

Digitale Einstrahl-Holographie atmosphärischer Eiskristalle (D77)

Dissertation
zur Erlangung des Grades
“Doktor der Naturwissenschaften“
(Doctor rerum naturalium)
am Fachbereich 08
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Dipl.-Phys. Sebastian M. F. Raupach, Magister Artium
geb. in Salzgitter am 06.07.1976

Mainz, den 14. August 2009.

Berichterstatter:

1. Berichterstatter: S. B. (gelöscht aus Datenschutzgründen)
2. Berichterstatter: M. W. (gelöscht aus Datenschutzgründen)

Datum der mündlichen Prüfung: 16. Juli 2009

DEM ANDENKEN MEINES VATERS MANFRED
MEINER FRAU HEIKE
MEINER MUTTER KRISTA
MEINER SCHWESTER GABI
MEINEN KINDERN SOLVEIG UND JOHANNES

Etsi igitur formatrix anima hic quoque locum suum tuetur, manetque in causa:
de electione tamen figurae quaestio est redintegranda.
(Johannes Kepler: *Strena seu de nive sexangula*)

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Einleitung	5
2.2	Skalare Beugungstheorie - Herleitung des Beugungsintegrals	5
2.2.1	Das Sommerfeldsche Beugungsintegral	12
2.3	Holographie	13
3	Das Feldinstrument	19
3.1	Einleitung	19
3.2	Digital-holographisches Aufnahmesystem	19
3.2.1	Opto-metrische Einheit	24
3.2.2	Elektro-optische Einheit	32
3.2.3	Steuerungs-Einheit	34
3.2.4	Das Steuerprogramm	39
3.3	Zusammenfassung	42
4	Untersuchung der Besonderheiten und Einschränkungen	43
4.1	Einleitung	44
4.2	Grundlage der Phasenrückgewinnung	48
4.3	Beschreibung des Algorithmus'	50
4.4	Anwendung des Algorithmus' auf simulierte Hologramme	55
4.4.1	Ein rauschfreies simuliertes Hologramm	55
4.4.2	Ein verrauschtes simuliertes Hologramm	59
4.5	Anwendung auf echte Hologramme	61
4.6	Zusammenfassung	69
4.7	Beschränkungen	70
4.7.1	Endliche Sensorgröße	70
4.7.2	Endliche Pixelperiode	78
4.7.3	Endliche Pixelgröße	82
4.7.4	Quantisierung	105
4.8	Anmerkungen	114
4.8.1	Inversion	114
4.8.2	Sub-Bildelement Auflösung	116

5	Visualisierung der Tiefeninformation	119
5.1	Räumliche Wahrnehmung	121
5.2	Visualisierungsverfahren	126
5.3	Tiefeneindruck von einem dreidimensionalen Objekt	132
6	Ein semi-automatischer Rekonstruktionsalgorithmus	137
6.1	Normalisierung	140
6.2	Objektauswahl	145
6.3	Entfernungsbestimmung	145
6.4	Rekonstruktion	148
6.4.1	Automatische Rekonstruktion	149
6.4.2	Manuell gesteuerte Rekonstruktion	149
6.4.3	Einfache Bildanalyse	150
6.5	Weitere Funktionen	155
6.5.1	Bildkombination	155
6.5.2	Erstellung von 3D-Ansichten	155
6.5.3	Speichern von Bildausschnitten	156
6.5.4	Sonstiges	156
6.6	Zusammenfassung	156
6.7	Radiale Profilrekonstruktion	158
7	Beispielhafte Anwendungen	165
8	Spezifische Möglichkeiten der Holographie	199
9	Zusammenfassung	221
10	Appendix A	227
10.1	Konferenzbeiträge	227
10.2	Begutachtete Artikel	227
10.3	Sonstiges	227
11	Appendix B	229
12	Appendix C	231
13	Appendix D	233

Kapitel 1

Holographie und optische Meßverfahren in der Atmosphärenforschung

Wie bei anderen Wissenschaftszweigen, die im wörtlichen Sinne „Naturwissenschaften“ sind, bildet das Fundament der Atmosphärenforschung die direkte Beobachtung der Vorgänge in der Natur. Erst in einem zweiten Schritt kann dann versucht werden, die Beobachtungen durch Laborversuche zu simulieren und zu ergänzen. Damit ist die Atmosphärenforschung in besonderem Maße auf Meßinstrumente angewiesen, mit deren Hilfe entsprechende Naturbeobachtungen gewonnen werden können, beispielsweise der in der Atmosphäre enthaltenen festen und flüssigen Teilchen.

