu erkennen, dass die nullte Beugungsordnung im letzteren verschmierter ist. Bei den Amplitudenbildern der zweiten Messreihe ist dies nicht zu sehen, wenn die einzelnen Bilder miteinander verglichen werden. Für die Kontrastbetrachtung wurde das Verhältnis zwischen der nullten und ersten Beugungsordnung für alle komplexen Wellenfelder ermittelt und in **Tabelle E.1** aufgetragen.

Anhand von **Tabelle E.1** ist zu sehen, dass das Verhältnis zwischen den nullten und den ersten Beugungsordnungen für die erste Messreihe zwischen  $1 : 0,03665$  und  $1 : 0,06331$  bei dem Diodenlaser 1 bzw. zwischen  $1 : 0,04125$  und  $1 : 0,05782$  bei dem Diodenlaser 2 schwankt. Bei der zweiten Messreihe sind die Abweichungen der Werte für beide Diodenlaser geringer, bei Diodenlaser 1 schwankt der Wert zwischen  $1 : 0,2738$  und  $1 : 0,2988$  und bei Diodenlaser 2 zwischen  $1 : 0,2447$  und  $1 : 0,2500$ . Das zeigt, dass es während der ersten Messreihe, im Gegensatz zu der zweiten Messreihe, bei beiden Diodenlasern zu Einbrüchen in der Kohärenz kam. Der Vergleich der

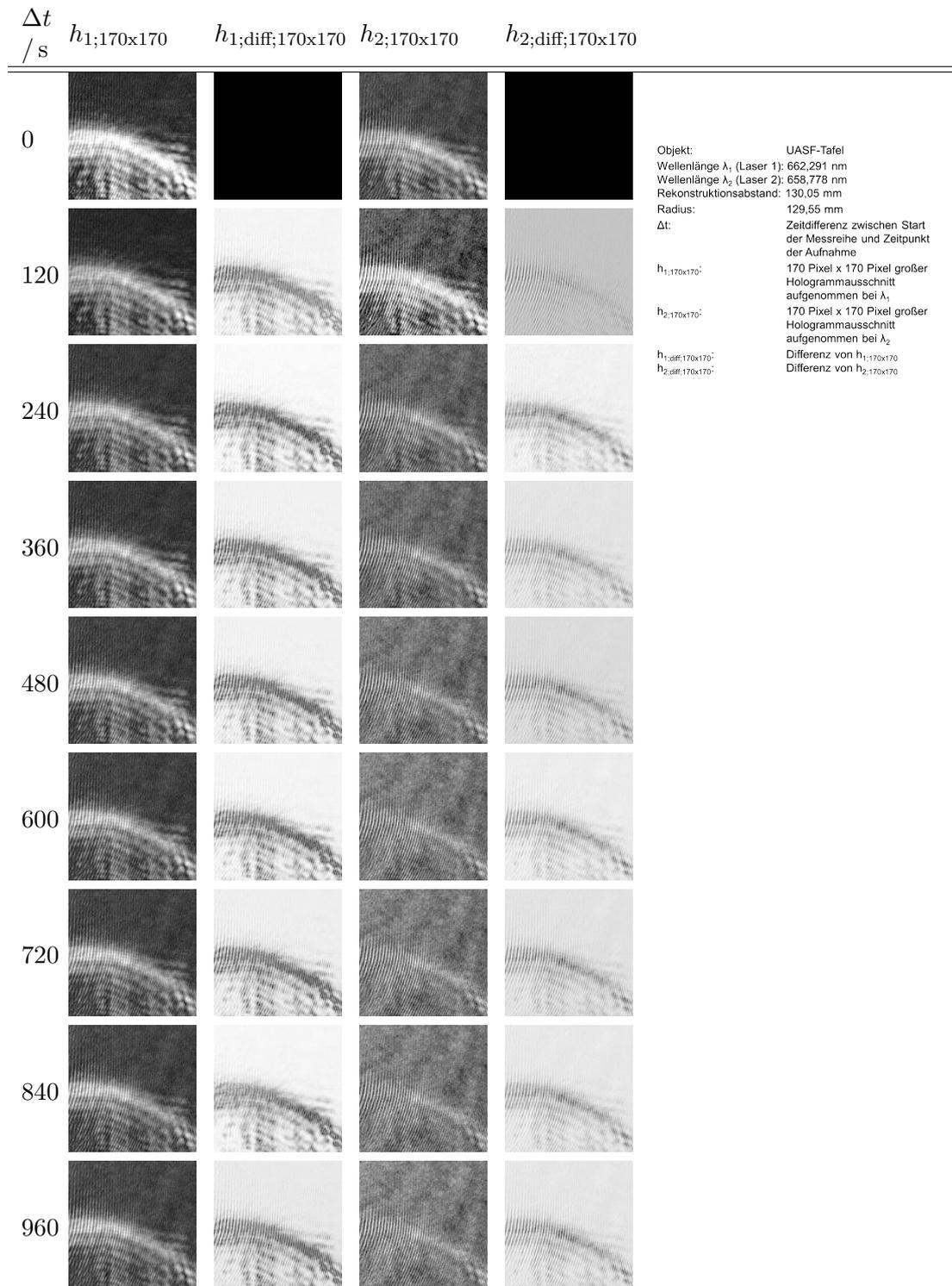
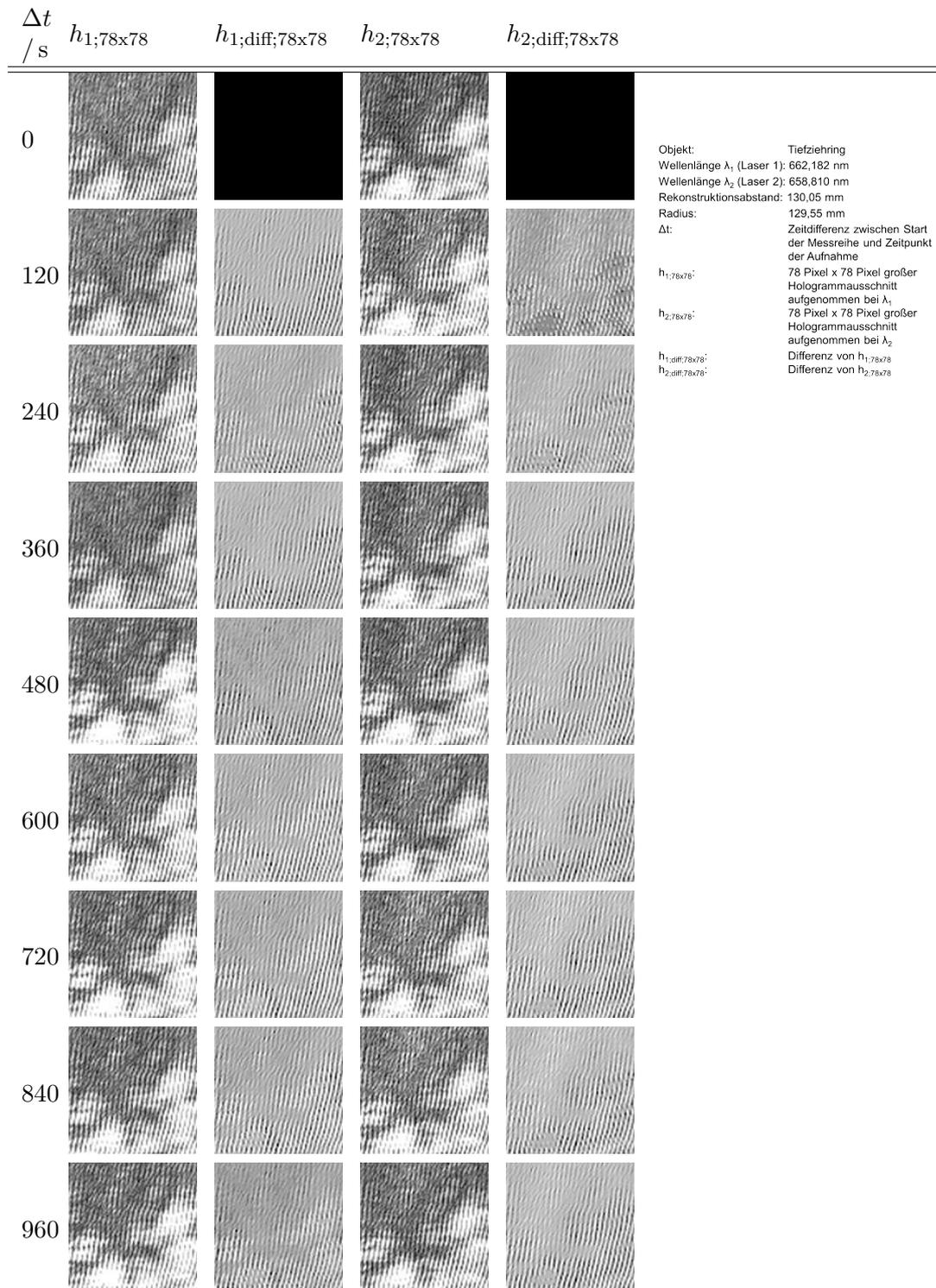


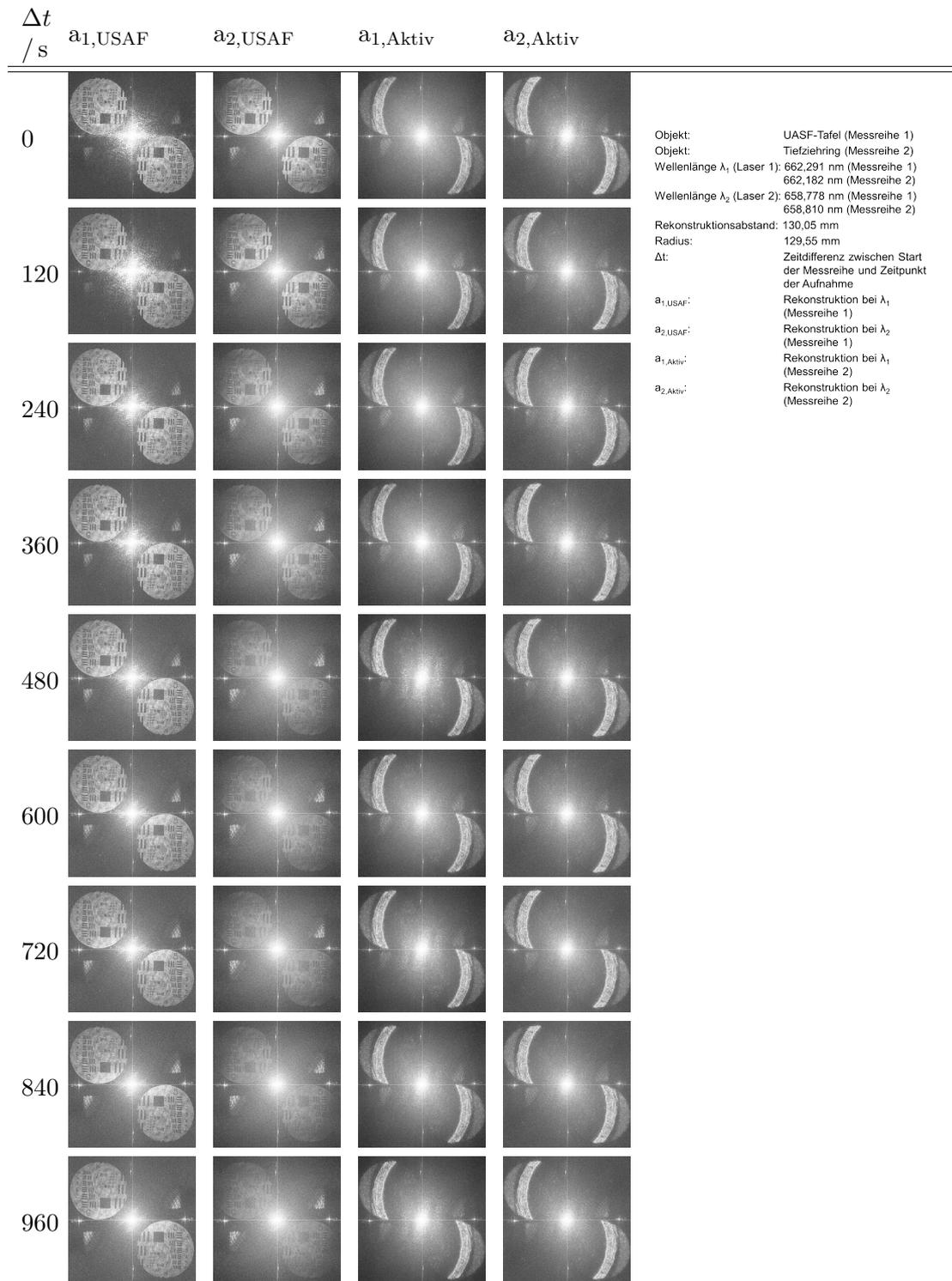
Abbildung E.3: Dargestellt sind 170 Pixel x 170 Pixel große Ausschnitte der Intensitätsverteilung der Hologramme der ersten Messreihe. Außerdem sind die Differenzen der Ausschnitte mit der jeweils ersten Messung dargestellt.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152916

Abbildung E.4: Dargestellt sind 98 Pixel x 98 Pixel große Ausschnitte der Intensitätsverteilung der Hologramme der zweiten Messreihe sowie die Differenzen des jeweils ersten Ausschnittes mit den anderen Ausschnitten zum entsprechenden Diodenlaser.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152925

Abbildung E.5: Dargestellt sind die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder der Rekonstruktionen. In den Spalten 1 und 2 sind die Amplitudenbilder zur ersten Messreihe aufgetragen und in den Spalten 3 und 4 die Amplitudenbilder der zweiten Messreihe.

Tabelle E.1: Dargestellt sind die Verhältnisse zwischen den nullten und den ersten Beugungsordnungen (siehe **Abbildung E.5**) für die komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene der beiden Messreihen.

$\Delta t$ /s	Verhältnis erste Messung Laser 1	Verhältnis erste Messung Laser 2	Verhältnis zweite Messung Laser 1	Verhältnis zweite Messung Laser 2
0	1 : 0,04108	1 : 0,05782	1 : 0,2797	1 : 0,2467
120	1 : 0,03665	1 : 0,05682	1 : 0,2786	1 : 0,2498
240	1 : 0,05864	1 : 0,04856	1 : 0,2967	1 : 0,2465
360	1 : 0,05793	1 : 0,04745	1 : 0,2738	1 : 0,2462
480	1 : 0,06331	1 : 0,04415	1 : 0,2844	1 : 0,2465
600	1 : 0,06309	1 : 0,04267	1 : 0,2988	1 : 0,2447
720	1 : 0,06235	1 : 0,04248	1 : 0,2952	1 : 0,2500
840	1 : 0,06146	1 : 0,04251	1 : 0,2981	1 : 0,2495
960	1 : 0,06153	1 : 0,04125	1 : 0,2959	1 : 0,2470

Verhältnisse aus den beiden Messreihen zeigt, dass der Kontrast bei der ersten Messreihe generell schlechter war als bei der zweiten Messreihe. Werden noch einmal die Ausschnitte in **Abbildung E.3** betrachtet, fällt auf, dass sich das Ergebnis zur Bestimmung des Verhältnisses in den Interferenzmustern widerspiegelt. Es zeigt sich, dass das Interferenzmuster bei den Messungen schwächer ausgeprägt ist, bei denen das Verhältnis zwischen nullter und erster Beugungsordnung schlechter ist. Dies ist bei der zweiten Messreihe nicht der Fall, hier sind die Abweichungen zwischen den Verhältnissen nicht so groß, wie bei der ersten Messreihe.

## E.1.2 Zusammenhang Wellenlängenänderung und Höhen- daten

Die Messungen, Zwischenergebnisse und Ergebnisse, die für die im Rahmen der Untersuchung zum Einfluss von Abweichungen von der realen Wellenlänge auf die Höhenwerte durchgeführt und ermittelt wurden, sind in diesem Abschnitt dargestellt. Für die Untersuchung wurde ein Soll-Ist-Vergleich durchgeführt. Die Messungen wurden mit einem durchstimmbaren Farbstofflaser (siehe **Abschnitt 4.3.2**) durchgeführt und erfolgten bei den Wellenlängen  $\lambda_1 = 580,020$  nm und  $\lambda_2 = 583,020$  nm. Aufgenommen wurden zunächst zwei Hologramme von einem Teilausschnitt eines Tiefziehringes des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs vor dem Verschleiß (Soll-Messung). Bei dem Tiefziehring handelt es sich um ein ausgemustertes Exemplar, das bereits Verschleißmerkmale aufwies. **Abbildung E.6** zeigt die Intensitätsverteilungen der Hologramme dieser beiden Soll-Messungen. Ferner zeigt **Abbildung E.6** einen 78 Pixel x 78 Pixel großen Ausschnitt der jeweiligen Intensitätsverteilung zur Veranschaulichung der Änderung im Specklemuster. Zur Veranschaulichung der unterschiedlichen Wellenlängen ist die Differenz der beiden Ausschnitte dargestellt. **Abbildung E.7** zeigt die sich ergebene Phasendifferenz der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene für die Soll-Messung. Nach dieser Soll-Messung wurde der Tiefziehring per Hand bearbeitet, um weiteren Verschleiß zu simulieren. **Abbildung E.8** zeigt die Intensitätsverteilung von den Hologrammen des gleichen Teilausschnittes des verschlissenen Tiefziehringes (Ist-Messung) wie bei der Soll-Messung und einen 78 Pixel x 78 Pixel großen Ausschnitt der Intensitätsverteilung

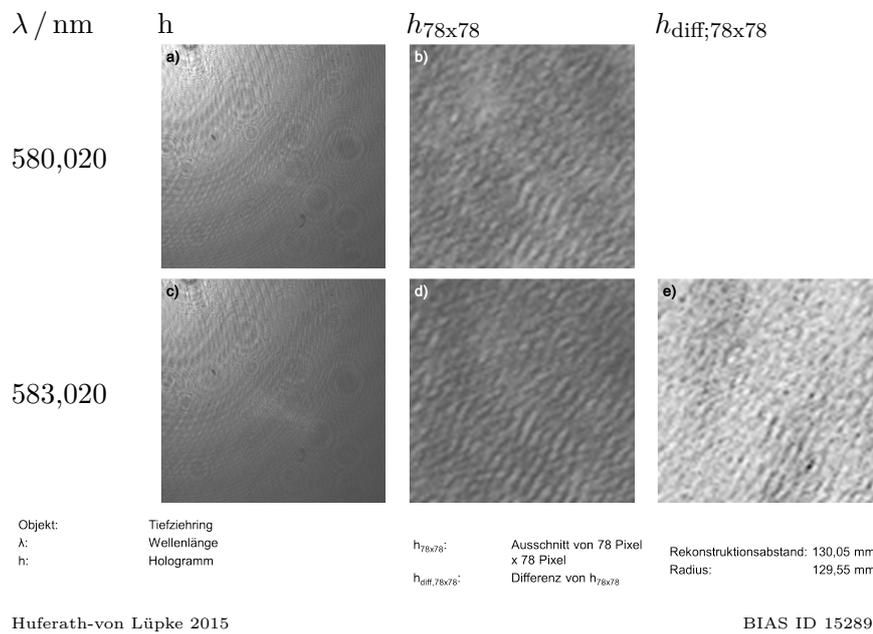


Abbildung E.6: Dargestellt sind die Intensitätsverteilungen der Soll-Messung eines Tiefziehringes bei  $\lambda_1$  (a)) und  $\lambda_2$  (c)), sowie ein 78 Pixel x 78 Pixel großer Ausschnitt der jeweiligen Intensitätsverteilung.

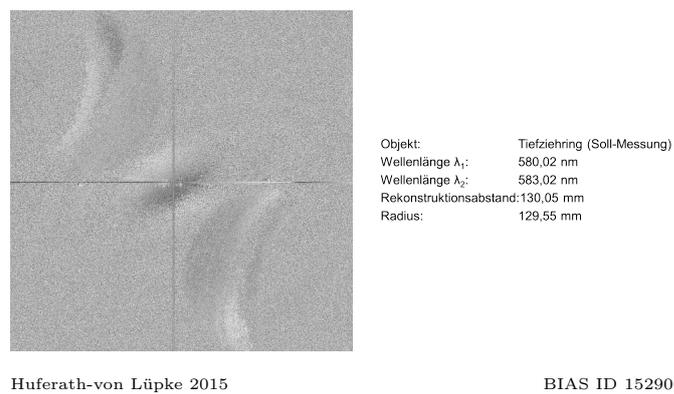
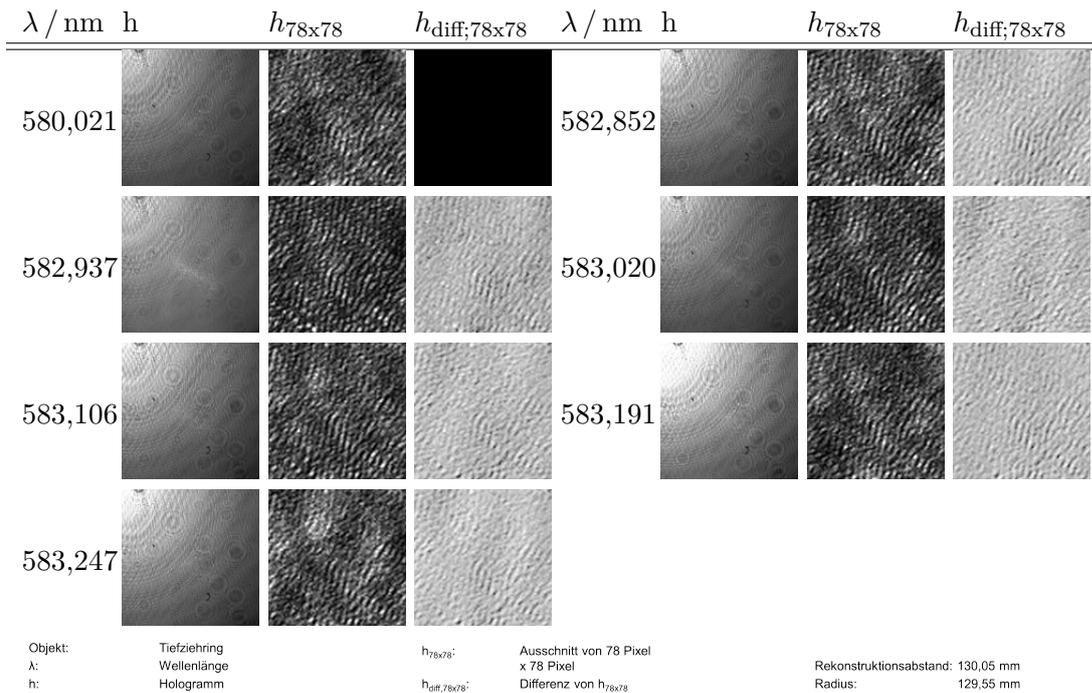


Abbildung E.7: Dargestellt ist die Phasendifferenz der komplexen Wellenfelder der Rekonstruktionen von der Soll-Messung.