Man kann dabei die Meßverfahren in zwei mehr oder weniger komplementäre Arten einteilen. Mögliche Kriterien sind zum Beispiel integrierende Messung/Einzelpartikelmessung oder Fernerkundung/In-situ-Beobachtung. Beispiele für Fernerkundungsverfahren, die aufgrund der begrenzten Auflösung auch integrativen Charakter haben, sind Meßverfahren wie RADAR oder LIDAR.

Für die Untersuchung einzelner Partikel bieten sich naturgemäß optische Verfahren an, wobei sowohl abbildende als auch nicht-abbildende Verfahren zur Anwendung kommen. Das wohl einfachste Beispiel für Meßverfahren, die einzelne Partikel auflösen, ist die Untersuchung beispielsweise einzelner gesammelter Eiskristalle unter dem Mikroskop [1], wobei in diesem Fall natürlich keine Messung *in situ* vorgenommen wird.

Bei Partikeln, deren Größe im Bereich der Wellenlänge des verwendeten Lichts oder darunter liegt, sind nicht-abbildende Streulichtverfahren weit verbreitet zur Bestimmung der Größe und seit Neuerem auch der Form. Hier wird beispielsweise mit Hilfe der Mie'schen Streutheorie die in einen oder mehrere Winkelbereiche gestreute Intensität ausgewertet¹ [2, 3].

Für die Untersuchung größerer Teilchen sind Instrumente weit verbreitet, die auf verschiedene Arten photographische Aufnahmen der Partikel anfertigen. Dabei werden die Teilchen entweder „im Flug“ photographiert bzw. als zusammengesetztes Linienbild abgebildet², oder in der Tradition von plastischen Replikatoren [5] auf einem Endlosfilm aufgesammelt und dort abpho-

¹Typische gegenwärtig verwendete Geräte sind die sog. „Knollenberg-Instrumente“ wie das FSSP (*forward scattering spectrometer probe*) und der SID (*small ice detector*).

²Verbreitete Geräte sind beispielsweise das CIP (*cloud imaging probe*), die 2DC (*two-dimensional cloud probe*) und das CPI (*cloud particle imager*), [4].

tographiert (Photo- oder Videoimpaktor³).

Die holographische Abbildung beruht im Unterschied zur Photographie auf der Verwendung von kohärentem Licht. Nachdem die holographische Methode nach Ihrer Erfindung Ende der 40er Jahre zunächst ein Schattendasein führte, wohl aufgrund der experimentellen Schwierigkeiten, änderte sich dies in den 60er Jahren mit der Erfindung des Lasers [7]. Sehr schnell wurden erste Versuche unternommen, das holographische Aufnahmeverfahren auch im Bereich der atmosphärischen Partikelmeßtechnik zu verwenden, um Teilchengrößen aus den Beugungsbildern zu bestimmen oder Schnappschüsse eines dreidimensionalen Volumens optisch zu rekonstruieren [8, 9]. In der Folgezeit wurde das analog-holographische Verfahren zwar mehrfach im Kontext der Atmosphärenforschung eingesetzt [10, 11, 12, 13, 14], es konnte sich jedoch wie auch in anderen Anwendungen letztlich nicht als Standardverfahren etablieren und keine weite Verbreitung erlangen. Wesentliche Gründe hierfür sind vermutlich der hohe apparative und experimentelle Aufwand für die Aufnahme und Analyse analoger Hologramme: Der hochaufgelöste photochemische Film erforderte hohe Laserleistungen, also große und schwere Lasersysteme mit hohem Energieverbrauch, das Aufnahmematerial mußte möglichst reproduzierbar mechanisch positioniert und chemisch entwickelt werden, und die Auswertung der optischen Rekonstruktion erforderte einen relativ aufwendigen Aufbau und hohen Arbeitsaufwand [15].

Als in den 90er Jahren digitale Bildsensoren aufkamen, führte dies zu einem neu belebten Interesse an der Anwendung holographischer Verfahren, da sich die Möglichkeit zu einer rein digitalen Holographie auftat, d.h. der Aufnahme digitaler Hologramme und ihrer rein rechnerischen Rekonstruktion und Analyse⁴ [16]. In der zweiten Hälfte der 90er Jahre gab es in den USA erste Versuche zur Verwendung einer digitale Holographiekamera zur Abbildung atmosphärischer Eiskristalle *in situ* [17, 18], zu der sich 2004 eine zweite amerikanische Gruppe an der Technischen Universität von Michigan gesellte [19].

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Teilprojekts des DFG-finanzierten Sonderforschungsbereichs „Die troposphärische Eisphase“ [20]. Das Projekt, sah außer einer Weiterentwicklung der bestehenden Apparatur zu Aufnahme großvolumiger analoger Hologramme („HODAR“) in ein flugzeugtaugliches System, im Rahmen einer Doktorarbeit die Entwicklung einer kleinvolumigen, digital-holographischen Apparatur zur Aufnahme digitaler Hologramme von Einzelpartikeln vor, wobei zunächst eher an einen Laboraufbau gedacht war.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein vollständiges, für Feldmessungen geeignetes, transportables System zur bodengestützten Aufnahme kleinvolumiger digitaler Hologramme eigenständig entworfen, entwickelt und realisiert. Das System wurde mehrfach im Rahmen von Feldversuchen unter u.a. hochalpinen Bedingungen getestet und weiterentwickelt. Dies umfaßte auch die eigenständige Entwicklung und Implementierung eines Algorithmus' zur Steuerung des Instrumentes. Weiterhin wurde ein umfassendes, gut handhabbares Programm zur automatischen und manuellen, numerischen Rekonstruktion der digitalen Hologramme und ihrer Darstellung und Bearbeitung eigenständig entwickelt und implementiert (C++); es umfaßt u.a. selbst entwickelte Funktionen zur Bildbearbeitung und -darstellung. Einige Ergebnisse der vorliegenden Arbeit konnten im Rahmen von drei Publikationen veröffentlicht werden [21, 22, 23]. Sie sind, soweit bereits im Druck erschienen, im Anhang wiedergegeben.

Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut: In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Holographie

³Bekannt ist hier das VIPS (*video ice particle sampler*) [6].

⁴Interessanterweise wird bereits in einer Publikation aus den späten 60er Jahren die numerische Rekonstruktion eines mit einer Vidicon-Röhre aufgenommenen, digitalen Hologramms beschrieben, so daß die Grundidee der digitalen Holographie wohl schon recht früh entstanden ist.

und insbesondere der numerischen Rekonstruktion kurz dargestellt; Kapitel 3 beschreibt das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte und realisierte Gerät zur Aufnahme digitaler Hologramme *in situ* unter Berücksichtigung der verschiedenen „Versionen“, die sich im Lauf der Entwicklung ergaben. In Kapitel 4 finden sich die Beschreibung eines im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Algorithmus', der unter bestimmten Bedingungen die Entfernung des sog. „Zwillingsbildes“ aus Rekonstruktionen von *Inline*-Hologrammen erlaubt, sowie die Diskussion theoretischer Fragen zu Eigenarten und Grenzen der digitalen Holographie; dabei wird unter anderem die Frage diskutiert, warum transparente Eiskristalle in der Rekonstruktion der Lichtamplitude überhaupt sichtbar sind; Kapitel 5 stellt ein neu entwickeltes und implementiertes Visualisierungsverfahren vor, das (mit gewissen Einschränkungen) eine echte dreidimensionale Wahrnehmung der numerischen Rekonstruktionen digitaler Hologramme erlaubt; Kapitel 6 stellt den im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Algorithmus zur semi-automatischen Rekonstruktion der Hologramme sowie das daraus entstandene, umfangreiche Programm zur Rekonstruktion und Bildbearbeitung vor. Kapitel 7 bespricht Rekonstruktionen von in den Schweizer Alpen aufgenommenen Hologrammen atmosphärischer Objekte, während Kapitel 8 bisher ungenutzte Möglichkeiten in der Anwendung der (digitalen) Holographie vorstellt, die weitgehend Alleinstellungsmerkmale darstellen. Kapitel 9 schließlich enthält eine kritische Zusammenfassung.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Einleitung