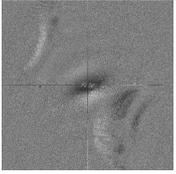
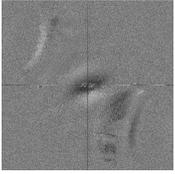
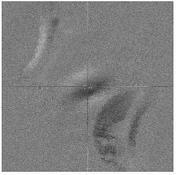
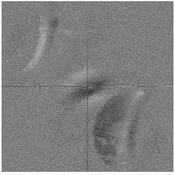
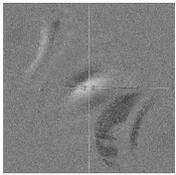
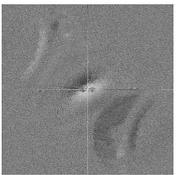
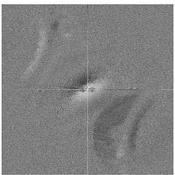
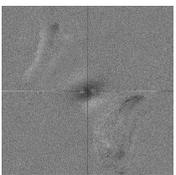
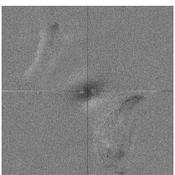
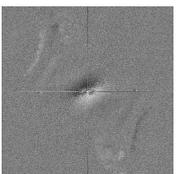
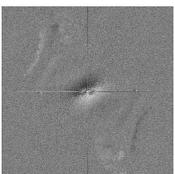


Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152898

Abbildung E.8: Dargestellt sind die Intensitätsverteilungen der Soll-Messung eines Aktivelements bei  $\lambda_1$  und variierendem  $\lambda_2$ , sowie ein 78 Pixel x 78 Pixel großer Ausschnitt der jeweiligen Intensitätsverteilung.

des jeweiligen Hologramms. Für die Ist-Messungen hatte die erste Wellenlänge  $\lambda_1$  denselben Wert wie bei der Soll-Messung (580,020 nm). Der Wert für die zweite Wellenlänge  $\lambda_2$  wurde variiert. Die verwendeten Wellenlängen wurden wie folgt gewählt: 582,852 nm, 582,937 nm, 583,020 nm, 583,106 nm, 583,191 nm und 583,247 nm. Anhand der Ausschnitte in **Abbildung E.8** ist zu erkennen, dass sich das Specklemuster bereits bei Änderungen der Wellenlänge von unter 100 nm sichtbar verändert. Dies zeigt sich auch in den Differenzbildern. Für den Soll-Ist-Vergleich wurden die Hologramme mit der jeweiligen Wellenlänge rekonstruiert, mit der diese aufgenommen wurden. Der für die Rekonstruktion verwendete Rekonstruktionsabstand beträgt  $d = 130,05$  nm und der Abstand  $R$  zwischen Referenzquellpunkt und Kamera beträgt  $R = 129,55$  nm. Anschließend wurden die Hologramme mit einer Wellenlänge von  $\lambda_2 = 583,020$  nm rekonstruiert. Diese Wellenlänge entspricht der, mit der das zweite Hologramm des Soll-Zustandes aufgenommen wurde. Das Hologramm, das mit der Wellenlänge  $\lambda_1 = 580,020$  nm aufgenommen wurde, wird bei der Erzeugung der Phasendifferenz als konstant angenommen und wurde deswegen nicht zusätzlich mit der Wellenlänge  $\lambda_2 = 583,020$  nm rekonstruiert. Für die Erzeugung der Phasendifferenzen (siehe **Anhang A.9.3**) wird das komplexe Wellenfeld dieser Rekonstruktion ( $\lambda_1$ ) mit den anderen komplexen Wellenfeldern verrechnet. Für die bessere optische Vergleichbarkeit der Phasendifferenzen wurden die Mittelwerte der Phasendifferenzen der plus ersten Beugungsordnung (linker oberer Quadrant) ermittelt und anschließend auf  $\sim 0$  rad gesetzt. Die Mittelwerte zu den plus ersten Beugungsordnungen der Phasendifferenzen sind in **Tabelle E.2** aufgetragen. **Abbildung E.9** zeigt die Phasendifferenzen nach der Anpassung. In der dritten Spalte sind die Phasendifferenzen dargestellt, bei denen für die zweite Wellenlänge  $\lambda_2$  die

$\lambda_2 / \text{nm}$	$\Lambda / \mu\text{m}$	$\Delta\phi$	$\Delta\phi_{\lambda_2, \text{recon}}$	
582,852	119,42			Objekt: Tiefziehring Wellenlänge $\lambda_1$ : 580,02 nm Rekonstruktionswellenlänge $\lambda_{2, \text{recon}}$ : 583,02 nm Rekonstruktionsabstand: 130,05 mm Radius: 129,55 mm  $\lambda_2$ : Variierende Wellenlänge $\Lambda$ : Synthetische Wellenlänge $\Delta\phi$ : Phasendifferenz aus $\lambda_1$ und $\lambda_2$ $\Delta\phi_{\lambda_2, \text{recon}}$ : Phasendifferenz aus $\lambda_1$ und $\lambda_{2, \text{recon}}$
582,937	115,95			
583,020	112,76			
583,106	109,63			
583,191	106,71			
583,247	104,87			

Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152899

Abbildung E.9: Dargestellt sind die Phasendifferenzen, die sich aus den komplexen Wellenfeldern in der Rekonstruktion ergeben und die Phasendifferenzen, die sich ergeben, wenn für die Rekonstruktion des zweiten Hologramms nicht die eingestellte Wellenlänge, sondern die Wellenlänge verwendet wird, die für die Aufnahme des Soll-Zustandes verwendet wurde.

Tabelle E.2: Dargestellt sind die Mittelwerte der ersten Beugungsordnung von den Phasendifferenzen. In der zweiten Spalte sind die Mittelwerte der Phasendifferenzen aufgetragen, bei denen für  $\lambda_2$  die originalen Werte verwendet wurden. In der dritten Spalte sind die Mittelwerte der Phasendifferenzen aufgetragen, bei denen für  $\lambda_2$  immer der Wert 583,020 nm verwendet wurde.

$\Lambda$ / $\mu\text{m}$	Mittelwert für Phasen- differenz / rad	Mittelwert für Phasen- differenz mit $\lambda_{2,\text{recon}} =$ 583,020 nm / rad
119,42	-0,0052	0,0582
115,95	-0,0097	0,0495
112,76	-0,0055	-0,0055
109,63	-0,0397	-0,0377
106,71	-0,0354	-0,0356
104,87	-0,0764	-0,0765

originalen Werte verwendet wurden. Spalte vier beinhaltet die Phasendifferenzen, bei denen für die zweite Wellenlänge  $\lambda_2$  immer der Wert 583,020 nm verwendet wurde. Bei der Betrachtung der Phasendifferenzen in **Abbildung E.9** ist kein großer Unterschied zwischen den Phasendifferenzen festzustellen.

Im Weiteren wird untersucht, welchen Einfluss eine Abweichung der Wellenlänge in der Ist-Messung im Vergleich zur Soll-Messung auf den Soll-Ist-Vergleich hat. In **Abbildung 6.5** sind die sich aus der Phasendifferenz der Soll-Messung (**Abbildung E.7**) und den Phasendifferenzen der Ist-Messungen (**Abbildung E.9**) ergebenden Soll-Ist-Vergleiche dargestellt. Für den Soll-Ist-Vergleich gilt, dass die Bereiche, in denen sich der Ist- vom Soll-Zustand unterscheidet, ein Phasenwert von ungleich null auftritt<sup>1</sup>. Bei der Betrachtung von **Abbildung 6.5** zeigt sich, dass sowohl in den Soll-Ist-Vergleichen mit der korrekten Wellenlänge als auch mit der „falschen“ Wellenlänge für die Rekonstruktion des zweiten Hologramms nur die veränderten Bereiche sichtbar sind. Daraus kann geschlossen werden, dass kleine Differenzen zwischen den Wellenlängenversätzen keinen großen Einfluss auf die Soll-Ist-Messungen haben. Das heißt, dass Verschleißspuren bei geringen Wellenlängenversätzen detektiert werden.

Es gilt jedoch, dass sich für die Phasendifferenzen der Messungen mit unterschiedlichen Wellenlängen unterschiedliche synthetische Wellenlängen  $\Lambda_n$  ergeben, da in die Berechnung der synthetischen Wellenlänge die Wellenlängen eingehen (siehe **Gleichung (2.15)** im **Abschnitt 2.2.3**). Das bedeutet, wird eine „falsche“ Wellenlänge für eine oder beide Messungen angenommen, ergibt sich eine „falsche“ synthetische Wellenlänge  $\Lambda$ . Da die synthetische Wellenlänge  $\Lambda$  direkt mit der Umrechnung der Phasenwerte in eine metrische Höhenkarte zusammenhängt (siehe **Gleichung (2.7)** in **Abschnitt 2.2.3**), liefert ein „falscher“ Wert der synthetischen Wellenlänge  $\Lambda$  auch einen „falschen“ Höhenwert. In **Tabelle 6.1** sind die synthetischen Wellenlängen, die sich für die verwendeten Wellenlängen ergeben sowie die sich aus den synthetischen Wellenlängen ergebenden Höhendaten dargestellt. Ferner sind in **Tabelle 6.1** die Höhendifferenzen zwischen zwei benachbarten Grauwerten aufgetragen. Bei den dargestellten Bildern handelt es sich um Grauwertbilder, deren Wertebereich von 0

<sup>1</sup>Diese Annahme gilt für den Idealfall, in der Realität existiert Rauschen, das dafür verantwortlich ist, dass der Phasenwert bei unveränderten Objektbereichen um den Wert null schwankt.

bis 255 geht, aus diesem Grund bezieht sich der Wert der dargestellten Höhendifferenzen auf die 256 Grauwerte. Anhand dieser Tabelle zeigt sich, dass die Änderung der Wellenlänge von  $\sim 0,08$  nm einen Fehler von  $\sim 0,006$   $\mu\text{m}$  bezogen auf die Höhendifferenz zwischen zwei benachbarten Grauwerten heruntergerechnet ergibt.

### E.1.3 Zusammenhang Wellenlänge und Tiefenauflösung

Nachfolgend werden alle Messungen und Ergebnisse gezeigt und beschrieben, die im Rahmen der Untersuchung zum Einfluss der Wellenlängen auf die Tiefenauflösung durchgeführt wurden (siehe **Abschnitt 6.1.3**). Für die Untersuchung wurde eine Messreihe aufgenommen. Als Objekt wird ein Stufenobjekt verwendet, das extra für diese Untersuchung erzeugt wurde (siehe **Anhang C.1.2**). Es besteht aus 16 Stufen, wobei die niedrigste Stufe eine Höhe von 1  $\mu\text{m}$  und die höchste eine Höhe von 16  $\mu\text{m}$  hat [48]. Für die Messungen wurde der durchstimmbare Farbstofflaser (siehe **Abschnitt 4.3.2**) verwendet. Dieser ermöglicht es, größere Differenzen zwischen den Wellenlängen zu wählen als mit den Diodenlasern (siehe **Abschnitt 4.3.1**). Von dem Stufenobjekt wurden Hologramme bei unterschiedlichen Wellenlängen aufgenommen. Die Phasendifferenzen, die sich aus diesen Hologrammen ergeben, sind in den **Abbildungen E.10** und **E.11** in Abhängigkeit von der synthetischen Wellenlänge  $\Lambda$  dargestellt. Ferner sind in den Abbildungen Höhenschnitte zu den Phasendifferenzen aufgetragen (rote Linien). Der ungefähre Verlauf dieser Schnitte ist in den Phasendifferenzen durch gestrichelte Linien dargestellt. Die schwarzen Linien geben den Höhenverlauf der Stufen wieder, der mittels einer Vergleichsmessung gewonnen wurde. Diese Messung erfolgt mit einem konfokalen Mikroskop der Firma Keyence (siehe **Abschnitt 4.8.1**). Anhand der Höhenschnitte ist zu erkennen, dass je kleiner die synthetische Wellenlänge wird, desto geringer wird das Rauschen, vor allem in den Graphen zu Höhenschnitt 1, desto mehr Stufen können eindeutig identifiziert und aufgelöst werden.

## E.2 Einfluss des Mikroskopobjektivs

### E.2.1 Entfernungsbestimmung

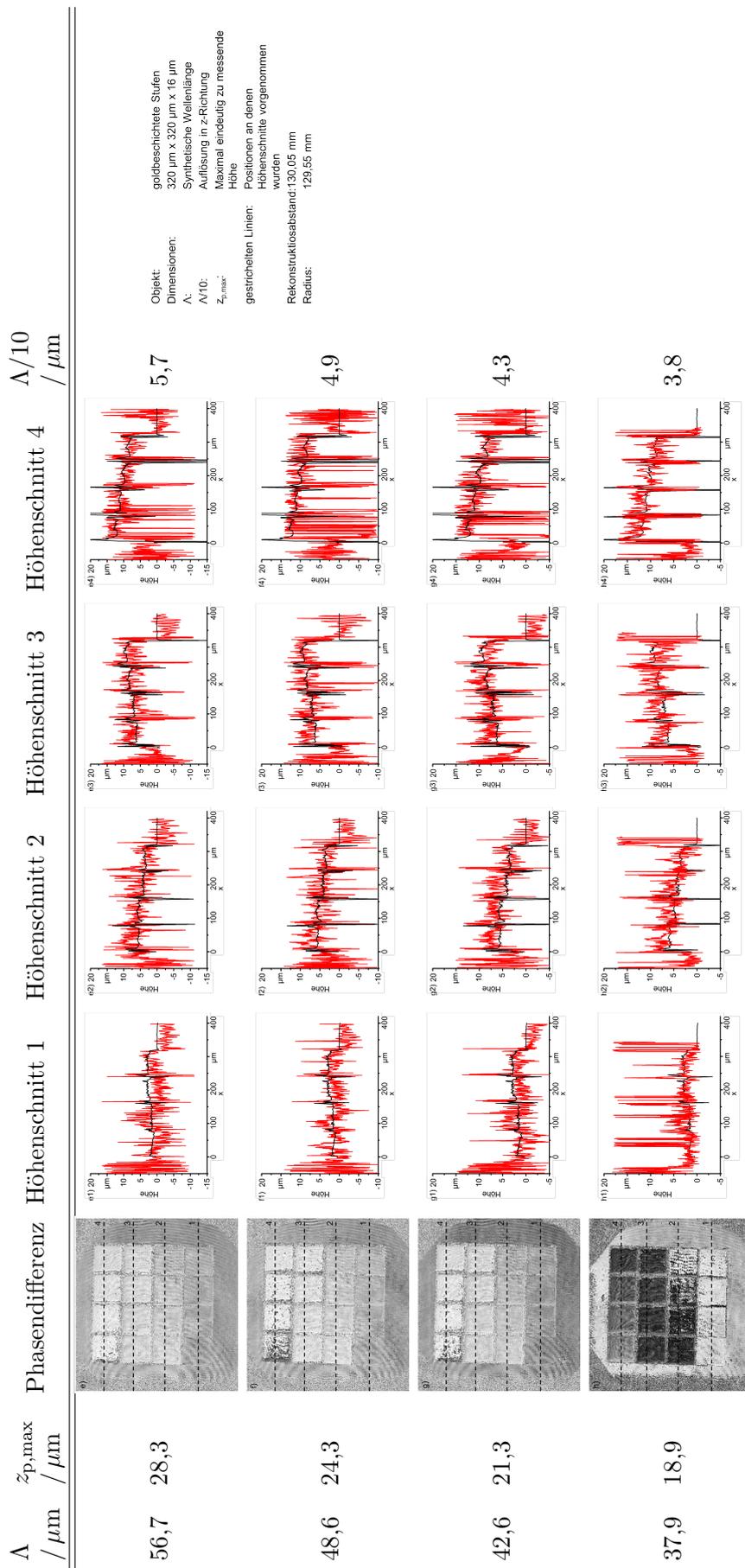
Nachfolgend sind alle Messungen, Zwischenergebnisse und Ergebnisse gezeigt und beschrieben, die im Rahmen der Untersuchung zum Einfluss des Mikroskopobjektivs auf die Messung relevant sind (siehe **Abschnitt 6.2.1**). Für die Untersuchungen wurden zwei Messreihen aufgenommen. Bei dem Objekt in der ersten Messreihe handelt es sich um eine USAF-Tafel (siehe **Anhang C.2**). Betrachtet werden drei Balken des vierten Elements der zweiten Gruppe. Das Objekt der zweiten Messreihe ist ein Gitter (siehe **Anhang C.1.1**). Es hat eine Größe von 1,25 mm x 1,25 mm und eine Gitterkonstante von  $g = 50$   $\mu\text{m}$ . Beide Objekte wurden für die jeweilige Messreihe im Arbeitsabstand des Objektivs unter dem Messsystem positioniert. Die Änderung der Position erfolgte mit einem z-Tisch mit einer Schrittweite von 10  $\mu\text{m}$  per Mikrometerschraube. Die Null-Position der Messreihen entspricht der Position des Objektes im Arbeitsabstand des Messsystems. Der Rekonstruktionsabstand für die Null-Position beträgt  $d_0 = 130,05$  mm. Als Lichtquelle wurde der Diodenlaser 1 verwendet. Für diese Untersuchung müssen keine Phasendifferenzen generiert werden,

$\Lambda$ / $\mu\text{m}$	$Z_{p,\text{max}}$ / $\mu\text{m}$	Phasendifferenz	Höhenschnitt 1	Höhenschnitt 2	Höhenschnitt 3	Höhenschnitt 4	$\Lambda/10$ / $\mu\text{m}$
169,6	84,8						17,0
112,6	56,3						11,3
84,9	42,4						8,5
68,1	34,0						6,8

Hufnerath-von Lipke 2016

BIAS ID 163150

Abbildung E.10: Dargestellt sind Phasendifferenzen zu dem Stufenobjekt, die jeweils eine andere synthetische Wellenlänge haben. Die gestrichelten Linien in den Phasendifferenzen geben die ungefähre Lage der Höhenschnitte wieder, die hier auch als Graphen dargestellt sind (rote Linie). Die ebenfalls in den Graphen eingezeichnete schwarze Linie entspricht dem Höhenschnitt, der sich aus einer Vergleichsmessung mit einem konfokalen Mikroskop ergibt.



Objekt:  
Dimensionen:  
 $\Lambda$ :  
 $\Lambda/10$ :  
 $z_{p,\text{max}}$ :  
gestrichelten Linien:  
Rekonstruktionsabstand:  
Rekonstruktionsradius:

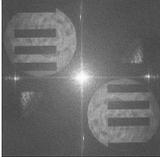
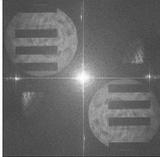
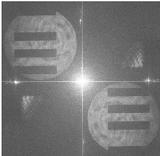
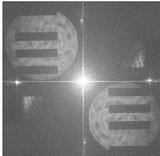
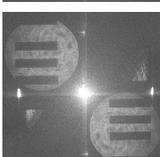
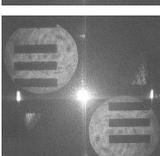
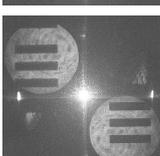
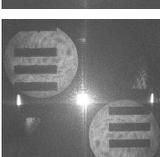
goldbeschichtete Stufen  
320  $\mu\text{m} \times 320 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$   
Synthetische Wellenlänge  
Auflösung in z-Richtung  
Maximal eindeutig zu messende Höhe  
Positionen an denen Höhenprofile vorgenommen wurden  
Rekonstruktionsabstand: 130,05 mm  
Rekonstruktionsradius: 129,55 mm

Huferath-von Lüpke 2016

Abbildung E.11: Dargestellt sind Phasendifferenzen zu dem Stufenobjekt, die jeweils eine andere synthetische Wellenlänge haben. Die gestrichelten Linien in den Phasendifferenzen geben die ungefähre Lage der Höhenschnitte wieder, die hier auch als Graphen dargestellt sind (rote Linie). Die ebenfalls in den Graphen eingezeichnete schwarze Linie entspricht dem Höhenschnitt, der sich aus einer Vergleichsmessung mit einem konfokalen Mikroskop ergibt. (Fortsetzung von **Abbildung E.10**)

BIAS ID 163151

es ist ausreichend, wenn die jeweiligen Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene betrachtet werden. Der Grund liegt darin, dass sich über das Amplitudenbild optisch einfacher bestimmen lässt, ob das Objekt scharf dargestellt wird. Bei der ersten Messreihe wurde der Diodenlaser 1 mit einer Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,295 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von  $95,5 \text{ mA}$  verwendet und bei der zweiten Messreihe mit einer Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,330 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von  $95,6 \text{ mA}$ . Für die jeweilige Messreihe wurde an der Null-Position je ein Hologramm von dem entsprechenden Objekt aufgenommen. Anschließend wurde der  $z$ -Tisch vom Objektiv weg verschoben und somit der Abstand vom Objekt zum Objektiv vergrößert. Die Werte, die sich aus der  $z$ -Verschiebung des Tisches ergeben und an denen weitere Hologramme aufgenommen wurden, sind in der **Tabelle 6.2** in **Abschnitt 6.2.1** zu finden. Für die Rekonstruktionen der Hologramme wurde der Radius der Referenzwelle mit  $R = 129,55 \text{ mm}$  konstant gehalten, da dieser sich während der Aufnahme nicht ändert, der Rekonstruktionsabstand  $d$  wurde hingegen für die jeweilige Aufnahme angepasst. Für die erste Messreihe mit der USAF-Tafel wurde pro  $z$ -Tisch-Position der Rekonstruktionsabstand  $d$  durch wiederholtes Scharfstellen zehnmal ermittelt, um eine statistische relevante Anzahl für Werte pro Position zu erhalten. Dazu wurde der Rekonstruktionsabstand so verstellt, dass das Objekt unscharf erschien und anschließend wurde die Position der schärfsten Darstellung gesucht. Hierfür wurden unterschiedliche Positionen auf der USAF-Tafel gewählt. Diese Rekonstruktionsabstandsbestimmung erfolgte mit dem Unterprogramm *Holography* des *FringeProcessors*. Die sich ergebenden Werte sind in **Tabelle 6.2** in **Abschnitt 6.2.1** aufgeführt. Außerdem sind der Mittelwert und die Standardabweichung  $\sigma$  in dieser Tabelle wiedergegeben. In **Abbildung E.12** ist exemplarisch zu jedem Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv ein Amplitudenbild des komplexen Wellenfeldes in der Rekonstruktionsebene dargestellt. Anhand der auf diese Weise ermittelten Rekonstruktionsabstände wurde der Verlauf eines Graphen interpoliert, der das Verhältnis zwischen Rekonstruktionsabstand  $d$  und Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv beschreibt (siehe **Abbildung 6.8** in **Abschnitt 6.2.1**). Basierend auf diesem Verlauf wurde der Rekonstruktionsabstand  $d$  für die einzelnen Abstände  $z$  zwischen Gitter und Objektiv aus der zweiten Messreihe ermittelt. Diese und die Werte, die sich ergeben, wenn das Gitter mittels des Unterprogramms *Holography* des *FringeProcessors* scharf dargestellt wird, sind in **Abbildung E.13** aufgetragen. Außerdem zeigt **Abbildung E.13** die sich aus den Hologrammen dieser zweiten Messreihe ergebenden Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in den Rekonstruktionsebenen. In **Abbildung E.14 a)** ist der Rekonstruktionsabstand  $d$  über dem Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv für beide Messreihen aufgetragen, wobei die schwarzen Punkte mit den Fehlerbalken den Mittelwerten aus der ersten Messreihe entsprechen und die blauen Punkte den Werten  $d_{\text{mess}}$  aus der zweiten Messreihe. Die rote Linie gibt den Verlauf wieder, der sich aus dem polynomial Fit der Mittelwerte der ersten Messreihe ergibt. **Abbildung E.14 b)** zeigt einen Ausschnitt aus **Abbildung E.14 a)**, dieser gibt den Bereich wieder, bei dem beide Messreihen Werte aufweisen. Anhand von **Abbildung E.14 a)** zeigt sich, dass der Verlauf, der sich aus dem polynomial Fit der Mittelwerte der ersten Messreihe ergibt, gut den Verlauf der Messwerte der zweiten Messung wieder gibt. Nur die letzten drei Messwerte weichen von dem Verlauf ab. Bei der Betrachtung des Amplitudenbildes der komplexen Wellenfelder in den jeweiligen Rekonstruktionsebenen fällt auf, dass das Gitter nicht mehr über den gesamten Messbereich scharf gestellt wird. Je nach

$z$ /mm	$E(\vec{x})$	$d$ /mm	$z$ /mm	$E(\vec{x})$	$d$ /mm
33,4		129,05	33,41		130,4
33,42		132,4	33,43		134,8
33,44		138,3	33,45		144,0
33,46		148,1	33,47		146,3
33,48		146,0	33,49		154,6
33,5		159,5	33,51		154,0
33,52		162,7			

Objekt: USAF-Tafel  
 Wellenlänge  $\lambda$ , (Laser 1): 662,295 nm  
 Soll-Strom (Laser 1): 99,5 mA  
 Radius: 129,55 mm  
 $z$ : Abstand zwischen Objekt und Objektiv  
 $E(\vec{x})$ : Amplitudenbild  
 $d$ : Rekonstruktionsabstand

Abbildung E.12: Gezeigt werden die Amplitudenbilder der Rekonstruktionen der Hologramme der ersten Messung sowie der Rekonstruktionsabstand und der Abstand  $z$  zwischen Objektiv und Objekt.

$d_{\text{calc}}$ /mm	$d_{\text{mess}}$ /mm	$E(\vec{x})$									
130,052	130,052		132,122	132,176		134,317	134,317		136,637	136,637	
141,651	141,661		144,345	144,366		147,163	147,163		150,106	150,106	
156,366	156,385		159,682	159,682		163,124	163,124		166,690	166,690	
178,136	178,136		186,390	186,390		195,142	195,142		204,392	204,392	
224,389	224,389		235,135	235,135		246,380	246,380		258,123	258,123	
303,150	328,400										

Hufnagel-von Lüpke 2015

Objekt:

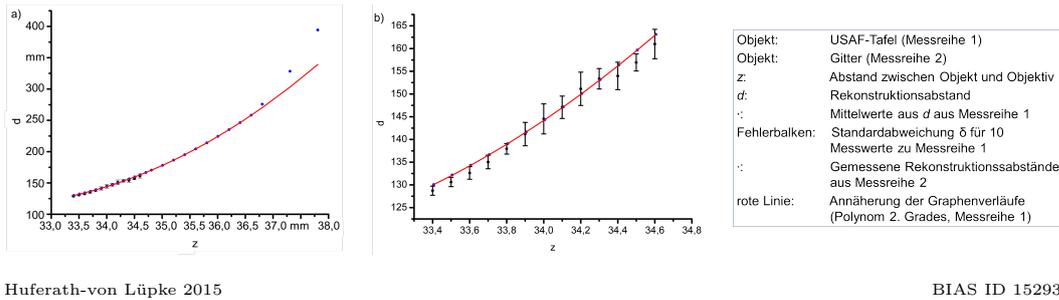
Gitter  
Amplitudenbild

Wellenlänge  $\lambda_1$  (Laser 1): 682,33 nm  
 Soll-Strom (Laser 1): 95,6 mA  
 Radius: 129,55 mm

$d_{\text{calc}}$   
 $d_{\text{mess}}$

Berechneter  
Rekonstruktionsabstand  
gemessener  
Rekonstruktionsabstand

Abbildung E.13: Dargestellt sind die Amplitudenbilder der Rekonstruktionen zu den Rekonstruktionsabständen  $d_{\text{mess}}$  sowie der berechnete Rekonstruktionsabstand  $d_{\text{calc}}$ .



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152930

Abbildung E.14: In a) ist der Rekonstruktionsabstand  $d$  über dem Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv aufgetragen. b) zeigt einen Ausschnitt aus a). Die schwarzen Punkte mit den Fehlerbalken entsprechen den Mittelwerten aus der ersten Messung (USAF-Tafel) und die blauen Punkte entsprechen den Werten  $d_{\text{mess}}$  aus der zweiten Messung (Gitter). Der Verlauf, der sich aus der Näherung der Mittelwerte der ersten Messung ergibt, ist mit der roten Linie dargestellt.

Wahl der Position der größten Schärfe kann es zu diesen großen Abweichungen kommen. Dies zeigt ebenfalls, dass es mit zunehmender Entfernung des Objektes zum Objektiv zu Verzeichnungen kommt. Aus diesem Grund sollte ein zu großer Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv vermieden werden.

## E.2.2 Bestimmung der Rastergröße

Zur Ermittlung der Größe eines Gitterrasters in x- und y-Richtung für die unterschiedlichen Abstände  $z$  zwischen Objekt und Objektiv wurde die Anzahl der Pixel über mehrere Gitterraster in x- und y-Richtung in dem jeweiligen Amplitudenbild der komplexen Wellenfelder in den entsprechenden Rekonstruktionsebenen bestimmt. Dies wurde gemacht, um den Fehler bei der Pixelbestimmung für ein Gitterraster gering zu halten. Ferner wurde aus demselben Grund die Anzahl an verschiedenen Positionen entlang einer Linie ermittelt und anschließend gemittelt. Der Mittelwert  $\overline{\delta x}$  bzw.  $\overline{\delta y}$  wurde anschließend durch die Anzahl der ausgewerteten Gitterraster dividiert. Dies geschieht, um den  $\bar{x}$ - bzw.  $\bar{y}$ -Wert für ein Gitterraster zu erhalten. Um einen metrischen Wert für den Pixelwert zu erhalten, ist der Pixelwert mit der für den Rekonstruktionsabstand  $d$  entsprechenden Pixelgröße<sup>2</sup>  $\Delta x$  multipliziert worden. Die ermittelten und bestimmten Werte sowie der Fehler ( $\sigma$ ), bezogen auf ein Gitterraster, sind in **Tabelle E.3** dargestellt. **Abbildung E.15** zeigt die Werte der Größe des Gitterrasters in x- und y-Richtung über dem Rekonstruktionsabstand  $d$  in einer grafischen Darstellung aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Beziehung zwischen der Größe des Gitterrasters und dem Rekonstruktionsabstand  $d$  linear ist. In **Abbildung E.15** ist nur der Verlauf der Funktion für die Werte der Gitterrastergröße in x-Richtung dargestellt (rote Linie), da der Verlauf für die Werte der Gitterrastergröße in y-Richtung nahezu identisch mit dem in x-Richtung ist und in dieser Darstellung nicht aufgelöst werden kann. Die linearen Näherungen zu den

<sup>2</sup>Diese ergibt sich aus  $\Delta x = \frac{\lambda d}{\Delta \xi N}$ ; siehe **Anhang A.9.2**

Tabelle E.3: Daten zur Änderung der Größe des Gitterrasters in der Rekonstruktionsebene in x- und y-Richtung.  $v$  entspricht der Verschiebung des z-Tisches,  $z$  dem Abstand zwischen Gitter und Objektiv,  $d$  dem Rekonstruktionsabstand,  $\Delta x$  der Pixelgröße in der Rekonstruktionsebene,  $n$  der Anzahl der bestimmten Werte,  $\overline{\delta x}$  bzw.  $\overline{\delta y}$  dem Mittelwert über mehrere Gitter raster in x- bzw. y-Richtung und  $\bar{x}$  bzw.  $\bar{y}$  dem Mittelwert für ein Gitter raster in x- bzw. y-Richtung.

$v$ / mm	$z$ / mm	$d$ / mm	$\Delta x$ / $\mu\text{m}$	$n$	$\overline{\delta x}$ / Pixel	$\bar{x}$ / Pixel	$1\sigma$ / Pixel	$\bar{x}$ / mm	$n$	$\overline{\delta y}$ / Pixel	$\bar{y}$ / Pixel	$1\sigma$ / Pixel	$\bar{y}$ / mm
0,0	33,406	130,052	12,19	9	546,14	60,68	0,09	739,79	9	548,80	61,00	0,10	743,40
0,1	33,506	132,176	12,39	9	544,91	60,55	0,09	750,17	9	545,80	60,60	0,10	751,40
0,2	33,606	134,317	12,59	9	544,04	60,45	0,07	761,10	9	544,30	60,50	0,20	761,50
0,3	33,706	136,637	12,81	9	543,16	60,35	0,10	772,99	9	544,00	60,50	0,10	774,30
0,4	33,806	139,082	13,04	9	542,65	60,29	0,06	786,10	9	543,30	60,40	0,10	787,00
0,5	33,906	141,661	13,28	9	541,15	60,13	0,09	798,46	9	542,40	60,30	0,10	800,30
0,6	34,006	144,366	13,53	9	540,40	60,04	0,09	812,58	9	541,70	60,20	0,10	814,50
0,7	34,106	147,163	13,80	9	539,78	59,98	0,10	827,37	9	540,20	60,00	0,10	828,00
0,8	34,206	150,106	14,07	9	538,52	59,84	0,11	841,95	9	539,80	60,00	0,10	843,90
0,9	34,306	153,173	14,36	9	537,53	59,73	0,08	857,56	9	537,90	59,80	0,10	858,20
1,0	34,406	156,385	14,66	9	536,65	59,63	0,12	874,12	9	536,90	59,70	0,10	874,50
1,1	34,506	159,682	14,97	9	535,16	59,46	0,11	890,06	9	536,40	59,60	0,10	892,20
1,2	34,606	163,124	15,29	9	534,40	59,38	0,11	907,97	9	535,60	59,50	0,20	909,90
1,3	34,706	166,690	15,63	9	532,65	59,18	0,15	924,76	9	533,90	59,30	0,10	927,00
1,4	34,806	170,381	15,97	9	532,53	59,17	0,15	945,03	9	532,90	59,20	0,20	945,70
1,6	35,006	178,136	16,70	9	530,52	58,95	0,07	984,32	9	531,40	59,10	0,20	986,00
1,8	35,206	186,390	17,47	9	529,90	58,88	0,11	1028,72	9	529,80	58,90	0,10	1028,50
2,0	35,406	195,142	18,29	9	527,28	58,59	0,11	1071,70	9	527,70	58,60	0,20	1072,50
2,2	35,606	204,392	19,16	9	526,03	58,45	0,07	1119,84	9	525,40	58,40	0,20	1118,50
2,4	35,806	214,142	20,07	9	524,27	58,25	0,11	1169,34	9	524,20	58,20	0,30	1169,10
2,6	36,006	224,389	21,03	9	522,28	58,03	0,14	1220,64	9	522,70	58,10	0,20	1221,50
2,8	36,206	235,135	22,04	9	521,02	57,89	0,13	1276,02	9	520,90	57,90	0,20	1275,80
3,0	36,406	246,380	23,10	8	462,30	57,79	0,00	1334,66	8	463,90	58,00	0,00	1339,20
3,2	36,606	258,123	24,20	9	518,19	57,58	0,14	1393,15	9	518,80	57,60	0,20	1394,70
3,4	36,806	275,920	25,86	9	521,52	57,95	0,00	1498,78	9	518,70	57,60	0,20	1490,60

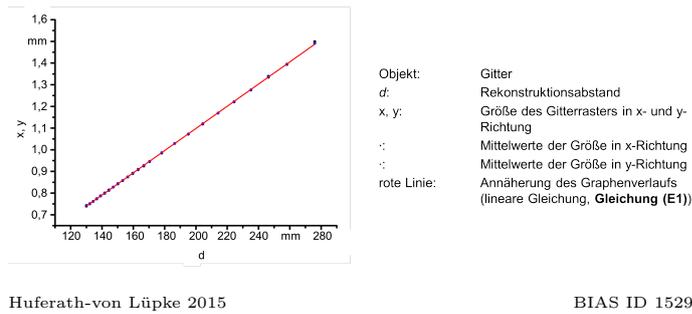


Abbildung E.15: Die grafische Darstellung des Zusammenhangs von der Gitterrastergröße in x- und y-Richtung und dem Rekonstruktionsabstand  $d$ .

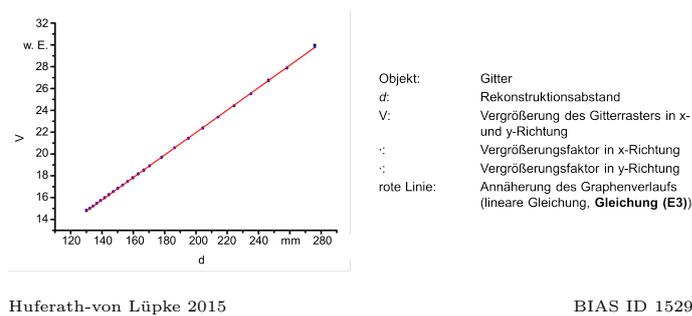


Abbildung E.16: Die grafische Darstellung des Zusammenhangs von Vergrößerungsfaktor  $V$  und Rekonstruktionsabstand  $d$ .

Verläufen lassen sich mit den folgenden Funktionsgleichungen beschreiben<sup>3</sup>:

$$x = 0,06987 \text{ mm} - 0,00514d \quad (\text{E.1})$$

$$y = 0,07485 \text{ mm} - 0,00512d. \quad (\text{E.2})$$

Der Vergrößerungsfaktor  $V$  für den Abstand  $z$  zwischen Objekt und Objektiv lässt sich aus der Größe des Gitterrasters in dem jeweiligen Amplitudenbild und der vorgegebenen Größe des Gitterrasters<sup>4</sup> von  $50 \mu\text{m}$  bestimmen. In **Tabelle 6.3** sind die ermittelten Vergrößerungsfaktoren  $V_i$  für die x- und y-Richtung zu den jeweiligen Rekonstruktionsabständen  $d_i$  dargestellt. Dieser Vergrößerungsfaktor ist ebenfalls in **Tabelle 6.3** aufgeführt. **Abbildung E.16** zeigt die grafische Darstellung des Vergrößerungsfaktors  $V$  für die x- und y-Richtung aus **Tabelle 6.3** über dem Rekonstruktionsabstand  $d$ . Ferner ist die Funktion für den Verlauf in x-Richtung dargestellt (rote Linie), der sich aus der **Gleichung (E.3)** ergibt. Der Verlauf für die y-Richtung wird nicht gezeigt, da er nahezu dem Verlauf für die x-Richtung entspricht.

Die linearen Näherungen lassen sich mit den folgenden Funktionsgleichungen beschreiben<sup>3</sup>:

$$V_x = 1,39743 - 0,10281 \frac{1}{\text{mm}} d, \quad (\text{E.3})$$

$$V_y = 1,49693 - 0,10235 \frac{1}{\text{mm}} d. \quad (\text{E.4})$$

Da das Gitterraster in x- und y-Richtung die gleiche Größe aufweist, wurden die jeweiligen Werte für den Vergrößerungsfaktor in x- und y-Richtung aufaddiert und

<sup>3</sup>Für die Erzeugung der Näherungen wurde das Programm Origin verwendet.

<sup>4</sup>Vorgegeben bei der Fertigung und durch die Messung mit einem konfokalen Mikroskop überprüft; siehe **Anhang C.1.1**

durch zwei geteilt. **Abbildung 6.9** zeigt die grafische Darstellung des gemittelten Vergrößerungsfaktor  $V_{\text{ges}}$  über den Rekonstruktionsabstand  $d$ . Die lineare Näherung des Verlaufes lässt sich mit **Gleichung (6.2)** beschreiben.

## E.3 Positionierung

### E.3.1 Einfluss eines Versatzes zwischen den Messungen

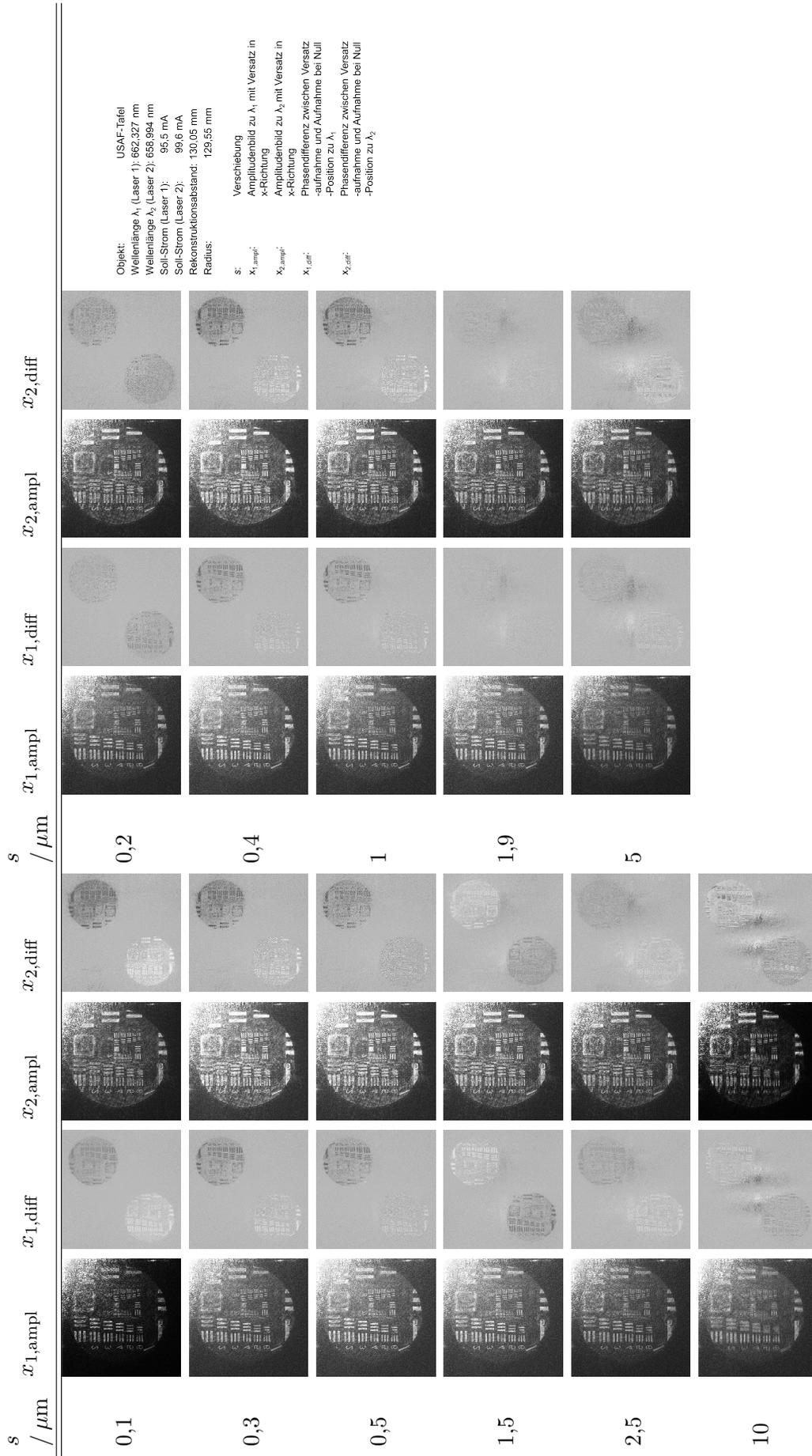
#### E.3.1.1 Messung und Auswertung

In diesem Abschnitt werden alle Messungen, Zwischenergebnisse und Ergebnisse gezeigt, die im Zuge der Untersuchungen zum Einfluss von einem Versatz einzelner Messungen auf die Phasendifferenzen bzw. den Soll-Ist-Vergleich von Bedeutung sind (siehe **Abschnitt 6.4.1**). Für die Aufnahmen der Messreihen wurden die Diodenlaser (siehe **Abschnitt 4.3.1**) als Lichtquelle verwendet. Der Diodenlaser 1 hatte eine Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,327$  nm bei einem Soll-Strom von 95,5 mA und der Diodenlaser 2 hatte eine Wellenlänge von  $\lambda_2 = 658,994$  nm bei einem Soll-Strom von 99,6 mA. Als Objekt wurde eine USAF-Tafel (siehe **Anhang B.5**) verwendet. Betrachtet wird bei dieser Messreihe die sechste und siebte Gruppe sowie Teilbereiche der vierten und fünften Gruppe. Die USAF-Tafel wurde im Arbeitsabstand  $z_0$  des Objektivs auf einen x,y-Tisch unter dem Messsystem positioniert, damit diese definiert verschoben werden kann. Für die Aufnahmen wurde der Tisch in x- und y-Richtung schrittweise verschoben. Die gewählten Positionen lauten:  $0 \mu\text{m}$ ,  $0,1 \mu\text{m}$ ,  $0,2 \mu\text{m}$ ,  $0,3 \mu\text{m}$ ,  $0,4 \mu\text{m}$ ,  $0,5 \mu\text{m}$ ,  $1 \mu\text{m}$ ,  $1,5 \mu\text{m}$ ,  $1,9 \mu\text{m}$ ,  $2,5 \mu\text{m}$ ,  $5 \mu\text{m}$  und  $10 \mu\text{m}$ . Es wurden jeweils Hologramme für eine derartige Verschiebung in x-, y- und x,y-Richtung aufgenommen. Für die Rekonstruktion der Hologramme wurde für die Referenzwelle ein Radius von  $R = 129,55$  mm gewählt und für den Rekonstruktionsabstand ein Wert von  $d = 130,05$  mm, diese Werte entsprechen dem jeweiligen Abstand im Messsystem.