In den folgenden Abschnitten soll ein kurzer Überblick über die Grundlagen der Holographie gegeben werden. Da die Holographie sich letztlich das Phänomen der Beugung von Lichtwellen zunutze macht, um die ursprünglich vorliegenden, dreidimensionalen Wellenfronten zu rekonstruieren, wird zunächst die Theorie bzw. mathematische Beschreibung der Beugungsphänomene kurz zusammengefaßt. Dies geschieht in Anlehnung an entsprechende Darstellungen in Lehrbüchern, speziell [24, 25]. Dabei findet wie üblich eine Beschränkung auf die skalare Beugungstheorie statt, d.h. es wird letztlich von der vektoriellen Natur der elektro-magnetischen Größen abgesehen. Anschließend wird kurz auf die „Erfindung“ der Holographie durch Denis Gabor und das allgemeine Vorgehen bei der Erstellung und Rekonstruktion von Hologrammen eingegangen. Da sich die vorliegende Arbeit ausschließlich mit der digitalen Holographie beschäftigt, wird auf die klassische analoge Holographie nur eingegangen, soweit die Darstellung der digitalen Holographie es erfordert. Ausführliche Darstellungen der analogen Holographie und verschiedener Arten analoger Hologramme und ihrer Aufnahme und Rekonstruktion sind in der Lehrbuch-Literatur zu finden, siehe z.B. [26, 27, 28] und in früheren am Institut für Physik der Atmosphäre entstandene Arbeiten, siehe z.B. [29].

2.2 Skalare Beugungstheorie - Herleitung des Beugungsintegrals

Ziel dieses Abschnitts ist die Herleitung des sogenannten „Kirchhoff-Sommerfeldschen Beugungsintegrals¹“. Es erlaubt, bei Kenntnis des ursprünglich einfallenden Lichtfeldes, die Berechnung des gebeugten Lichtfeldes im Abstand d nach Auftreffen auf ein beugendes Objekt. Diese „Beugungsformel“ stellt die zentrale Gleichung der Holographie dar. Während sie in der analogen Holographie von eher theoretischem Interesse ist, um das Entstehen eines Hologramms besser zu verstehen, wird sie in der digitalen Holographie darüber hinaus explizit verwendet, um eine numerische Rekonstruktion der Hologramme durchzuführen. Die Anwendung der Beugungsformel ist mit gewissen Einschränkungen verbunden, die sich aus ihrer Herleitung im Rahmen der *skalaren* Beugungstheorie ergeben und im Rahmen der folgenden Ableitung ver-

¹z.T. auch Rayleigh-Sommerfeld-Integral genannt

deutlich werden.

Ausgangspunkt der Beugungstheorie sind die Grundgleichungen der Elektrodynamik [30]:

$$\nabla \times \vec{H} = \partial \vec{D} / \partial t + \vec{j} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.4)$$