#### Einzelmessungen

Im ersten Schritt wird der Einfluss des Versatzes zwischen zwei Aufnahmen betrachtet. Es wurden hierfür jeweils die Aufnahmen, die mit dem Diodenlaser 1 aufgenommen wurden bzw. die, die mit dem Diodenlaser 2 aufgenommen wurden, miteinander verrechnet. In den **Abbildungen E.17 bis E.19** sind die Ergebnisse für die Verschiebung in x-, y- und x,y-Richtung dargestellt. Gezeigt wird die plus erste Beugungsordnung des jeweiligen Amplitudenbildes in der Rekonstruktionsebene, das sich aus der komplexen Multiplikation des komplexen Wellenfeldes ohne Versatz, im Weiteren als Null-Position bezeichnet, mit dem komplex konjugierten Wellenfeld mit Versatz ergibt. Ferner zeigen die **Abbildungen E.17 bis E.19** die Phasendifferenzen in der Rekonstruktionsebene zwischen der Null-Position und der jeweiligen verschobenen Position.

Bei der Betrachtung der Amplitudenbilder in **Abbildung E.17** (x-Richtung) zeigt sich, dass ab einem Versatz von  $5 \mu\text{m}$  dieser eindeutig bei den Ziffern der Gruppen und der Elemente zu erkennen ist. Es zeigt sich deutlich an der Doppelung der Ziffern. Werden die Phasendifferenzen betrachtet, zeigt sich bereits bei einem Versatz von  $1 \mu\text{m}$  ein Effekt. Es deuten sich Streifen an der langen Seite der vertikalen Balken der USAF-Tafel sowie an der kurzen Seite der horizontalen Balken



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152852

Abbildung E.17: Dargestellt sind jeweils die plus erste Beugungsordnung der Amplitudenbilder der Rekonstruktionen der aufgenommenen Hologramme und die Phasendifferenzen, jeweils gebildet mit der Null-Position für die x-Richtung.

an. Ab einem Versatz von  $1,5 \mu\text{m}$  ist eine kreuzförmige Veränderung in der nullten Beugungsordnung zu erkennen. In der plus ersten Beugungsordnung ist zu erkennen, dass die Kanten der Balken der USAF-Tafel nicht mehr klar scharf abgegrenzt sind, die Streifen liegen nun deutlich über den Kanten. Bei einem Versatz von  $5 \mu\text{m}$  ist bei den Phasendifferenzen die Veränderung in der nullten Beugungsordnung deutlich zu erkennen. Es bilden sich Streifen aus, die vertikal verlaufen.

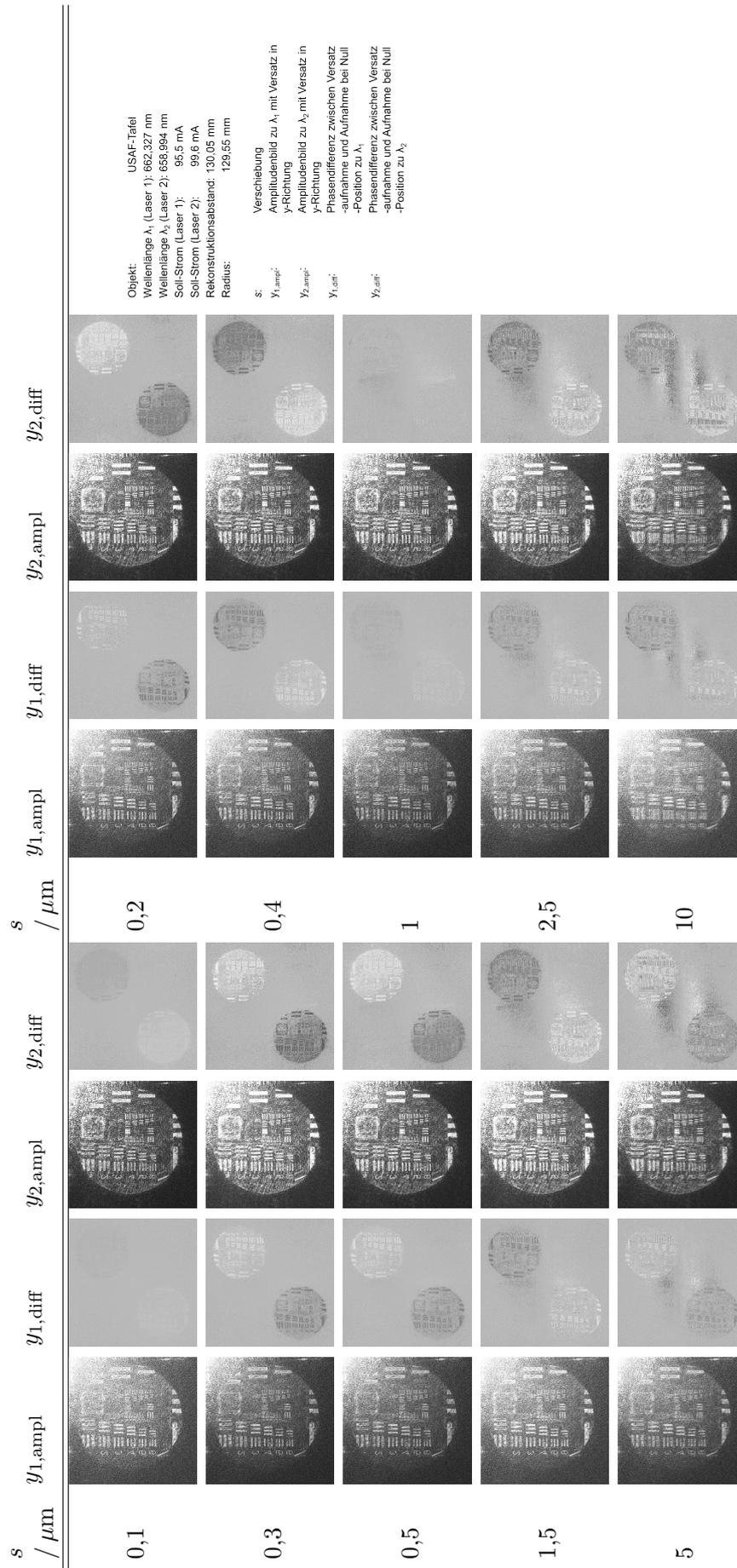
In den Amplitudenbildern in **Abbildung E.18** (y-Richtung) zeigt sich, dass ab einem Versatz von  $2,5 \mu\text{m}$  ein eindeutiger Versatz bei den Ziffern der Gruppen und der Elemente zu erkennen ist. Bei den Phasendifferenzen zeigt sich bereits bei einem Versatz von  $1 \mu\text{m}$  ein Effekt. Es werden Streifen an der langen Seite der horizontalen Balken bzw. an der kurzen Seite der vertikalen sichtbar. Ab einem Versatz von  $1,5 \mu\text{m}$  ist eine kreuzförmige Veränderung in der nullten Beugungsordnung zu erkennen. In der plus ersten Beugungsordnung sind die Kanten der Balken der USAF-Tafel nicht mehr klar scharf abgegrenzt. Die Streifen liegen nun deutlich über den Kanten. Bei den Phasendifferenzen zu dem Versatz von  $5 \mu\text{m}$  ist die Veränderung in der nullten Beugungsordnung deutlich zu erkennen. Es bilden sich Streifen aus, die horizontal verlaufen.

Werden die Amplitudenbilder in **Abbildung E.19** (x,y-Richtung) betrachtet, zeigt sich, dass ab einem Versatz von  $5 \mu\text{m}$  ein eindeutiger Versatz bei den Ziffern zu erkennen ist. Bei den Phasendifferenzen betrachtet, zeigt sich ab einem Versatz von  $1,5 \mu\text{m}$  ein kreuzförmiger Effekt in der nullten Beugungsordnung. Ferner weisen in den ersten Beugungsordnungen alle horizontalen und vertikalen Balken an den langen und an den kurzen Seiten Streifen auf. Bei einem Versatz von  $5 \mu\text{m}$  ist bei den Phasendifferenzen die Veränderung in der nullten Beugungsordnung deutlich zu erkennen. Es bilden sich Streifen aus, die gekippt sind. Aus dem Kippwinkel lässt auf den Versatz in beide Richtungen schließen. Bei dieser Messreihe ist der Versatz in beiden Richtungen gleich, weshalb die Streifen um  $45^\circ$  verkippt sind.

### Soll-Ist-Vergleich

In diesem Schritt wird der Einfluss des Versatzes zwischen zwei Zustandsmessungen (Soll-Ist-Vergleich) betrachtet. Die **Abbildungen E.20** bis **E.22** zeigen die Ergebnisse zu den Soll-Ist-Vergleichen mit den versetzten Messungen für die x-, y- und x,y-Richtung, wobei die Messungen an der Null-Position als Soll-Messung angenommen wurde und die Versatz-Messungen als Ist-Messungen. In der zweiten und sechsten Spalte sind die Phasendifferenzen, die sich zu den einzelnen Messungen ergeben, dargestellt. Die 3. und 7. Spalte zeigt die plus erste Beugungsordnung der Amplitudenbilder, die sich für den Soll-Ist-Vergleich ergibt. Ferner sind in den Spalten 4 und 8 die sich ergebenden Soll-Ist-Vergleiche dargestellt.

Bei der Betrachtung der Amplitudenbilder in **Abbildung E.20** (x-Richtung) zeigt sich, dass ab einem Versatz von  $5 \mu\text{m}$  ein eindeutiger Versatz bei den Ziffern der Gruppen und der Elemente zu erkennen ist, genau wie bei den Einzelaufnahmen. Bezogen auf den Soll-Ist-Vergleich ist zu sagen, dass für einen Vergleich von einem Objekt, das nicht verändert wird, ein Bild mit einem Phasenwert von null an der Stelle des Objektes zu erwarten ist. Umgekehrt kann die gedeutet werden, dass wenn ein Objekt nicht verändert wurde, jedoch das Phasenbild ungleich null ist, dann muss ein Versatz vorliegen. Diese Aussagen berücksichtigen jedoch nicht das Specklerauschen (siehe **Anhang A.5**). Bedingt durch das Specklerauschen zeigt sich trotz unverändertem Objekt eine Schattierung des Objektes in der Phasendifferenz. Somit kann,



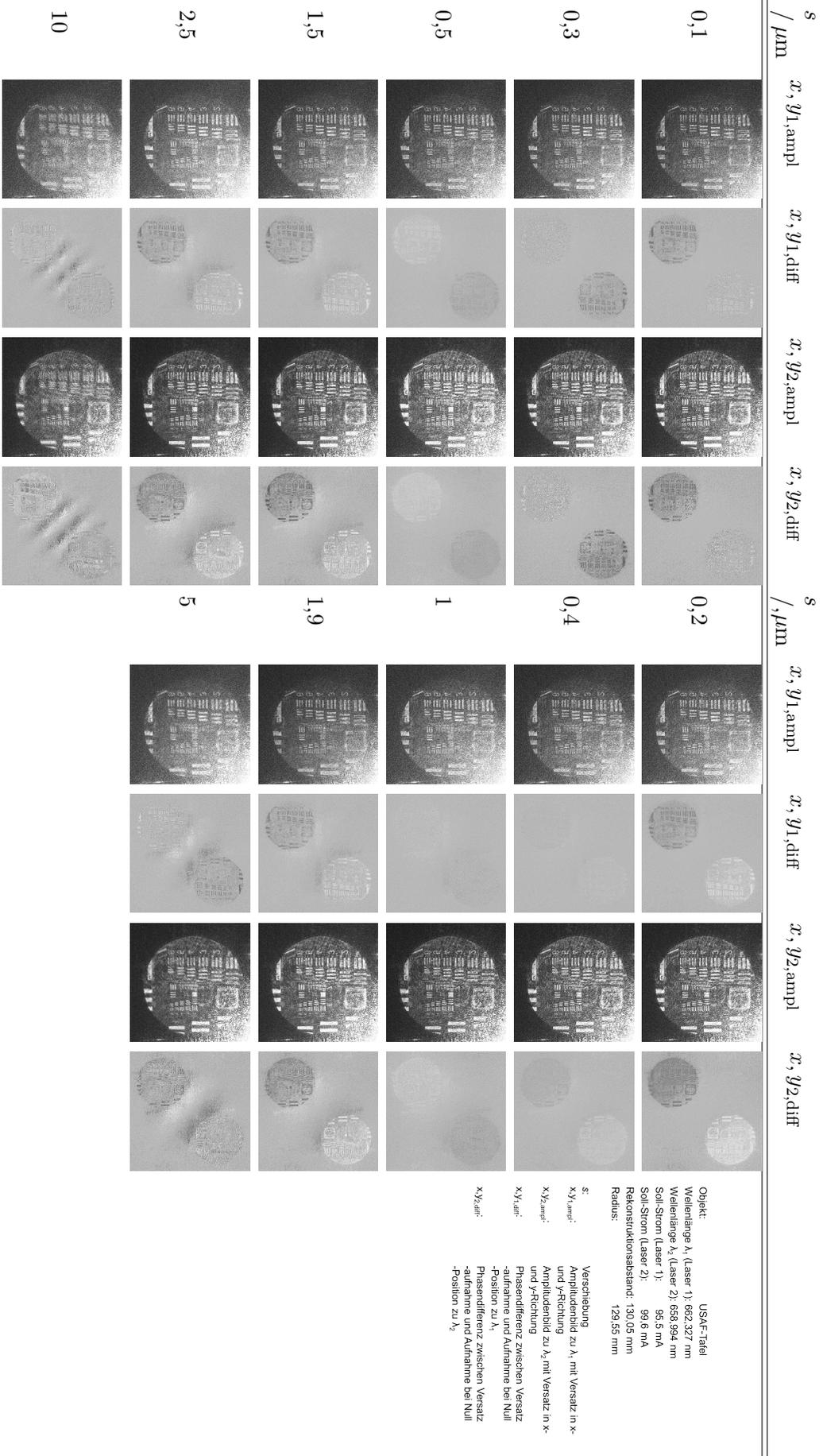
Objekt: USAF-Tafel  
 Wellenlänge  $\lambda_1$  (Laser 1): 662,327 nm  
 Wellenlänge  $\lambda_2$  (Laser 2): 658,984 nm  
 Soll-Strom (Laser 1): 95,5 mA  
 Soll-Strom (Laser 2): 99,6 mA  
 Rekonstruktionsabstand: 130,05 mm  
 Radius: 129,55 mm

$s$ : Verschiebung  
 $y_1$ , ampl: Amplitudenbild zu  $\lambda_1$  mit Versatz in y-Richtung  
 $y_1$ , diff: Amplitudenbild zu  $\lambda_2$  mit Versatz in y-Richtung  
 $y_2$ , ampl: Phasendifferenz zwischen Versatz -aufnahme und Aufnahme bei Null -Position zu  $\lambda_1$   
 $y_2$ , diff: Phasendifferenz zwischen Versatz -aufnahme und Aufnahme bei Null -Position zu  $\lambda_2$

Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152853

Abbildung E.18: Gezeigt werden die jeweils die plus erste Beugungsordnung der Amplitudenbilder der Rekonstruktionen der aufgenommenen Hologramme und die Phasendifferenzen, jeweils gebildet mit der Null-Position für die y-Richtung.



Hufnath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152854

192 **Abbildung E.19:** Dargestellt sind jeweils die plus erste Beugungsordnung der Amplitudenbilder der Rekonstruktionen der aufgenommenen Hologramme und die Phasendifferenzen, jeweils gebildet mit der Null-Position für die x,y-Richtung.

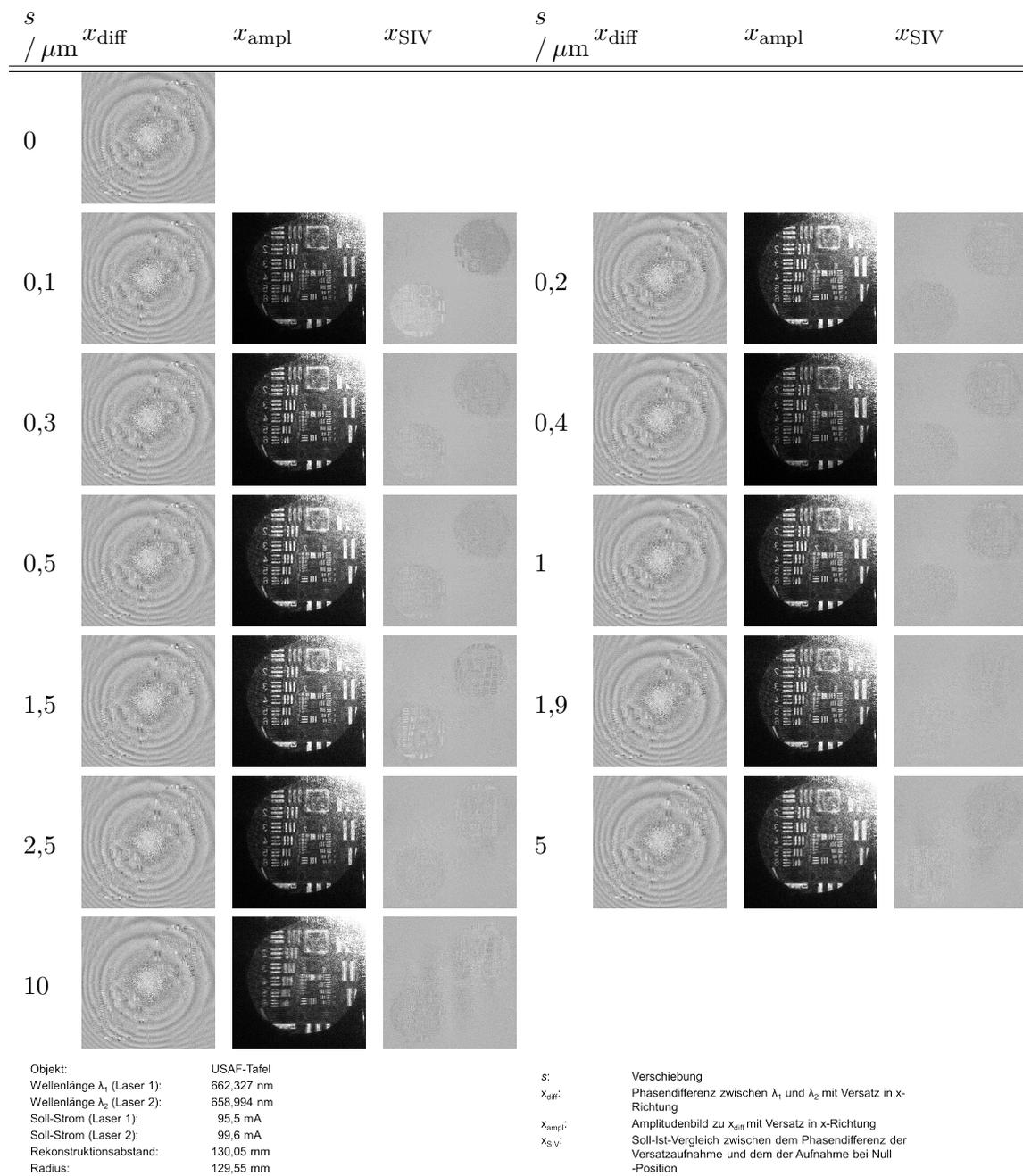


Abbildung E.20: Gezeigt sind Phasendifferenzen der Aufnahmen mit Versatz in x-Richtung, die Soll-Ist-Vergleiche mit der Phasendifferenz der Null-Position als Soll-Messung und die dazugehörigen Amplitudenbilder.

z. B. bei dem Versatz von  $0,1 \mu\text{m}$ , nicht unbedingt aus der Sichtbarkeit der USAF-Tafel in dem Soll-Ist-Vergleich auf einen Versatz zwischen den beiden Phasendifferenzen geschlossen werden. Eindeutig ist der Versatz bei dieser Messreihe ab  $1,5 \mu\text{m}$  zu erkennen. Er zeigt sich in der Form einer kreuzförmigen Veränderung in der nullten Beugungsordnung, diese tritt ebenfalls bei der Einzelwellenlängenbetrachtung in der **Abbildung E.17** auf. In den ersten Beugungsordnungen ist zu erkennen, dass sich die Kanten der Balken nicht mehr klar vom Hintergrund abgrenzen. Ferner liegen Streifen über den Balken, die an der langen Seite der vertikalen Balken klar zum Vorschein treten. Diese sind bei genauer Betrachtung auch an der kurzen Seite der horizontalen Balken zu erkennen. Genau wie bei der Einzelwellenlängenbetrachtung zeigen sich ab einem Versatz von  $5 \mu\text{m}$  in der nullten Beugungsordnung vertikale Streifen.

Werden die Amplitudenbilder in **Abbildung E.21** (y-Richtung) betrachtet, zeigt sich ab einem Versatz von  $2,5 \mu\text{m}$  dieser eindeutig anhand der Ziffern der Gruppen und der Elemente. Werden die Soll-Ist-Vergleiche betrachtet, zeigen sich bei einem Versatz von  $1 \mu\text{m}$  erste Anzeichen für das Vorhandensein eines Versatzes in der ersten Beugungsordnung. Diese deuten sich als Streifen auf den Balken der USAF-Tafel an. Mit der Zunahme des Versatzes verstärken sich die Streifen an der langen Seite der horizontalen Balken bzw. an der kurzen Seite der vertikalen. Ferner werden, genau wie bei der Einzelwellenlängenbetrachtung, in der nullten Beugungsordnung horizontale Streifen sichtbar.