Dabei bedeutet \vec{H} den Vektor der magnetischen Feldstärke, \vec{B} den Vektor der magnetischen Kraftflußdichte, \vec{E} den Vektor der elektrischen Feldstärke, \vec{D} ist das durch freie Ladungen erzeugte elektrische Feld. Der Vektor des (Leitungs-)Stromflusses wird durch \vec{j} dargestellt und ρ die Dichte der freien elektrischen Ladungen. Die Größen \vec{D} und \vec{E} sind durch die Dielektrizitätskonstante ϵ verknüpft, die im allgemeinen Fall durch einen symmetrischen Tensor zweiter Stufe repräsentiert wird. In kartesischen Koordinaten ergibt sich allgemein [24]:

$$D_x = \epsilon_{11}E_x + \epsilon_{12}E_y + \epsilon_{13}E_z \quad (2.5)$$

$$D_y = \epsilon_{12}E_x + \epsilon_{22}E_y + \epsilon_{23}E_z \quad (2.6)$$

$$D_z = \epsilon_{13}E_x + \epsilon_{23}E_y + \epsilon_{33}E_z, \quad (2.7)$$

$$(2.8)$$

es gilt also $\epsilon_{ab} = \epsilon_{ba}$.

Ziel soll es sein, die Ausbreitung des elektromagnetischen Feldes im freien Raum (also eigentlich im Vakuum) zu beschreiben. In diesem Fall ergibt sich $j = 0$ und $\rho = 0$, wobei j der Betrag von \vec{j} ist. Nach Gleichung 2.7 ergibt sich, dass aus $\nabla \cdot \vec{D} = 0$ im allgemeinen Fall folgt, dass $\nabla \cdot \vec{E} \neq 0$, außer wenn für alle ϵ_{ab} gilt:

$$\epsilon_{ab} = \epsilon. \quad (2.9)$$

Im freien Raum können wir eine solche elektrische Isotropie annehmen und analog eine „magnetische Isotropie“. Dann gilt:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.10)$$

und entsprechend

$$\vec{B} = \mu \vec{H}. \quad (2.11)$$

Unter diesen Annahmen gehen Gln. 2.1 bis 2.4 über in:

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon \partial \vec{E} / \partial t \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \partial \vec{H} / \partial t \quad (2.13)$$

$$\nabla \cdot \epsilon \vec{E} = 0 \quad (2.14)$$

$$\nabla \cdot \mu \vec{H} = 0. \quad (2.15)$$

Zur Ableitung der Wellengleichung bildet man das Kreuzprodukt des Nabla-Operators mit Gl. 2.13 (für H entsprechend) und macht Gebrauch von der Beziehung:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}. \quad (2.16)$$

Mit der Vertauschbarkeit der räumlichen und der zeitlichen Ableitung und unter Berücksichtigung der Homogenität des freien Raums, also $\mu(\vec{r}) = \mu = \text{const.}$, $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon = \text{const.}$, ergibt sich damit aus den Grundgleichungen:

$$-\nabla^2 \vec{E} + 0 = \mu \nabla \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.17)$$

$$= -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H}) \quad (2.18)$$

$$= -\mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (2.19)$$

also die Wellengleichung

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0, \quad (2.20)$$

mit $c = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$ als der Geschwindigkeit der elektro-magnetischen Welle und $k = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$. Da μ und ϵ ortsunabhängige, skalare Größen sind, ergibt sich somit für den freien Raum eine Wellengleichung, die für jede Vektorkomponente einzeln erfüllt ist. Damit handelt es sich bei Gl. 2.20 effektiv um drei voneinander unabhängige, skalare Wellengleichungen, die für jede einzelne Komponente der Vektoren \vec{E} bzw. \vec{H} gelten. Im Folgenden wird daher stellvertretend eine skalare Wellengleichung der Form

$$\nabla^2 u(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (2.21)$$

verwendet werden, wobei zur besseren Lesbarkeit auf explizites Ausschreiben der Orts- und Zeitabhängigkeit z.T. verzichtet werden wird.