In den Amplitudenbildern in **Abbildung E.22** (x,y-Richtung) zeigt sich, bei den Ziffern der Gruppen und der Elemente ein eindeutiger Versatz ab  $5 \mu\text{m}$ . Bei den Soll-Ist-Vergleichen zeigen sich erste Anzeichen für das Vorhandensein eines Versatzes in der ersten Beugungsordnung bei  $1 \mu\text{m}$ . Diese deuten sich als Streifen auf den Balken der USAF-Tafel an. Ferner zeigt sich, genau wie in der Einzelwellenlängenbetrachtung, eine kreuzförmige Veränderung in der nullten Beugungsordnung. Mit Zunahme des Versatzes lassen sich die Kanten der Balken in den ersten Beugungsordnungen nicht mehr klar vom Hintergrund abgegrenzt und es liegen Streifen über den Balken, die sowohl an den langen als auch den kurzen Seiten der vertikalen und horizontalen Balken zum Vorschein kommen. Genau wie bei der Einzelwellenlängenbetrachtung zeigen sich ab einem Versatz von  $5 \mu\text{m}$  in der nullten Beugungsordnung um  $45^\circ$  gekippte Streifen.

Die Betrachtungen der Ergebnisse in den **Abbildungen E.20** bis **E.22** zeigen, dass eine optische Ermittlung des Versatzes sehr subjektiv ist, vor allem bei der Betrachtung der Amplitudenbilder. Anhand der Phasendifferenzen der Einzelaufnahmen bzw. der Soll-Ist-Vergleiche ist die Bestimmung schon einheitlicher. Eine weitere Methode ist der direkte Vergleich der Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene der Null-Position (Soll-Messung) und der verschobenen Messung. Hier wird ein markanter Punkt in beiden Bildern gesucht und dessen Position bestimmt. Die Differenz ergibt den Versatz. Auf diese Weise wurde der Versatz in **Tabelle E.4** ermittelt. Anhand der Tabelle ist der Versatz ab einer Verschiebung von  $1 \mu\text{m}$  erkennbar. Alles, was unter  $1 \mu\text{m}$  liegt, liegt unterhalb der Auflösung des Systems und ist anhand dieser Methoden nicht zu erfassen, wobei hier nicht die in **Abschnitt 6.3.1** betrachtete laterale Auflösung gemeint ist, sondern die Sichtbarkeit von Versätzen von zwei Messungen zueinander.

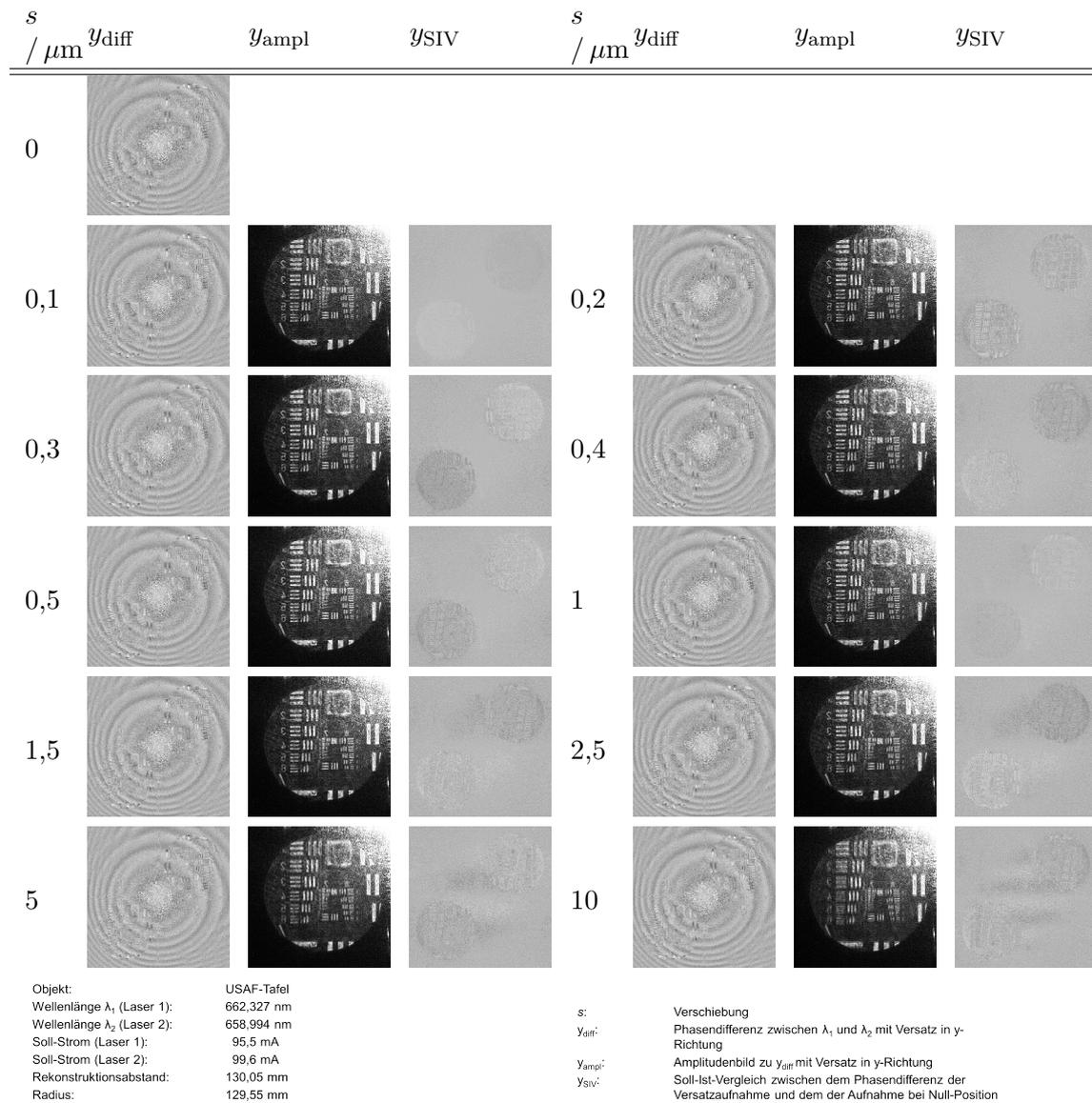


Abbildung E.21: Dargestellt sind Phasendifferenzen der Aufnahmen mit Versatz in y-Richtung, die Soll-Ist-Vergleiche mit der Phasendifferenz der Null-Position als Soll-Messung und die dazugehörigen Amplitudenbilder.

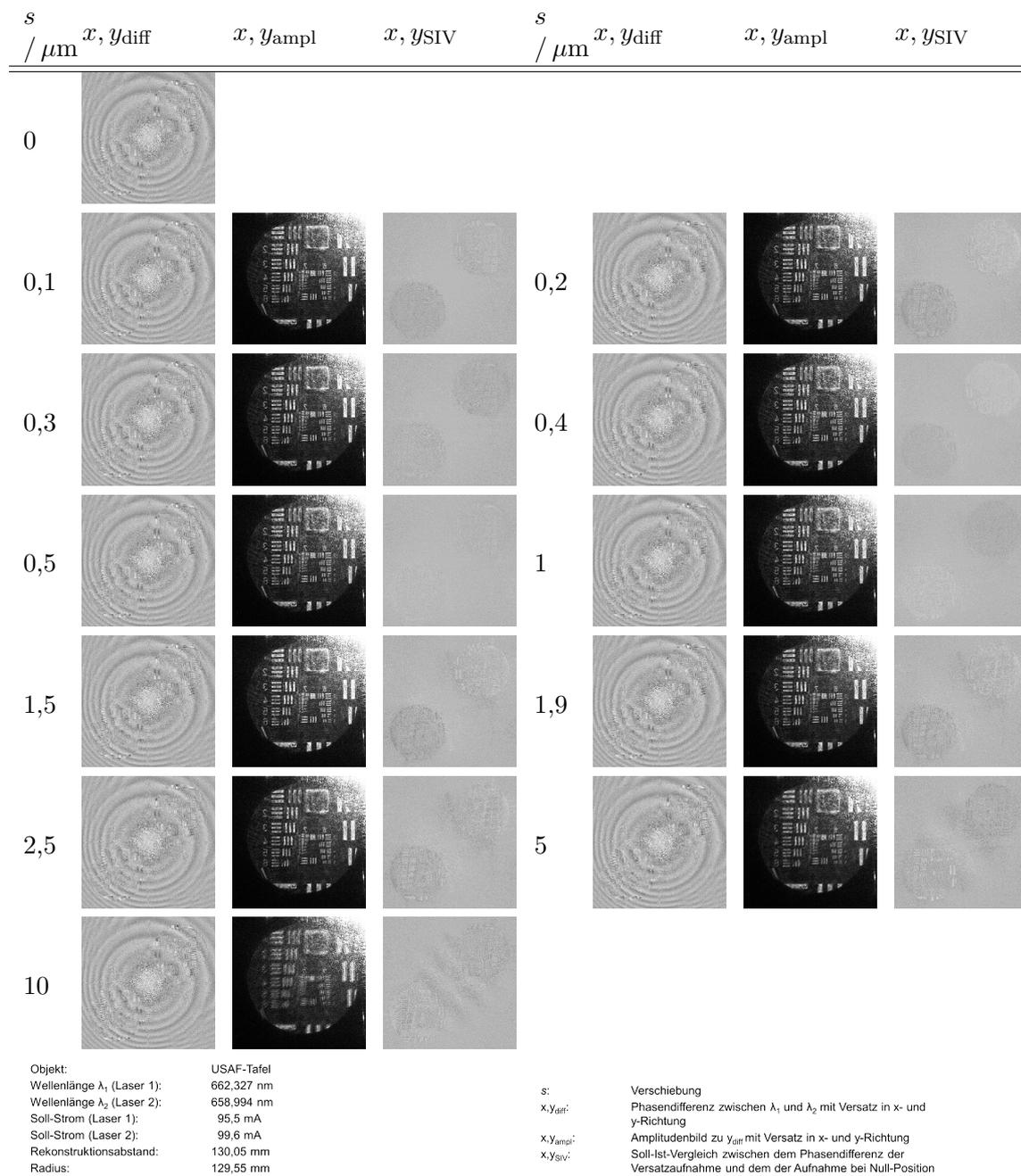


Abbildung E.22: Gezeigt sind Phasendifferenzen der Aufnahmen mit Versatz in x,y-Richtung, die Soll-Ist-Vergleiche mit der Phasendifferenz der Null-Position als Soll-Messung und die dazugehörigen Amplitudenbilder.

Tabelle E.4: Werte für den definierten Versatz in Pixel.

Versatz / $\mu\text{m}$	Pixel
0,1	< 1
0,2	< 1
0,3	< 1
0,4	< 1
0,5	< 1
1	$\sim 1$
1,5	1 - 2
1,9	$\sim 2$
2,5	2 - 3
5	$\sim 5$
10	10 - 11

### E.3.1.2 Korrektur des Versatzes

Nachdem untersucht wurde, wie sich ein Versatz zwischen zwei Messungen auf die Phasendifferenz bzw. den Soll-Ist-Vergleich auswirkt, wird als Nächstes die Korrektur dieses Versatzes untersucht. Bei den oben beschriebenen Messreihen ist der Versatz durch die Versuchsanordnung als bekannt anzunehmen. Bei der Korrektur des Versatzes muss berücksichtigt werden, dass wegen der Vergrößerung durch das Objektiv die Verschiebung in der Rekonstruktionsebene nicht der vorgegebenen Verschiebung durch den x,y-Tisch entspricht. Wie in **Abschnitt 6.2.1** gezeigt, entspricht die Vergrößerung im Arbeitsabstand nicht einem Faktor von  $V = 10$ , sondern einem Faktor von  $V = 14,79$ . Für die Bestimmung der Verschiebung in der Rekonstruktionsebene ist die Verschiebung des x,y-Tisches mit dem Vergrößerungsfaktor  $V$  zu multiplizieren.

Die Korrektur des Versatzes wurde mit dem Unterprogramm *Holography* des *FringeProcessors* durchgeführt. Das Unterprogramm bietet die Möglichkeit, eine Phasenrampe, die zu einer Verschiebung der Rekonstruktionsebene führt (siehe **Abschnitt 2.2.3**), zu berechnen und mit dem Hologramm zu kombinieren. Dazu sind im Reiter *Reconstruction* die Parameter *Vertical Tilt* und/oder *Horizontal Tilt* ungleich null zu wählen. Die Berechnung der Korrekturwerte für die horizontale bzw. vertikale Verkippung erfolgt in dem Programm nach **Gleichung (E.5)**. Die Verkippung  $\Gamma$  wird beschrieben durch:

$$\Gamma = \arcsin \frac{s_{\text{scaled}}}{R}, \quad (\text{E.5})$$

wobei  $\Gamma$  sowohl für die horizontale als auch für die vertikale Verkippung steht.  $s_{\text{scaled}}$  entspricht dem Versatz unter Berücksichtigung der Skalierung durch das Objektiv und  $R$  dem Radius der Referenzwelle. Anhand dieser Gleichung werden die Versätze der Messreihen umgerechnet. Die sich für die Verkippung ergebenden Werte sind in **Tabelle E.5** dargestellt. Für die Korrektur des Versatzes wurden die dem Versatz entsprechenden Werte aus der **Tabelle E.5** im Reiter *Reconstruction* des Unterprogramms *Holography* in die Eingabefelder für den *Vertical Tilt* und/oder den *Horizontal Tilt* eingetragen.

Tabelle E.5: Werte für die Korrektur des definierten Versatzes unter der Berücksichtigung der Skalierung durch das Objektiv nach **Abschnitt 6.2.1**.

Versatz / $\mu\text{m}$	Versatz mit Skalierungs- korrektur / mm	vertikale Verkippung / hori- zontale Verkippung / $^\circ$
0,1	0,0015	0,00065
0,2	0,0030	0,0013
0,3	0,0044	0,0020
0,4	0,0059	0,0026
0,5	0,0074	0,0033
1,0	0,015	0,0065
1,5	0,022	0,0098
1,9	0,028	0,012
2,5	0,037	0,016
5,0	0,074	0,033
10,0	0,15	0,065

### Einzelmessungen

Für die Durchführung der Korrektur des Versatzes werden als erstes die einzelnen Aufnahmen betrachtet. Die Hologramme mit den Versätzen werden entsprechend ihrer Verkippung korrigiert. Anschließend werden diese komplexen Wellenfelder konjugiert und mit den komplexen Wellenfeldern der Null-Position komplex multipliziert. In **Abbildung E.23** sind exemplarisch für die Ergebnisse der Korrektur die Ergebnisse zu den Messungen mit dem Diodenlaser 1 gezeigt. Dargestellt sind die plus ersten Beugungsordnungen der Amplitudenbilder, die sich für diese komplexe Multiplikation der komplexen Wellenfelder ergeben, für die x-, y- und x,y-Richtung. Ferner sind die dazugehörigen Phasendifferenzen gezeigt. Als Ergebnis dieser Korrektur zeigt sich, dass die Streifen, die in den Phasendifferenzen mit den Versätzen vorlagen, nicht mehr sichtbar sind. Durch die Korrektur wird jedoch eine zusätzliche Rampe erzeugt. Diese suggeriert ein schiefes Objekt. Diese Rampe kann jedoch, ähnlich wie die zusätzliche Phase der Objektbeleuchtung (siehe **Anhang A.9.4**), aus der Phasendifferenz herausgerechnet werden. Bei den Amplitudenbildern treten keine verschwommenen Ziffern oder Balken mehr auf.

### Soll-Ist-Vergleich

Aus den Phasendifferenzen der korrigierten Versatz-Aufnahmen (Ist-Messung) und den Phasendifferenzen der Null-Position (Soll-Messungen) wurden Soll-Ist-Vergleiche generiert. In **Abbildung E.24** sind diese korrigierten Soll-Ist-Vergleiche dargestellt. Ferner werden die jeweiligen plus ersten Beugungsordnungen der Amplitudenbilder zu den Soll-Ist-Vergleichen gezeigt. Anhand der dargestellten Soll-Ist-Vergleiche zeigt sich, dass nach der Korrektur des Versatzes in der nullten Beugungsordnung immer noch eine Struktur zu erkennen ist, doch die Streifen, die in den ersten Beugungsordnungen in den **Abbildung E.20** bis **E.22** zu sehen waren, liegen nicht mehr vor. Das bedeutet, dass die Korrektur des Versatzes erfolgreich war. Dies kann auch durch die Betrachtung der Amplitudenbilder des Soll-Ist-Vergleiches beobachtet werden, denn durch die vorgenommene Korrektur des Versatzes liegt kein Doppelbild mehr vor. Auch kompensiert sich bei dem Soll-Ist-Vergleich die zusätzliche Ram-

$s / \mu\text{m}$	Xdiff-ampl	Xdiff	Ydiff-ampl	Ydiff	X,Ydiff-ampl	X,Ydiff
0,1						
0,2						
0,3						
0,4						
0,5						
1						
1,5						
1,9						
2,5						
5						
10						

Objekt:	USAF-Tafel	s:	Verschiebung	
Wellenlänge $\lambda_1$ (Laser 1):	662.327 nm	$X_{\text{diff}}$ :	Phasendifferenz zwischen $\lambda_1$ und $\lambda_2$ mit Versatz in x-Richtung	$X_{\text{diff-ampl}}$ :
Wellenlänge $\lambda_2$ (Laser 2):	658.994 nm	$Y_{\text{diff}}$ :	Phasendifferenz zwischen $\lambda_1$ und $\lambda_2$ mit Versatz in y-Richtung	Amplitudenbild zu $X_{\text{diff}}$ mit Versatz in x-Richtung
Soll-Strom (Laser 1):	95,5 mA	$X,Y_{\text{diff}}$ :	Phasendifferenz zwischen $\lambda_1$ und $\lambda_2$ mit Versatz in x- und y-Richtung	$Y_{\text{diff-ampl}}$ :
Soll-Strom (Laser 2):	99,6 mA			Amplitudenbild zu $Y_{\text{diff}}$ mit Versatz in y-Richtung
Rekonstruktionsabstand:	130,05 mm			$X,Y_{\text{diff-ampl}}$ :
Radius:	129,55 mm			Amplitudenbild zu $X,Y_{\text{diff}}$ mit Versatz in x- und y-Richtung

Abbildung E.23: Gezeigt sind die Phasendifferenzen zwischen der Null-Position und den Messungen mit Versatz in x-, y- und x,y-Richtung nach der Korrektur des Versatzes und die Ausschnitte der plus ersten Beugungsordnung der dazugehörigen Amplitudenbilder.

pe, die noch bei der Einzelwellenlängenbetrachtung in **Abbildung E.23** zu sehen war. Zu beachten ist, dass die Korrektur nur für die plus erste Beugungsordnung (linker unterer Quadrant in den Soll-Ist-Vergleichen) gilt. Durch die Verschiebung vergrößert sich der Versatz in der minus ersten Beugungsordnung (rechter oberer Quadrant), weswegen dort auch eine verstärkte Streifenbildung an den Balken und Ziffern auftritt.

## E.3.2 Untersuchungen zum Versatz bei dem Einbau des Messsystems in das Folgewerkzeug

### E.3.2.1 Einsetzen des Messsystems

In diesem Abschnitt werden alle Messungen, Zwischenergebnisse und Auswertungen betrachtet, die im Rahmen der Untersuchung zum Versatz bei dem Einbau des Messsystems in das Folgewerkzeug entstanden sind (siehe **Abschnitt 6.4.2**). Für diese Untersuchung wurde das Messsystem wiederholt in das kombinierte Schneid-Tiefziehwerkzeug ein- und ausgebaut. Inklusiv dem ersten Mal erfolgte dies fünfmal. Es wurde für diese Messreihe nur ein Teilausschnitt eines Tiefziehringes aufgenommen. Der Aus- und Einbau erfolgte jeweils nach einer Messung des Tiefziehringbereiches. Als Lichtquellen wurden die beiden Diodenlaser (siehe **Abschnitt 4.3.1**) verwendet. Der Diodenlaser 1 hatte eine Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,182$  nm bei einem Soll-Strom von 100,2 mA und der Diodenlaser 2 eine Wellenlänge von  $\lambda_2 = 658,810$  nm bei einem Soll-Strom von 96,6 mA. In **Abbildung E.25** sind die Intensitätsverteilungen der Hologramme sowie die jeweiligen Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene dargestellt. Des Weiteren sind in **Abbildung E.25** die sich aus den Messungen ergebenden Phasendifferenzen gezeigt.

### E.3.2.2 Erfassung und Korrektur des Versatzes

Bei den Messungen nach dem Wiedereinsetzen des Messsystems ist der Versatz nicht bekannt. Da sich im vorherigen Abschnitt gezeigt hatte, dass das Ermitteln von Versätzen anhand der Phasendifferenzen oder ihrer Amplitudenbilder sehr subjektiv ist, wurde zunächst der Versatz per Hand, durch das Zählen von Pixeln in den Amplitudenbildern der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene, bestimmt. Dazu wurden in den Amplitudenbildern in der Rekonstruktionsebene mehrere markante Stellen auf dem Ausschnitt des Tiefziehringes gesucht und jeweils deren Positionen bestimmt. Anschließend wurden die Abweichungen der Positionen der markanten Stellen bezogen auf deren Position in der ersten Messung berechnet. Daraus ergeben sich die Werte für die Pixelabweichung in x- und y-Richtung, die in **Tabelle E.6** dargestellt sind. Diese Werte werden mit der Pixelgröße der Pixel in der Rekonstruktionsebene multipliziert, um eine metrische Angabe zu erhalten. Bei dieser Berechnung ist es nicht notwendig, den Vergrößerungsfaktor  $V$  des Objektivs zu berücksichtigen, da der Versatz in der Rekonstruktionsebene bestimmt wurde und nicht im Arbeitsabstand des Objektivs, wie bei den ersten Messreihen zu diesem Thema (siehe **Anhang E.3.1**). Die **Gleichung (E.5)** wird auch hier zur Berechnung der Korrekturwerte für die horizontale bzw. vertikale Verkippung herangezogen. Die sich ergebenden Werte für die Verkippungen sind in der **Tabelle E.6** dargestellt.