An dieser Stelle sollen kurz nochmal die bisher gemachten Annahmen zusammengefaßt werden. Bei der Ableitung obiger Wellengleichung wurde, außer von der Ladungs- und Stromfreiheit des freien Raums insbesondere von einer elektro-magnetischen Isotropie und Homogenität ausgegangen. Das impliziert, dass die skalare Beugungstheorie Phänomene innerhalb von Medien, die diese Annahmen verletzen und unmittelbar an Rändern/Grenzen von Objekten im allgemeinen nicht korrekt beschreiben wird. Letzteres hat zur Folge, dass die skalare Beugungstheorie sehr nah an Oberflächen und innerhalb von Objekten im Allgemeinen keine korrekte Beschreibung erlaubt. Für die Anwendung in der digitalen Holographie (s.u.) bedeutet das, daß das Feld unmittelbar vor/hinter dem Hologramm oder dem Objekt, sowie innerhalb des Objektes im Allgemeinen unter Verwendung der skalaren Theorie nicht korrekt berechnet werden kann. In der digitalen Holographie können also streng genommen nicht „Objekte“ rekonstruiert werden, sondern nur durch das Objekt beeinflusste Wellenfelder in einem gewissen Abstand vom Objekt von mehrere Wellenlängen. Allerdings bedeutet dies in der Praxis im Rahmen dieser Arbeit keine große Einschränkung, da die Schärfentiefe der Rekonstruktion so groß, d.h. die Tiefenauflösung so „schlecht“ ist, dass außer bei sehr großen Objekten ohnehin keine tiefenaufgelöste Darstellung einzelner Objekte möglich ist. In der skalaren Beugungstheorie werden entsprechend lediglich zweidimensionale Objekte (z. B. unendlich dünne Schirme) betrachtet. Die Polarisation des Lichtes wird in der skalaren Theorie nicht erfaßt.

Die skalare Beugungstheorie stellt sich die Aufgabe, unter den oben genannten Voraussetzungen das Lichtfeld $u(\vec{R})$ in einem beliebigen Punkt \vec{R} hinter einem von hinten beleuchteten, unendlich dünnen, opaken Schirm zu berechnen, in dem sich eine Öffnung der Fläche Σ befinden

möge, vgl. Abbl 2.1. Um das Lichtfeld im Punkt \vec{R} mithilfe der Wellengleichung zu berechnen, wird der Greensche Satz verwendet [24]:

$$\int \int \int_V (g \nabla^2 u - u \nabla^2 g) dV = - \int \int_F \left(g \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial g}{\partial n} \right) dF, \quad (2.22)$$

wobei u und g stetige erste und zweite Ableitungen besitzen mögen [31]. Das heißt, bei Wahl einer geeigneten Funktion g können die Werte von u im Volumen V aus den (als bekannt vorausgesetzten) Werten von u und g auf der Fläche F sowie ihren Ableitungen nach der (nach außen gerichteten) Normalen berechnet werden, wobei die Fläche F das Volumen V umschließt. Die Funktion g soll nun der Bedingung unterliegen, dass sie dieselbe Wellengleichung 2.21 erfülle wie u . Dann gilt: $g \nabla^2 u = -k^2 u g = u \nabla^2 g$ und das linke Integral von Gl. 2.22 verschwindet:

$$- \int \int_F \left(g \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial g}{\partial n} \right) dF = 0. \quad (2.23)$$

Entsprechend der Wahl der Funktion g bzw. der Wahl der Randbedingungen ergeben sich leicht verschiedene Lösungen. Gustav Robert Kirchhoff (1824-1887) wählte für g die Funktion der skalaren Kugelwelle:

$$g_K(\vec{r}) = g_K(r) \frac{1}{r} e^{ikr - \omega t}, \quad (2.24)$$

wobei die Kreisfrequenz $\omega = kc$ und die Wellenlänge der elektro-magnetischen Welle definiert wird durch $\lambda = 2\pi/k$. Auf die explizite Schreibung der Zeitabhängigkeit wird im Folgenden verzichtet. Die Ableitung nach der Normalen ergibt sich hier zu [32]:

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \cos(\vec{n}, \vec{r}). \quad (2.25)$$

Der Ursprung des Koordinatensystems wird dabei in den Punkt \vec{R} gelegt, in dem letztlich das Lichtfeld berechnet werden soll, d.h. r ist der Abstand zum Punkt \vec{R} . Da die Funktion g_K in ihrem Ursprung, d.h. hier im Punkt \vec{R} eine Singularität aufweist, g jedoch für die Anwendung des Greenschen Satzes als stetig vorausgesetzt wird, muß der Punkt selbst vom betrachteten Volumen ausgeschlossen werden. Dies geschieht, indem man ihn mit einer Kugelfläche K_δ mit dem infinitesimalen Radius δ umgibt. Neben dieser inneren Fläche wird das Volumen nach außen hin durch die unendlich große Ebene des Schirms F_S und eine unendlich große Halbkugel F_K begrenzt.