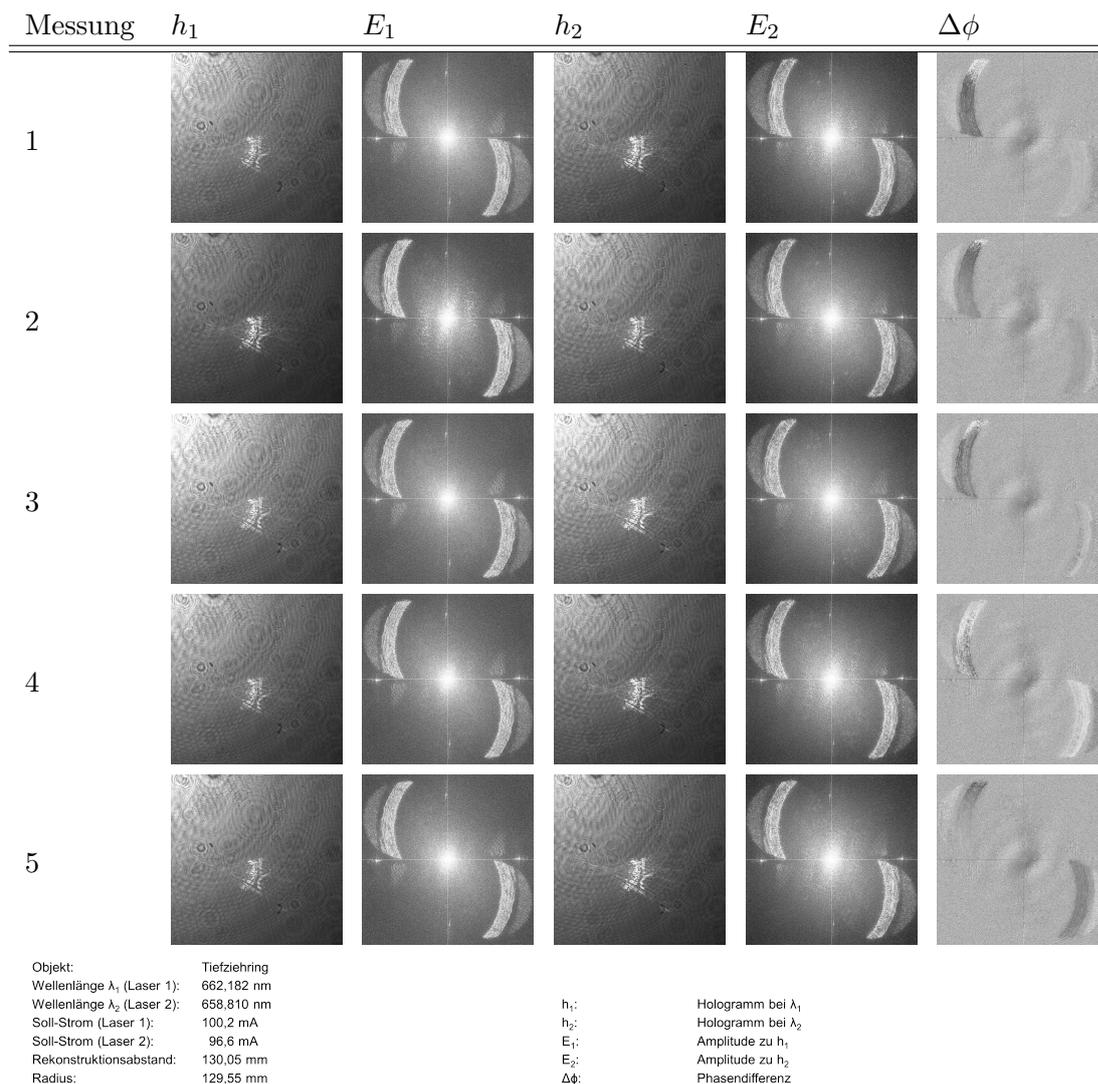
In **Abbildung E.26** sind die Soll-Ist-Vergleiche, die sich für diese Messreihe ergeben,

$s/\mu\text{m}$	$x_{\text{SIV-amp}}$	$x_{\text{SIV}}$	$y_{\text{SIV-amp}}$	$y_{\text{SIV}}$	$x, y_{\text{SIV-amp}}$	$x, y_{\text{SIV}}$
0,1						
0,2						
0,3						
0,4						
0,5						
1						
1,5						
1,9						
2,5						
5						
10						

Objekt:	USAF-Tafel	s:	Verschiebung	$x_{\text{SIV}}$ :	Soll-Ist-Vergleich zwischen der Phasendifferenz der korrigierten Versatzaufnahme in x-Richtung und der der Aufnahme bei Position Null
Wellenlänge $\lambda_1$ (Laser 1):	662,327 nm	$x_{\text{SIV-amp}}$ :	Amplitudenbild zu $x_{\text{SIV-amp}}$ mit korrigiertem Versatz in x-Richtung	$y_{\text{SIV}}$ :	Soll-Ist-Vergleich zwischen der Phasendifferenz der korrigierten Versatzaufnahme in y-Richtung und der der Aufnahme bei Position Null
Wellenlänge $\lambda_2$ (Laser 2):	658,994 nm	$y_{\text{SIV-amp}}$ :	Amplitudenbild zu $y_{\text{SIV-amp}}$ mit korrigiertem Versatz in y-Richtung	$x, y_{\text{SIV}}$ :	Soll-Ist-Vergleich zwischen der Phasendifferenz der korrigierten Versatzaufnahme in x- und y-Richtung und der der Aufnahme bei Position Null
Soll-Strom (Laser 1):	95,5 mA	$x, y_{\text{SIV-amp}}$ :	Amplitudenbild zu $x, y_{\text{SIV-amp}}$ mit korrigiertem Versatz in x- und y-Richtung		
Soll-Strom (Laser 2):	99,6 mA				
Rekonstruktionsabstand:	130,05 mm				
Radius:	129,55 mm				

Abbildung E.24: Soll-Ist-Vergleiche zwischen der Null-Position und den Messungen mit Versatz in x-, y- und x,y-Richtung nach der Korrektur des Versatzes sowie die Ausschnitte der ersten Beugungsordnung der dazugehörigen Amplitudenbilder.



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152869

Abbildung E.25: Gezeigt werden die Intensitätsverteilungen der Hologramme von einem Teilbereich eines Tiefziehringes, die dazugehörigen Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene sowie die sich ergebende Phasendifferenz für die fünf Messungen.

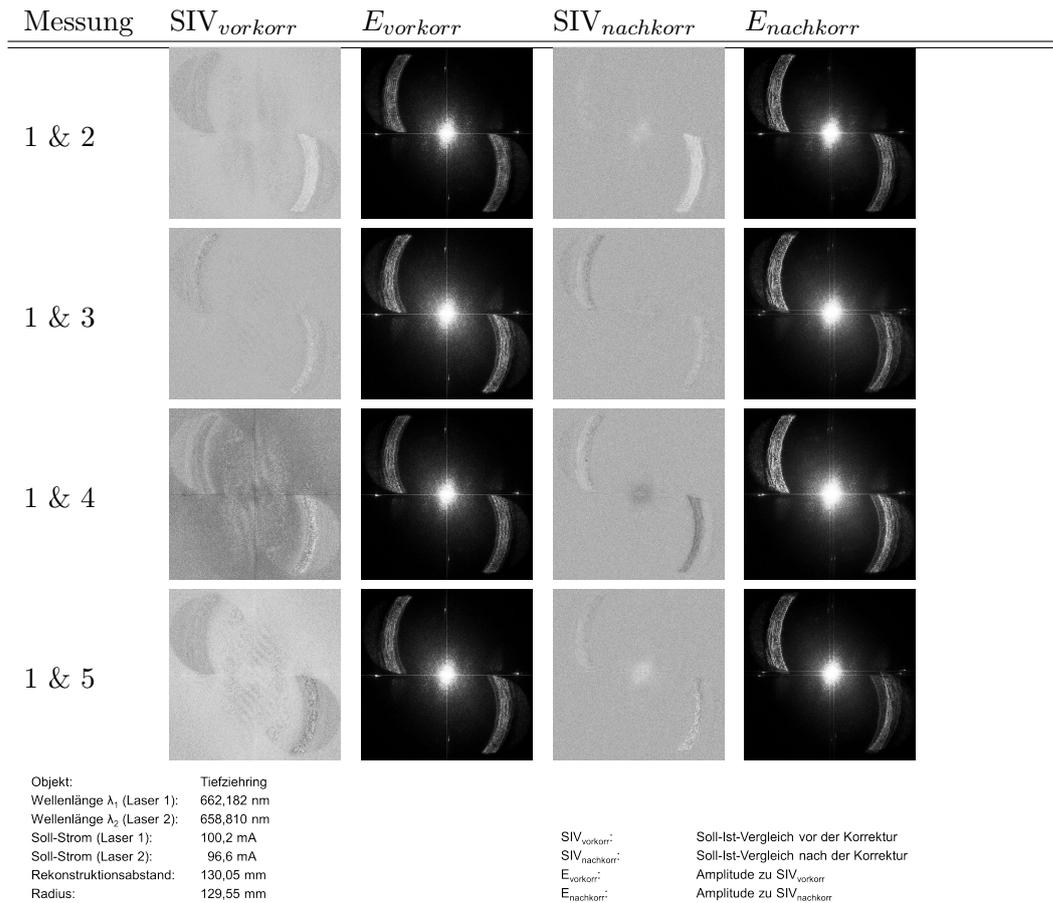
Tabelle E.6: Werte für die Korrektur des Versatzes der Messungen des Tiefziehringes.

Messung	Versatz in x- Richtung / Pixel	Versatz in x- Richtung / $\mu\text{m}$	vertikale Verkip- pung / $^\circ$	Versatz in y- Richtung / Pixel	Versatz in y- Richtung / $\mu\text{m}$	horizontale Verkip- pung / $^\circ$
1	0	0	0	0	0	0
2	23	0,28	0,12	-4	-0,049	-0,022
3	52	0,63	0,28	-38	-0,46	-0,20
4	41	0,50	0,22	-11	-0,13	-0,059
5	49	0,60	0,26	-41	-0,50	-0,22

dargestellt. Für die Erzeugung der Soll-Ist-Vergleiche wurden die erste Messung als Soll-Messung und die anderen Messungen als Ist-Messungen verwendet. Ferner sind die Amplitudenbilder, die sich für den jeweiligen Soll-Ist-Vergleich ergeben, gezeigt. Die beiden linken Spalten in der **Abbildung E.26** zeigen die Amplitudenbilder und die Soll-Ist-Vergleiche, die mit den originalen Messungen vor einer eventuellen Versatzkorrektur generiert worden sind. Es ist sowohl in allen vier Soll-Ist-Vergleichen als auch in den Amplitudenbildern zu erkennen, dass die vier Ist-Messungen Verschiebungen zur Soll-Messung aufweisen. Dies zeigt sich zum einen in der nullten Beugungsordnung in dem Soll-Ist-Vergleich, in Form Streifen, die alle eine leichte Verkippung aufweisen. Daraus kann geschlossen werden, dass sowohl in x- als auch in y-Richtung ein Versatz vorliegt (siehe **Anhang E.3.1**). Ferner sind in den ersten Beugungsordnungen Streifen an den Kanten des Tiefziehringes zu erkennen. Außerdem weisen die Amplitudenbilder Doppelbilder von dem Tiefziehring auf. Dies sind alles Anzeichen für die Existenz eines Versatzes zwischen den Messungen (siehe **Anhang E.3.1**). Anhand der unterschiedlichen Ausprägung der Effekte zeigt sich, dass jedes Einbauen des Messsystems zu einem anderen Versatz geführt hat. In den beiden rechten Spalten in der **Abbildung E.26** sind die Soll-Ist-Vergleiche und die dazugehörigen Amplitudenbilder mit den korrigierten Ist-Messungen dargestellt. Für die Korrektur des Versatzes in den Ist-Messungen wurde das Unterprogramm *Holography* des *Fringe Processors* verwendet, hier wurden die Werte aus der **Tabelle E.6** in die Eingabefelder *Vertical Tilt* und *Horizontal Tilt* im Reiter *Reconstruction* eingetragen. Nach der Korrektur sind die Streifen in der nullten Beugungsordnung der Soll-Ist-Vergleiche nicht mehr sichtbar, ebenso wie die in der plus ersten Beugungsordnung (linker oberer Quadrat). Wie bereits in **Abschnitt E.3.1** erwähnt, verstärkt sich der Versatz für die minus erste Beugungsordnung (rechter unterer Quadrat), da die Versatzkorrektur nur für eine der beiden Beugungsordnungen möglich ist. Ferner treten nach der Korrektur in den Amplitudenbildern keine Doppelbilder in der plus ersten Beugungsordnung mehr auf. Somit zeigt sich, dass das Aus- und Einbauen zu Versätzen zwischen den Messungen führen kann, diese aber korrigiert werden können, sodass eine Auswertung des Soll-Ist-Vergleiches möglich ist.

### E.3.3 Untersuchungen zum Versatz beim Einsatz der x,y-Verschiebeeinheit

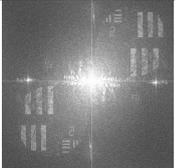
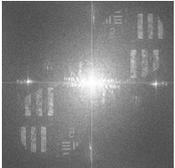
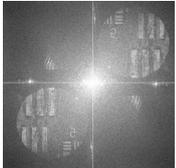
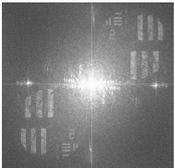
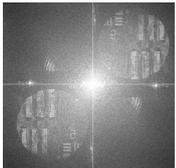
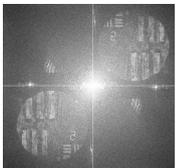
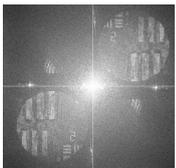
Nachfolgend werden alle Messungen, Zwischenergebnisse und Auswertungen, die im Rahmen der Untersuchung zum Versatz bei der Repositionierung der x,y-Verschiebeeinheit entstanden (siehe **Abschnitt 6.4.3**), dargestellt. Für die Generierung der Messreihe zu dieser Untersuchung wurde das Unterprogramm *HolographyXYStage* (siehe **Abschnitt 4.7**) des *Fringe Processors* verwendet. Mit diesem Programm wurde die x,y-Verschiebeeinheit angesteuert. Für jede Messung der Messreihe wurde eine 3 x 3-Felder-Messung einer USAF-Tafel (siehe **Anhang B.5**) durchgeführt. Für die Schrittweite zwischen den Aufnahme Fenstern wurde der Wert 0,6 mm gewählt, die in die Eingabefelder *Step Size X* und *Y* eingesetzt wurde. Als Lichtquelle wurden die beiden Diodenlaser (siehe **Abschnitt 4.3.1**) mit einem Soll-Strom von 95,5 mA und einer Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,327$  nm für Diodenlaser 1 und einem Soll-Strom von 99,6 mA und einer Wellenlänge von  $\lambda_2 = 658,994$  nm für Diodenlaser 2 verwendet. Nach Abschluss der ersten Messung des 3 x 3-Feldes wurde erneut die Start-Position angefahren und die Messung wiederholt. Insgesamt wurden fünf Messungen durch-



Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152870

Abbildung E.26: Soll-Ist-Vergleiche des Tiefziehringes mit der ersten Messung als Soll-Messung und der jeweiligen Messung als Ist-Messung vor und nach der Korrektur des Versatzes und die dazugehörigen Amplitudenbilder.

Messung	$E_1$	$E_2$	$\Delta\phi$	
1				Objekt: USAF-Tafel Wellenlänge $\lambda_1$ (Laser 1): 662,327 nm Wellenlänge $\lambda_2$ (Laser 2): 658,994 nm Soll-Strom (Laser 1): 95,5 mA Soll-Strom (Laser 2): 99,6 mA Rekonstruktionsabstand: 130,05 mm Radius: 129,55 mm $E_1$ : Amplitude zu Hologramm 1 bei $\lambda_1$ $E_2$ : Amplitude zu Hologramm 1 bei $\lambda_2$ $\Delta\phi$ : Phasendifferenz
2				
3				
4				
5				

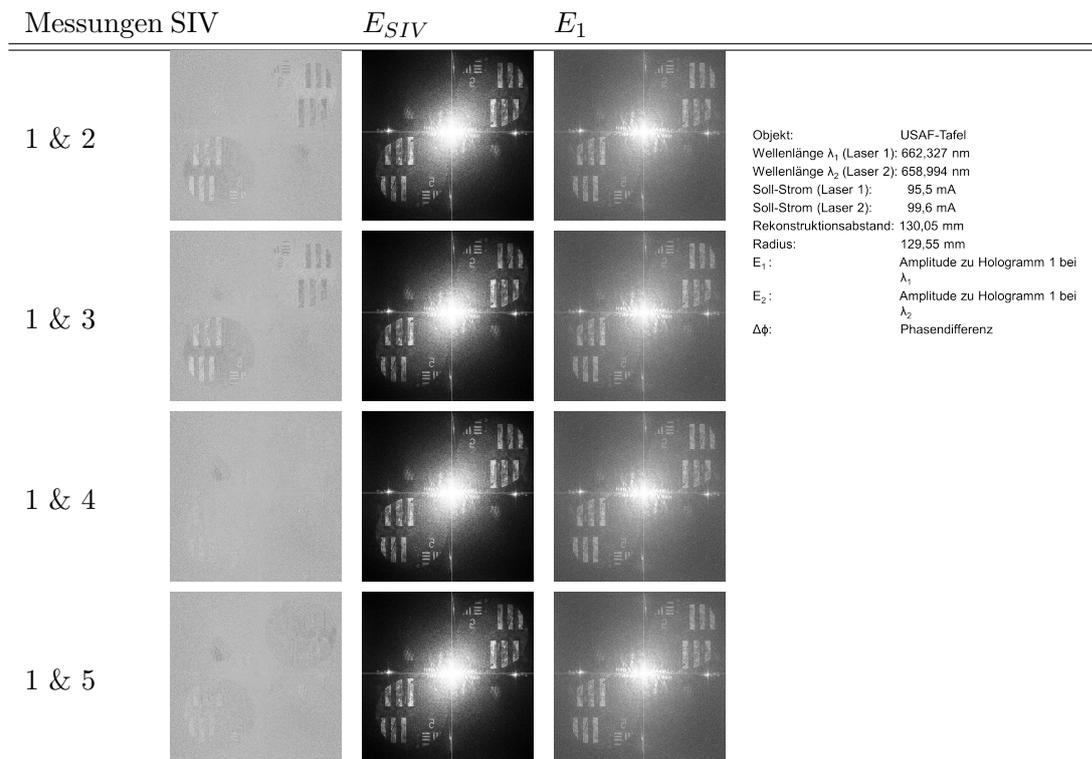
Huferath-von Lüpke 2015

BIAS ID 152875

Abbildung E.27: Gezeigt sind die Amplitudenbilder der Rekonstruktionen und die sich ergebenden Phasendifferenzen einer USAF-Tafel an der Start-Position einer Testmessreihe vor und nach dem Verfahren der x,y-Verschiebeeinheit.

geführt. **Abbildung E.27** zeigt die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene an der Start-Position der jeweiligen Messung sowie die jeweiligen Phasendifferenzen.

**Abbildung E.28** zeigt die Soll-Ist-Vergleiche zu **Abbildung E.27**. Es wurden die erste Messung als Soll-Messung angenommen und die anderen vier Messungen als Ist-Messungen. Ferner sind die sich für den Soll-Ist-Vergleich ergebenden Amplitudenbilder dargestellt. Zusätzlich ist in jeder Zeile zum Vergleich noch das Amplitudenbild des komplexen Wellenfeldes in der Rekonstruktionsebene der ersten Messung an der Start-Position, das mit der Wellenlänge  $\lambda_1$  aufgenommen wurde, dargestellt. In den Soll-Ist-Vergleichen sind keine Streifen in der nullten Beugungsordnung zu erkennen und die erste Beugungsordnung weist keine zusätzlichen Streifen auf. Ebenso weisen die Amplitudenbilder der Soll-Ist-Vergleiche kein Doppelbild auf. Dies spricht dafür, dass kein Versatz zwischen den beiden Messungen vorliegt bzw. der Versatz unter der Auflösungsgrenze liegt. Auch der Positionsvergleich von den Balkenkanten in den einzelnen Amplitudenbildern hat keinen sichtbaren Versatz gezeigt. Wenn ein Versatz vorliegt, dann liegt er deutlich unter einem Pixel.



Huferath-von Lüpke 2015

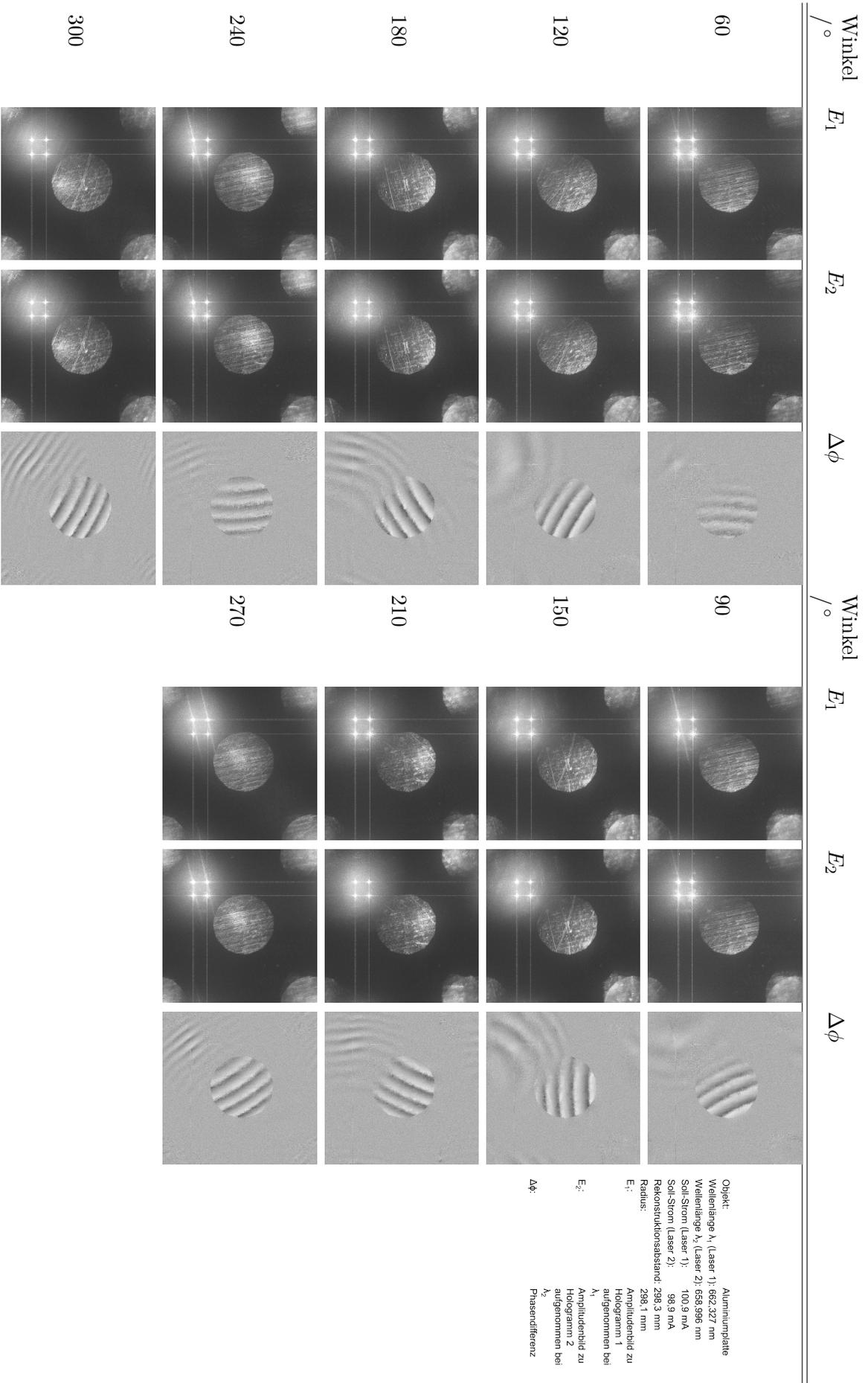
BIAS ID 152876

Abbildung E.28: Soll-Ist-Vergleiche zwischen den Messungen aus **Abbildung E.27**, die dazugehörigen Amplitudenbilder und zum Vergleich das Amplitudenbild der Rekonstruktion des Hologramms der ersten Messung bei  $\lambda_1$ .

## E.4 Einfluss mehrerer Beleuchtungsrichtungen auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Nachfolgend werden alle Schritte aufgezeigt, die für die Untersuchung zum Einfluss der Verwendung mehrerer Beleuchtungsrichtungen auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis relevant sind. Für die Messreihen wurde das in **Abschnitt 4.8.2** beschriebene Messsystem verwendet. Dieses System bietet die Möglichkeit, die Position der Objektbeleuchtung zu verändern, da die Faser an einem Rotationstisch, der in dem System integriert ist, montiert ist. Das Messsystem wurde für diese Messreihen mit den beiden Diodenlasern betrieben. Der Diodenlaser 1 hatte eine Wellenlänge von  $\lambda_1 = 662,327 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von  $100,9 \text{ mA}$  und der Diodenlaser 2 eine Wellenlänge von  $\lambda_2 = 658,996 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von  $98,9 \text{ mA}$ . Die erste Messreihe erfolgte, um die Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}$  der Objektbeleuchtung zu ermitteln. Hierfür wurde eine ebene Platte unter den Beleuchtungsrichtungen, die auch für die Messung des Objektes verwendet werden sollten, aufgenommen. Für die Untersuchung wurde ein Bereich von  $60^\circ$  bis  $300^\circ$  für die Beleuchtungsrichtungen gewählt. Die Änderung der Beleuchtungsrichtung erfolgte in  $30^\circ$ -Schritten. Die Bestimmung der Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}$  wurde, wie in **Anhang A.9.4** beschrieben, durchgeführt. Dazu wurden je Beleuchtungsrichtung zwei Hologramme von der ebenen Platte aufgenommen und die Phasendifferenzen  $\Delta\phi$ , wie in **Anhang A.9.3** beschrieben, erzeugt. **Abbildung E.29** zeigt die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene. Ferner sind die sich für die jeweiligen Beleuchtungsrichtungen ergebenden Phasendifferenzen  $\Delta\phi_{\text{illu}}$  dargestellt. Exemplarisch für die Erzeugung der Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}$  der Objektbeleuchtung aus der Phasendifferenz  $\Delta\phi$ , wird die Messung unter dem Beleuchtungswinkel von  $60^\circ$  betrachtet (siehe **Abbildung E.29**). Im ersten Schritt wurde die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  entfaltet, das Ergebnis ist in **Abbildung E.30 a)** dargestellt. Anschließend wurde eine Näherung der kleinsten Quadrate zweiter Ordnung ohne die Kreuzterme durchgeführt. **Abbildung E.30 b)** zeigt das Ergebnis. Dieses Phasenbild wird in ein komplexes Bild mit Amplitude 1 umgewandelt (siehe **Abbildung E.30 c)**). In **Abbildung E.31** sind alle Phasendifferenzen  $\Delta\phi_{\text{illu}}$ , die sich für die Objektbeleuchtung aus **Abbildung E.29** ergeben, dargestellt.

Nachdem die Phasendifferenz der Objektbeleuchtung für unterschiedliche Beleuchtungsrichtungen ermittelt wurde, werden im nächsten Schritt die eigentlichen Messungen zur Untersuchung des Einflusses von unterschiedlichen Beleuchtungsrichtungen auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis durchgeführt. Als Objekt wurde ein Tiefziehring des kombinierten Schneid-Tiefziehwerkzeugs gewählt. Aufgrund des Bildfeldes des Objektivs des bei dieser Messreihe verwendeten Messsystems kann nur ein Ausschnitt des Tiefziehringes betrachtet werden. Für diese Messreihe wurde ein Bereich von  $60^\circ$  bis  $300^\circ$  für die Beleuchtungsrichtungen gewählt mit einer Schrittweite von  $30^\circ$ , genau wie bei der Bestimmung der Phasendifferenzen  $\Delta\phi_{\text{illu}}$ . Es wurden je Beleuchtungsrichtung zwei Hologramme von dem Tiefziehring bei den Wellenlängen  $\lambda_1 = 662,327 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von  $100,9 \text{ mA}$  und  $\lambda_2 = 658,996 \text{ nm}$  bei einem Soll-Strom von  $98,9 \text{ mA}$  aufgenommen. Diese Wellenlängen entsprechen denen aus der Messreihe für die Bestimmung der Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}$  der Objektbeleuchtung. Die **Abbildung E.32** zeigt in der zweiten und dritten Spalte die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene des Tiefziehringes bei den unterschiedlichen Beleuchtungsrichtungen. Ferner ist in der vier-



Huterath-von Lüpfke 2015

BIAS ID 152891

208  
 Abbildung E.29: Dargestellt sind die Amplitudenbilder der komplexen Wellenfelder in der Rekonstruktionsebene bei  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  und die resultierende Phasendifferenz  $\Delta\phi$  für unterschiedliche Belichtungsrichtungen.

## E. Einfluss mehrerer Beleuchtungsrichtungen auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis<sup>209</sup>

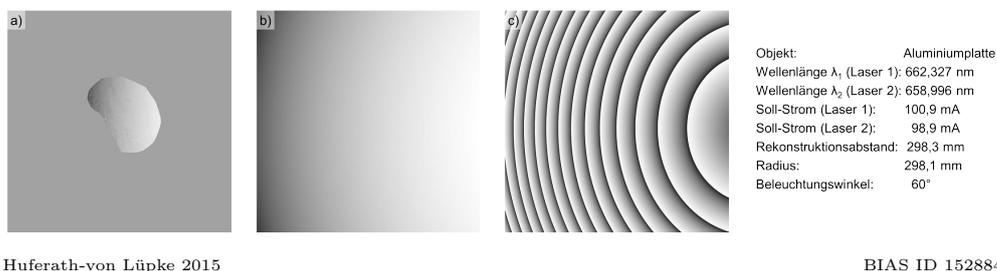


Abbildung E.30: a) zeigt die maskierte entfaltete Phasendifferenz, b) zeigt das Ergebnis der Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate, das sich aus a) ergibt, und c) zeigt die sich ergebene Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}$ .

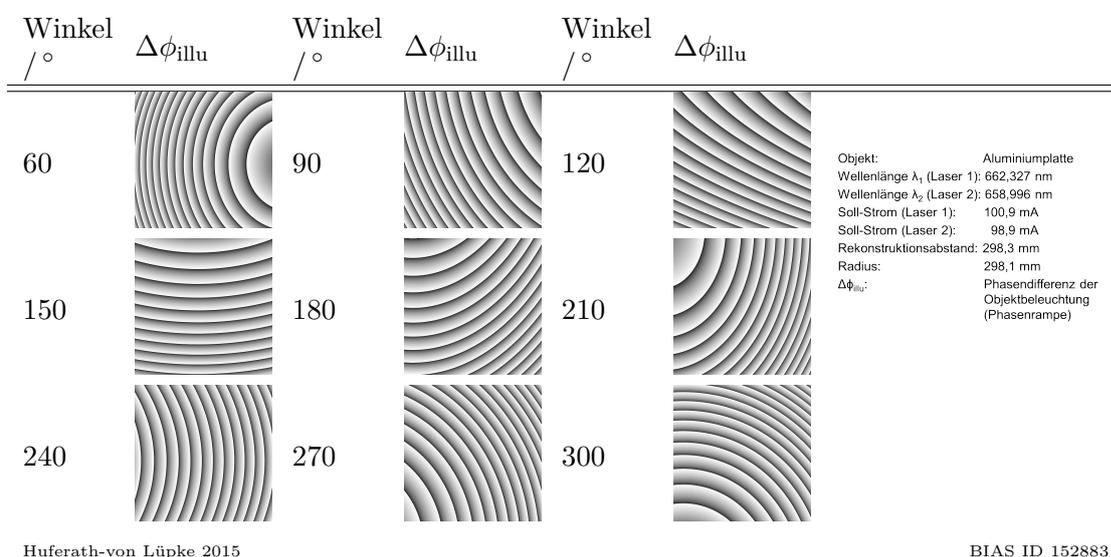


Abbildung E.31: Dargestellt sind die Phasendifferenzen  $\Delta\phi_{\text{illu}}$  der Objektbeleuchtung bei unterschiedlichen Beleuchtungsrichtungen.

Tabelle E.7: Mittelwerte der Phasendifferenzen  $\Delta\phi - \Delta\phi_{\text{illu}}$ .

Winkel / °	Mittelwert $\bar{\Delta\phi}$	Differenz zu Hologramm von 270°
60	+0,25	+1,19
90	+0,83	+0,61
120	+0,66	+0,78
150	-0,33	+1,77
180	-0,29	+1,72
210	-0,34	+1,78
240	+0,81	+0,63
270	+1,44	0
300	-1,36	+2,80

ten Spalte in der **Abbildung E.32** die Phasendifferenz zu den jeweiligen Messungen dargestellt. In der letzten Spalte ist die Phasendifferenz dargestellt, nachdem die Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}$  der Objektbeleuchtung mittels komplexer Multiplikation herausgerechnet wurde. Für die Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses sind die einzelnen Phasendifferenzen aufzuaddieren. Um die einzelnen Phasendifferenzen der unterschiedlichen Beleuchtungsrichtungen addieren zu können, muss überprüft werden, ob die Einzelmessungen einen Phasenversatz zueinander haben. Dazu wird der Mittelwert  $\bar{\Delta\phi}$  über die Fläche des Tiefziehringes in der jeweiligen Phasendifferenz bestimmt. Dies erfolgte unter der Verwendung des Unterprogramms *Statistic/Statistic with Mask...* des Programms *Fringe Processor*. Die sich für die Phasendifferenzen  $\Delta\phi - \Delta\phi_{\text{illu}}$  ergebenden Mittelwerte  $\bar{\Delta\phi}$  sind in **Tabelle E.7** dargestellt. Anhand dieser Tabelle wurde der Mittelwert mit dem größten positiven Wert gewählt, in diesem Fall der Mittelwert der Phasendifferenz bei der Beleuchtungsrichtung von 270°. Bezogen auf diesen Wert wurden die Versätze der Phasendifferenzen ermittelt. Diese sind ebenfalls in **Tabelle E.7** dargestellt. Unter Verwendung der **Tabelle E.7** wurde der Phasenversatz der einzelnen Phasendifferenzen  $\Delta\phi - \Delta\phi_{\text{illu}}$  auf die Phasendifferenz  $\Delta\phi - \Delta\phi_{\text{illu}}$  der Beleuchtungsrichtung von 270°, wie in **Anhang A.9.4** beschrieben, korrigiert. Anschließend wurden die einzelnen Phasendifferenzen  $\Delta\phi - \Delta\phi_{\text{illu}}$  aufaddiert. Die einzelnen Schritte des Aufaddierens sind in **Abbildung 6.23** dargestellt. Ferner sind die Standardabweichungen  $\sigma$  für die aufaddierten Phasendifferenzen aufgetragen. Es zeigt sich, dass unter einer Verwendung von vier unterschiedlichen Beleuchtungsrichtungen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis um einen Faktor von 3 verbessert werden kann. Bei der Verwendung von neun Beleuchtungsrichtungen, wie hier maximal verwendet wurden, kann sogar eine Verbesserung um einen Faktor von 4,5 erreicht werden. Für die Optimierung des Ergebnisses bietet sich also an, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messsystem, um eine Vorrichtung zu erweitern, die eine Objektbeleuchtung aus mehreren Richtungen ermöglicht. Es ist jedoch zu beachten, dass die hier angegebenen Faktoren für die Verbesserung auch abhängig vom Objekt sind.

### E. Einfluss mehrerer Beleuchtungsrichtungen auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis211

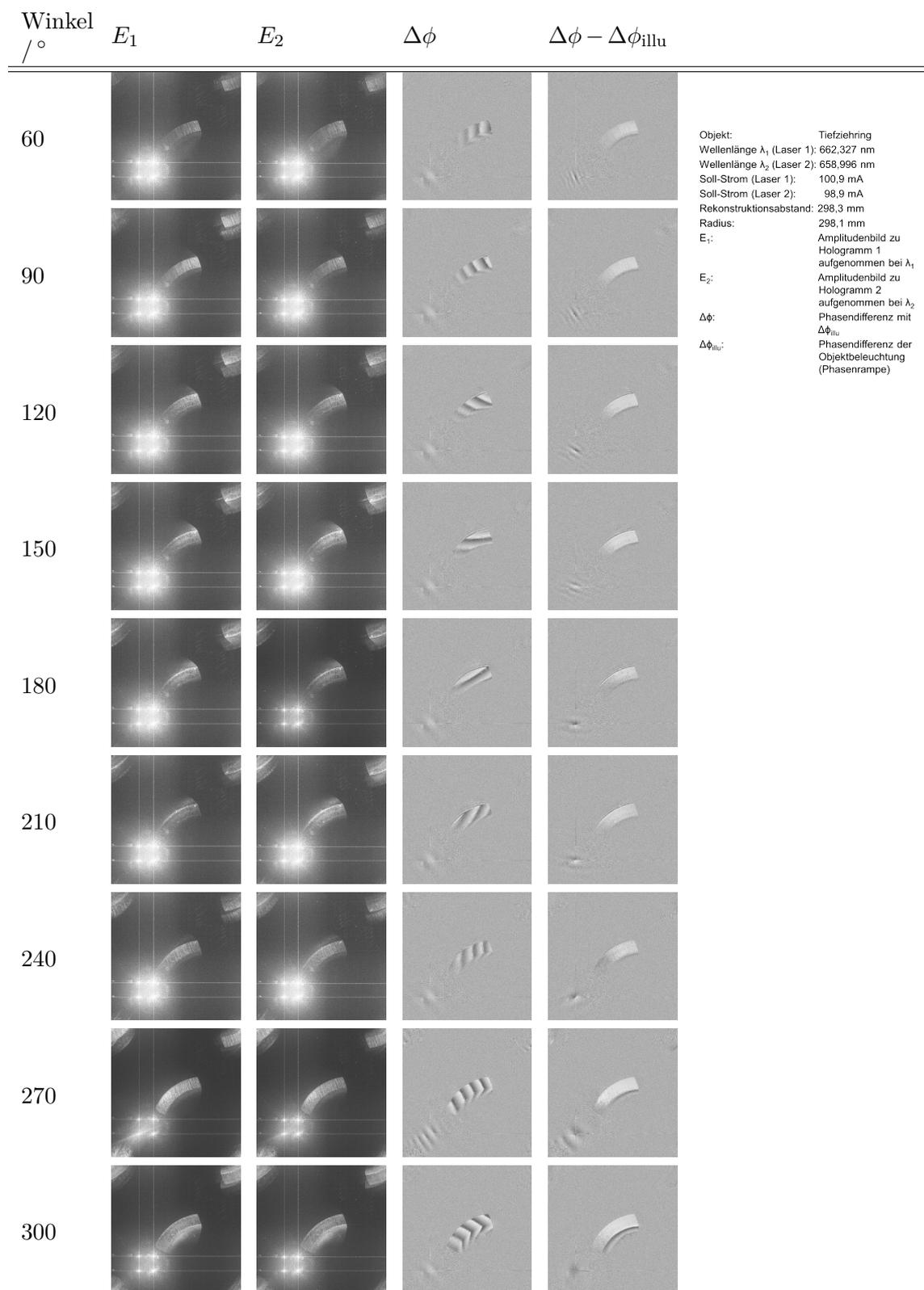


Abbildung E.32: Die Amplitudenbilder des rekonstruierten Tiefziehringes bei  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  und die resultierende Phasendifferenz  $\Delta\phi$  für unterschiedliche Beleuchtungsrichtungen mit und ohne der Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{illu}}$  der Objektbeleuchtung.



# Literaturverzeichnis

- [1] bccResearch. Microelectromechanical Systems (MEMS) Technology SMC051D Overview Report, 2015.
- [2] F. Vollertsen and Z. Hu. Tribological size effects in sheet metal forming measured by a strip drawing test. In *Annals of the CIRP*, volume 55, page 291–294, 2006.
- [3] U. Mescheder. *Mikrosystemtechnik – Konzepte und Anwendungen*. Stuttgart: Teubner Verlag, 2004. 2. Auflage.
- [4] N. Tiesler and U. Engel. Microforming effects of miniaturisation. In M. Pietrzyk and J. Kusiak, editors, *Proc. 8th Internat. Conf. on Metal Forming*, pages 355–360. Akademia Górniczo-Hutnicza and the University of Birmingham, Kraków, 2000.
- [5] D. J. Whitehouse. *Handbook of Surface and Nanometrology*. CRC Press Taylor & Francis Group, Boca Raton London New York, 2011.
- [6] R. B. Bergmann and E. Zabler. Methoden der zerstörungsfreien Prüfung. In H.-J. Gevatter and U. Grünhaupt, editors, *Handbuch der Mess- und Automatisierungstechnik in der Produktion*, pages 267–288. Springer, Berlin, 2006.
- [7] F. Härtig and U. Neuschaefer-Rube. Rückführbare Koordinatenmesstechnik für Mikrobauteile - Grundlagen und Beispiele. *Technisches Messen*, 75(5):318–326, 2008.
- [8] B. Herkert. Verschleißmessungen mit Hilfe von Radionukliden nach dem Durchflußverfahren. Technical report, Gesellschaft für Kernforschung M. B. H., Karlsruhe, 1975. KFK-2182.
- [9] T. Kleine-Besten, S. Loheide, U. Brand, S. Bütefisch, S. Büttgenbach, and A. Schlachetzki. Miniaturisierter 3D-Tastsensor für die Metrologie an Mikrostrukturen. *Technisches Messen*, 12(99):490–495, 1999.
- [10] Kugler. <https://www.kugler-precision.com/index.php?0-35-m-Koordinatenmessmaschine>, 03.10.2016.
- [11] G. Binnig, C. F. Quate, and C. Gerber. Atomic force microscope. *Phys. Rev. Lett.*, 56:930–933, 1986.
- [12] Fraunhofer-Institut für Schicht- und Oberflächentechnik. [http://www.ist.fraunhofer.de/de/leistungsangebot/analytik\\_und\\_qualitaetssicherung](http://www.ist.fraunhofer.de/de/leistungsangebot/analytik_und_qualitaetssicherung), 26.09.2016.
- [13] R. Mastylo. *Optische und taktile Nanosensoren auf der Grundlage des Fokusverfahrens für die Anwendung in Nanopositionier- und Nanomessmaschinen*. PhD thesis, Technischen Universität Ilmenau - Fakultät für Maschinenbau, 2012.
- [14] G. Seitz, H. J. Tiziani, and R. Litschel. 3-D-Koordinatenmessung durch optische Triangulation. *Feinwerktechnik & Messtechnik* 94, pages 423–425, 1986. <http://dx.doi.org/10.18419/opus-4329>.
- [15] N. Bauer. *Leitfaden zu Grundlagen und Anwendungen der Optischen 3-D-Messtechnik*. Fraunhofer IRB Verlag, 2003.
- [16] K. Creath and J. C. Wyant. Moire and Fringe Projection techniques. In D. Malacara, editor, *Optical Shop Testing*, pages 653–685. John Wiley & Sons, inc., 1992.

- [17] H.-J. Przybilla. Streifenprojektion – Grundlagen, Systeme und Anwendungen: [http://ws00.hochschule-bochum.de/fileadmin/media/fb\\_v/labore/photogrammetrie/Artikel/Veroeffentlichungen/Przybilla/Streifenprojektion.pdf](http://ws00.hochschule-bochum.de/fileadmin/media/fb_v/labore/photogrammetrie/Artikel/Veroeffentlichungen/Przybilla/Streifenprojektion.pdf), 04.11.2016.
- [18] J. C. Wyant. White light interferometry. In *Proc. SPIE 4737*, page 98–107, 2002.
- [19] polytec. Grundlagen der Weißlicht-Interferometrie: <http://www.polytec.com/de/loesungen/oberflaechenprofile-messen/grundlagen-der-weisslicht-interferometrie/>, 08.11.2016.
- [20] J. Niehues and P. Lehmann. Weißlichtinterferometrie zum flächenhaften Erfassen von Mikro- und Nanostrukturen - gegenwärtige Einschränkungen und neue Ansätze. In *Sensoren und Messsysteme 2010*, 2010.
- [21] Arbeitsgruppe Apl. Prof. Dr. Lothar Kador. Konfokale Mikroskopietechniken: [http://www.agkador.phy.uni-bayreuth.de/de/projects\\_web/Konfokale\\_Mikroskopietechniken/index.html](http://www.agkador.phy.uni-bayreuth.de/de/projects_web/Konfokale_Mikroskopietechniken/index.html), 06.08.2018.
- [22] Z. Hu, S. Huferath-von Luepke, C. von Kopylow, and F. Vollertsen. Characteristic of wear behavior of micro deep drawing tools. In Francisco Chinesta, Yvan Chastel, and Mohamed El Mansori, editors, *Proceedings of International Conference on Advances in Materials and Processing Technologies (AMPT2010)*, pages 335–340. Melville New York, 2010.
- [23] W. J. Bates. A wavefront shearing interferometer. In *Proc. Phys. Soc.*, volume 59, page 940, 1947.
- [24] M. Honlet and T. Walz. Shearografie: Stand der Technik eines optischen Verfahrens für die ZfP. *ZfP-Zeitung*, 78:39–41, 2002.
- [25] C. Falldorf. *Bestimmung der komplexwertigen Amplitude von Wellenfeldern auf Basis des Prinzips der Selbstreferenz*. Strahltechnik Band 39. BIAS Verlag, 2010.
- [26] J. C. Wyant. White Light Extended Source Shearing Interferometer. *Appl. Opt.*, 13(1):200–202, 1974.
- [27] C. Falldorf, W. Osten, C. von Kopylow, and W. Jüptner. Shearing interferometer based on the birefringent properties of a spatial light modulator. *Opt. Lett.*, 34:2727–2729, 2009.
- [28] G. Pedrini, W. Osten, and Y. Zhang. Wave-front reconstruction from a sequence of interferograms recorded at different planes. *Optics Letters*, 30:833–835, 2005.
- [29] PTB. Test eines phase retrieval-Verfahrens zur Bestimmung von Aberrationen von Mikroskop-Objektiven: [http://www.ptb.de/cms/ptb/fachabteilungen/abt4/jahresbericht-aktuelles/nachricht-aus-dem-jahresbericht.html?tx\\_news\\_pi1%5bnews%5d=2200&tx\\_news\\_pi1%5bcontroller%5d=news&tx\\_news\\_pi1%5baction%5d=detail&tx\\_news\\_pi1%5bday%5d=4&tx\\_news\\_pi1%5bmonth%5d=11&tx\\_news\\_pi1%5byear%5d=2012&chash=ac8c712e86ccb2ff1d3edfbef81725c1](http://www.ptb.de/cms/ptb/fachabteilungen/abt4/jahresbericht-aktuelles/nachricht-aus-dem-jahresbericht.html?tx_news_pi1%5bnews%5d=2200&tx_news_pi1%5bcontroller%5d=news&tx_news_pi1%5baction%5d=detail&tx_news_pi1%5bday%5d=4&tx_news_pi1%5bmonth%5d=11&tx_news_pi1%5byear%5d=2012&chash=ac8c712e86ccb2ff1d3edfbef81725c1), 02.12.2016.
- [30] M. Agour, P. Huke, C. v. Kopylow, and C. Falldorf. Shape measurement by means of phase retrieval using a spatial light modulator. In *International Conference on Advanced Phase Measurement Methods in Optics and Imaging, AIP Conference Proceedings*, volume 1236, pages 265–270, 2010.
- [31] U. Schnars and W. Jueptner. *Digital Holography - Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [32] D. Gabor. A new microscopic principle. *Nature*, 161:777–778, 1948.
- [33] C. Falldorf, C. von Kopylow, and W. Jüptner. Digitale Holografie an reflektierenden Mikrosystemen. *Technisches Messen*, 73:257–265, 2006.
- [34] C. Falldorf, S. Huferath-von Luepke, C. von Kopylow, and R. B. Bergmann. Reduction of speckle noise in multiwavelength contouring. *Appl. Opt.*, 51:8211–8215, 2012.
- [35] B. P. Hildebrand and K. A. Haines. Multiple-Wavelength and Multiple-Source Holography Applied to Contour Generation. *J. Opt. Soc. Am.*, 57(2):155–157, 1967.
- [36] T. Hansel, G. Steinmeyer, R. Grunwald, C. Falldorf, J. Bonitz, C. Kaufmann, V. Kebbel, and U. Griebner. Synthesized femtosecond laser pulse source for two-wavelength contouring with simultaneously recorded digital holograms. *Opt. Express*, 17(4):2686–2695, 2009.

- [37] T. Baumbach. *Untersuchungen zur vergleichenden digitalen Holografie mit aktiver Wellenfrontmodifikation*. Dissertation, Universität Bremen, 2007.
- [38] G. K. Ackermann and J. Eichler. *Holography - A Practical Approach*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007.
- [39] Th. Kreis. *Handbook of Holographic Interferometry - Optical and Digital Methods*. Weinheim: Wiley-VCH, 2004.
- [40] G. W. Stroke. Lensless Fourier-Transform Method for Optical Holography. *Appl. Phys. Letters.*, 6(2):201–202, 1965.
- [41] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. Roberts & Company Publishers, 2005. 3. Auflage.
- [42] N. George and A. Jain. Space and Wavelength Dependence of Speckle Intensity. *Appl. Phys.*, 4:201–212, 1974.
- [43] S. Huferath-von Luepke, T. Baumbach, E. Kolenovic, C. Falldorf, and C. von Kopylow. Digital Alignment of a reconstructed Hologram for Measurement of Deterioration of Tools. In L. Li. S. Hinduja, editor, *36th International MATADOR Conference*, pages 331–334. Springer Verlag London, 2010.
- [44] H. Schulze Niehoff. *Entwicklung einer hochdynamischen, zweifachwirkenden Mikroumformpresse*. BIAS Verlag, 2008.
- [45] Z. Hu and F. Vollertsen. Auslegung von Mikrotiefziehwerkzeugen zur Bestimmung der Werkzeuglebensdauer. In O. Kraft, A. Haug, F. Vollertsen, and S. Büttgenbach, editors, *5. Kolloquium Mikroproduktion und Abschlusskolloquium SFB 499*, pages 191–196. KIT Scientific Publishing Karlsruhe, 2011.
- [46] Sacher Lasertechnik. Manual LYNX TM Series: [https://www.sacher-laser.com/home/scientific-lasers/tunable\\_lasers/littrow/tec-100-tec\\_120\\_littrow\\_laser\\_system\\_lynx.html](https://www.sacher-laser.com/home/scientific-lasers/tunable_lasers/littrow/tec-100-tec_120_littrow_laser_system_lynx.html), 17.06.2015.
- [47] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications*, 117:541–549, 1995.
- [48] M. Schröder, S. Huferath-von Luepke, M. Bülters, and R. B. Bergmann. Fabrication of 3d-microstructures for calibration of a holographic metrology system. In *Proceedings of the 4th International Conference on Nanomanufacturing*, 2014.
- [49] ozOptics. Beam Splitters/Combiners: [http://www.ozoptics.com/allnew\\_pdf/dts0095.pdf](http://www.ozoptics.com/allnew_pdf/dts0095.pdf), 10.08.2015.
- [50] BIAS. Startseite des *Fringe Processors*: <http://www.fringeprocessor.de/>, 24.02.2016.
- [51] S. Huferath-von Luepke, R. Klattenhoff, C. Dankwart, C. Falldorf, and R. B. Bergmann. Complete shape measurement of micro parts by digital holography. In J. Schmit. K. Creath, J. Burke, editor, *Proc. of SPIE, Interferometry XVI: Techniques and Analysis*, pages 920302–1–8. SPIE Bellingham, 2014.
- [52] S. Huferath-von Luepke, P. Huke, C. von Kopylow, and R. B. Bergmann. Wear recording at micro deep drawing tools with comparative digital holography. *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public*, 7:12041, 2012.
- [53] S. Huferath-von Luepke, U. Zuch, P. Huke, C. von Kopylow, and R. B. Bergmann. Comparative digital holographic microscope for wear detection at micro deep drawing tools. In *EOS Annual Meeting*. EOS, 2012. CD-ROM.
- [54] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 7 edition, 1999. Reprinted 2005, Kapitel 8.6.3.
- [55] T. Baumbach, W. Osten, C. v. Kopylow, and W. Jüptner. Remote metrology by comparative digital holography. *Appl. Optics*, 45:925–934, 2006.
- [56] A. Lindner. *Grundkurs Theoretische Physik*. Stuttgart: Teubner Verlag, 1997.

- [57] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 3 - Elektrodynamik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. 8. Auflage.
- [58] elektroniknet.de. Fleckenrauschen: <http://classic.elektroniknet.de/lexikon/?s=2&id=21957&page=0&search=fleckenrauschen>, 30.12.2016.
- [59] E. N. Leith and J. Upatnieks. Wavefront reconstruction with continuous-tone objects. *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 53(2):1377–1381, 1963.
- [60] J. Kerdels and G. Peters. *Interaktive Systeme I: Konzepte und Methoden des Computersehens Kurseinheit 2 Fourier-Analyse*. FernUniversität in Hagen, 2015. WS15/16.
- [61] C. E. Shannon. Communication in the Presence of Noise. In *Proc. IRE.*, volume 37, 1949. Nachdruck in: *Proc. IEEE*. Vol. 86, No. 2, 1998.
- [62] S. Huferath-von Luepke and R. B. Bergmann. Digital holography for inline wear recording on deep drawing tools, 2014. Poster.
- [63] W. Hackbusch and H. R. Schwarz. *Teubner-Taschenbuch der Mathematik Teil 1*. Stuttgart: Teubner Verlag, 1996. 19. Auflage.
- [64] K. Bethge. *Schülerduden: Die Physik*. Bibliographisches Institut & F.A. Brockhaus AG, Mannheim, 1989. 2. Auflage.
- [65] Wikipedia. Arbeitsabstand (Mikroskopie): [http://de.wikipedia.org/wiki/Arbeitsabstand\\_%28Mikroskopie%29](http://de.wikipedia.org/wiki/Arbeitsabstand_%28Mikroskopie%29), 11.03.2015.
- [66] Edmund Optics. <http://www.edmundoptics.de/microscopy/infinity-corrected-objectives/eo-infinity-corrected-long-working-distance-objectives/2941>, 11.03.2015.
- [67] Applied Image INC. [https://www.appliedimage.com/files/8sYYLo/USAF%201951%20Test%20Target%20T-20\\_v1-04.pdf](https://www.appliedimage.com/files/8sYYLo/USAF%201951%20Test%20Target%20T-20_v1-04.pdf), 16.08.2015.
- [68] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 3 2008. 2. Auflage, Kapitel 9.2.

# Reihe Strahltechnik im BIAS Verlag

Bisher erschienen:

Herausgegeben von Frank Vollertsen, Ralf Bergmann

Salar Mehrafsun

**Dynamisches Prozessverhalten bei der laserinduzierten thermochemischen Mikrostrukturierung von Metallen**

Strahltechnik Band 67, Bremen 2018, ISBN 978-3-933762-61-0

Vijay V. Parsi Sreenivas

**Material modifications due to nonlinear effects created by multiphoton absorption in single crystalline silicon**

Strahltechnik Band 66, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-60-3

Peer Woizeschke

**Eigenschaften laserstrahlgefügter Mischverbindungen aus Aluminium und Titan in Abhängigkeit der Kantengeometrie und Halbzeugstruktur**

Strahltechnik Band 65, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-59-7

Henry Köhler

**Schwingfestigkeit laserauftraggeschweißter legierter Stähle**

Strahltechnik Band 64, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-58-0

Jörg Volpp

**Dynamik und Stabilität der Dampfkapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen**

Strahltechnik Band 63, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-57-3

Colin Dankwart

**High resolution of wave fields from measurements with unknown sensor positions and unknown phase shifts of the object wave**

Strahltechnik Band 61, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-55-9

Edwin N. Kamau

**Dynamic wave field synthesis: enabling the generation of field distributions with a large space-bandwidth product**

Strahltechnik Band 60, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-54-2

Felix Möller

**Wechselwirkung zwischen Lichtbogen und Laserstrahl beim Fügen von Aluminium**

Strahltechnik Band 59, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-53-3

Simon Kibben

**UV-laserbasierte Oberflächenfluorierung von Polymeren**

Strahltechnik Band 58, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-52-8

Heiko Brüning

**Prozesscharakteristiken des thermischen Stoffanhäufens in der Mikrofertigung**

Strahltechnik Band 57, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-51-1

Michael Schwander

**Lokale Diamantsynthese durch einen laserbasierten atmosphärischen CVD-PVD-Prozess**

Strahltechnik Band 56, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-50-4

Marius Gatzen

**Durchmischung beim Laserstrahliefschweißen unter dem Einfluss niederfrequenter Magnetfelder**

Strahltechnik Band 55, Bremen 2015, ISBN 978-3-933762-49-8

Frank Vollertsen, Hendrik Tetzl (Hrsg.)

**Thermal Forming and Welding Distortion, Proceedings of the IWOTE'14**

Strahltechnik Band 54, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-48-1

Zhuo Tang

**Heißrissvermeidung beim Schweißen von Aluminiumlegierungen mit einem Scheibenlaser**

Strahltechnik Band 53, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-47-4

Martin Grden

**Simulation thermischen Biegens mittels Gebietszerlegung**

Strahltechnik Band 52, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-46-7

Jens Sakkietitbutra

**Modellierung thermisch bedingter Formänderungen und Eigenspannungen von Stählen zum Aufbau von geregelten Prozessen**

Strahltechnik Band 51, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-45-0

Frank Buschenhenke

**Prozesskettenübergreifende Verzugsbeherrschung beim Laserstrahlschweißen am Beispiel einer Welle-Nabe-Verbindung**

Strahltechnik Band 50, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-44-3

Daniel Reitemeyer

**Stabilisierung der Fokusslage beim Schweißen mit Faser- und Scheibenlasern**

Strahltechnik Band 49, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-43-6

Steffen Neumann

**Einflussanalyse beim single mode Faserlaserschweißen zur Vermeidung des Humping-Phänomens**

Strahltechnik Band 48, Bremen 2012, ISBN 978-3-933762-42-9

Mostafa Agour

**Determination of the complex amplitude of monochromatic light from a set of intensity observations**

Strahltechnik Band 47, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-41-2

Andreas Stephen

**Elektrochemisches Laser-Jet-Verfahren zur Mikrostrukturierung von Metallen**

Strahltechnik Band 46, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-40-5

Michael Koerdt

**Herstellung von integriert-optischen Sensorstrukturen in Polymersubstraten basierend auf Brechzahländerungen durch ultraviolette Laserstrahlung**

Strahltechnik Band 45, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-39-9

Hanna Wielage

**Hochgeschwindigkeitsumformen durch laserinduzierte Schockwellen**

Strahltechnik Band 44, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-38-2

Claus Thomy

**Dynamisches Prozessverhalten beim Laserstrahl-MSG-Hybridschweißen**

Strahltechnik Band 43, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-37-5

Thomas Seefeld

**Laser-Randschichtschmelzen mit erhöhter Prozessgeschwindigkeit am Beispiel von Aluminium-Zylinderkurbelgehäusen**

Strahltechnik Band 42, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-36-8

Frank Vollertsen (Hrsg.)

**Thermal Forming and Welding Distortion**

Strahltechnik Band 41, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-35-1

Frank Vollertsen, Daniel Reitemeyer (Hrsg.)

**Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends**

Strahltechnik Band 40, Bremen 2010, ISBN 978-3-933762-34-4

Claas Falldorf

**Bestimmung der komplexwertigen Amplitude von Wellenfeldern auf Basis des Prinzips der Selbstreferenz**

Strahltechnik Band 39, Bremen 2010, ISBN 978-3-933762-33-7

Marc Baumeister

**Dynamische Laser-Mikroperforation mit single-mode Faserlaser**

Strahltechnik Band 38, Bremen 2009, ISBN 978-3-933762-31-3

Zhenyu Hu

**Analyse des tribologischen Größeneffekts beim Blechumformen**

Strahltechnik Band 37, Bremen 2009, ISBN 978-3-933762-30-6

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Eds.)

**Laserbearbeitung: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends**

Strahltechnik Band 36, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-28-3

Torsten Baumbach

**Untersuchungen zur vergleichenden, digitalen Holografie mit aktiver Wellenfrontmodifikation**

Strahltechnik Band 35, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-27-6

Knut Partes

**Hochgeschwindigkeitsbeschichten mit dem Laserstrahl**

Strahltechnik Band 34, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-26-9

Hendrik Schulze Niehoff

**Entwicklung einer hochdynamischen, zweifachwirkenden Mikroumformpresse**

Strahltechnik Band 33, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-25-2

Thorsten Bothe

**Grundlegende Untersuchungen zur Formerfassung mit einem neuartigen Prinzip der Streifenprojektion und Realisierung in einer kompakten 3D-Kamera**

Strahltechnik Band 32, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-24-5

F. Vollertsen, J. Sakkiettibutra (Hrsg.)

**Thermal Forming and Welding Distortion**

Strahltechnik Band 31, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-23-8

Herausgegeben von Frank Vollertsen

Michael Kreimeyer

**Verfahrenstechnische Voraussetzungen zur Integration von Aluminium-Stahl-Mischbauweisen in den Kraftfahrzeugbau**

Strahltechnik Band 30, Bremen 2007, ISBN 978-3-933762-20-7

Carsten Wochnowski

**UV-laser-basierte Erzeugung von planaren, polymeren Bragg-Multiplexer-Strukturen**  
Strahltechnik Band 29, Bremen 2007, ISBN 978-3-933762-19-1

Herausgegeben von Frank Vollertsen, Werner Jüptner

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Hrsg.)

**Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends**  
Strahltechnik Band 28, Bremen 2006, ISBN 978-3-933762-18-4

Frank Vollertsen (Hrsg.)

**Prozessskalierung**  
Strahltechnik Band 27, Bremen 2005, ISBN 978-3-933762-17-7

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Hrsg.)

**Thermal Forming**  
Strahltechnik Band 26, Bremen 2005, ISBN 978-3-933762-16-0

Volker Kebbel

**Untersuchung zur Erzeugung und Propagation ultrakurzer optischer Bessel-Impulse**  
Strahltechnik Band 25, Bremen 2004, ISBN 978-3-933762-15-3

Frank Vollertsen, Ferdinand Hollmann (Ed.)

**Process Scaling**  
Strahltechnik Band 24, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-14-6

Emil Schubert

**Untersuchungen zum Leichtbau mit Hilfe lasergestützter Mischbauweise**  
Strahltechnik Band 23, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-13-9

Christoph von Kopylow

**Durchstimmbare Mikrokristall-Laser für die absolute Distanzinterferometrie**  
Strahltechnik Band 22, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-12-2

Carmen Theiler

**Aufbau gradierter Nickelbasis-Chromkarbid-Verbundwerkstoffe durch Laserstrahl-Pulverbeschichten**  
Strahltechnik Band 21, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-11-5

Herausgegeben von Gerd Sepold, Werner Jüptner

Thomas Kreis (Hrsg.)

**Werkzeug Laser – Industrieller Fortschritt durch wissenschaftliche Forschung**  
Strahltechnik Band 20, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-10-8

Gerd Sepold, Thomas Seefeld (Hrsg.)

**Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends**  
Strahltechnik Band 19, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-09-2

Gerd Sepold, Florian Wagner, Jürgen Tobolski

**Kurzzeitmetallurgie**  
Strahltechnik Band 18, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-08-5 (vergriffen)

Frank Elandalousi

**Modellgestützte Detektion und Analyse von Materialfehlern an technischen Objekten nach dem Prinzip „Erkennung durch Synthese“**

Strahltechnik Band 17, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-07-8

Ingo Zerner

**Prozessstabilisierung und Ergebnisse für das Laserstrahlfügen von Aluminium-Stahl-Verbindungen**

Strahltechnik Band 16, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-05-4

Daniel Holstein

**Ortsaufgelöste Charakterisierung von mechanischen Eigenschaften laserstrahlgeschweißter Verbindungen**

Strahltechnik Band 15, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-04-7

Bernd Grubert

**Untersuchung neuartiger Resonatorkonzepte für koaxiale Wellenleiterlaser**

Strahltechnik Band 14, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-03-0

Martin Klassen

**Prozessdynamik und resultierende Prozessinstabilitäten beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen**

Strahltechnik Band 13, Bremen 2000, ISBN 978-3-933762-02-3

Ingo Engler

**Verfahrenskombination Laserstrahlschweißen und -richten am Beispiel einer Titan-Leichtbaustruktur**

Strahltechnik Band 12, Bremen 1999, ISBN 978-3-933762-01-6

Ulrike Mieth

**Erscheinungsbild von Materialfehlern in holografischen Interferogrammen**

Strahltechnik Band 11, Bremen 1998, ISBN 978-3-933762-00-9

Werner Jüptner (Hrsg.)

**Laser von der Wissenschaft zur Anwendung**

Strahltechnik Band 10, Bremen 1997, ISBN 978-3-9805011-4-9

Peter Andrä

**Ein verallgemeinertes Geometriemodell für das Streifenprojektionsverfahren zur optischen 3D-Koordinatenmessung**

Strahltechnik Band 9, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-9-4

Thomas Franz

**Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Laser unter Wasser**

Strahltechnik Band 8, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-8-7

Sigurd Weise

**Heißrissbildung beim Laserstrahlschweißen von Baustählen**

Strahltechnik Band 7, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-7-0

Gerd Sepold, Manfred Geiger (Hrsg.)

**Strahl-Stoff-Wechselwirkung bei der Laserstrahlbearbeitung 2**

Strahltechnik Band 6, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-6-3

Werner Jüptner, Gerd Sepold (Hrsg.)

**Lasermaterialbearbeitung im Transportwesen**

Strahltechnik Band 5, Bremen 1997, ISBN 978-3-9805011-5-6

Carolin Renate Radscheit

**Laserstrahlfügen von Aluminium mit Stahl**

Strahltechnik Band 4, Bremen 1997, ISBN 978-9805011-3-2

Jürgen Breuer

**UV-lasergestütztes Vorbehandlungsverfahren zur gezielten Modifizierung der Oberflächen von Polypropylen**

Strahltechnik Band 3, Bremen 1996, ISBN 978-3-9805011-2-5

Bernd Heidenreich

**Beitrag zum Laserstrahlbrennschneiden von großen Stahlblechen**

Strahltechnik Band 2, Bremen 1995, ISBN 978-3-9805011-1-8

Christian Binroth

**Beitrag zur Prozessstabilität beim CO<sub>2</sub>-Laserstrahlschweißen von Aluminium mit Zusatzwerkstoffen**

Strahltechnik Band 1, Bremen 1995, ISBN 978-3-9805011-0-1