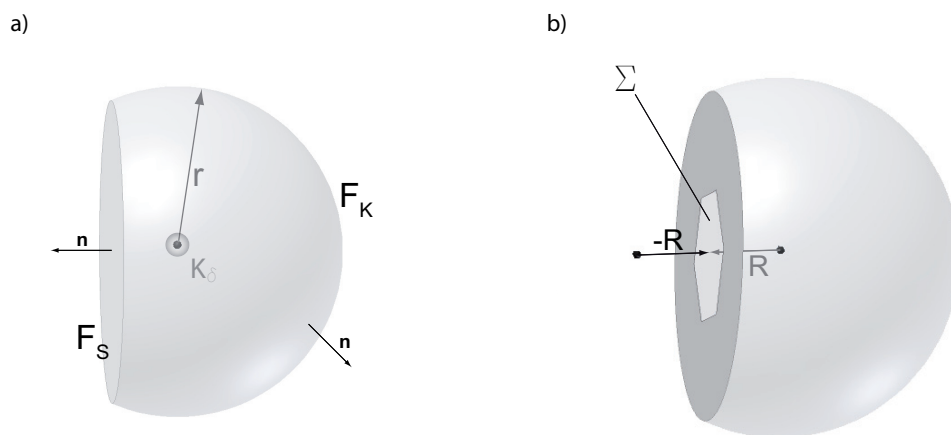


Abbildung 2.1: Graphik zur Illustration der Integrationsflächen bei der Herleitung des Beugungsintegrals; die in Tafel b) dunkel dargestellte Ebene entspricht der Beugungsebene.

Damit setzt sich Gleichung 2.23 aus drei Flächenintegralen zusammen (vgl. Abb. 2.1a)):

$$- \left(\int \int_{F_S} + \int \int_{F_H} + \int \int_{K_\delta} \right) \left(g \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial g}{\partial n} \right) d\vec{F} = 0. \quad (2.26)$$

Das Integral über die Kugelfläche K_δ ergibt:

$$\int \int_{K_\delta} \frac{e^{ik\delta}}{\delta} \frac{\partial u}{\partial n} - ue^{ik\delta} \cos(\vec{n}, \vec{\delta}) \left(\frac{ik}{\delta} - \frac{1}{\delta^2} \right) d\Omega = 4\pi\delta^2 \left(\frac{e^{ik\delta}}{\delta} \frac{\partial u}{\partial n} + ue^{ik\delta} \left(\frac{ik}{\delta} - \frac{1}{\delta^2} \right) \right), \quad (2.27)$$

wobei $\cos(\vec{n}, \vec{\delta}) = -1$, da $\vec{\delta}$ und die (auf das Volumen V bezogene Außen-)Normale zu K_δ in entgegengesetzte Richtungen zeigen. Im Grenzübergang $\delta \rightarrow 0$ ergibt sich somit:

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} 4\pi\delta^2 \left(\frac{e^{ik\delta}}{\delta} \frac{\partial u}{\partial n} + ue^{ik\delta} \left(\frac{ik}{\delta} - \frac{1}{\delta^2} \right) \right) = 4\pi \lim_{\delta \rightarrow 0} \left(\delta e^{ik\delta} \frac{\partial u}{\partial n} + ue^{ik\delta} (ik\delta - 1) \right) = 4\pi u(\vec{R}), \quad (2.28)$$

und Gleichung 2.26 wird zu:

$$u(\vec{R}) = \frac{1}{4\pi} \left(\int \int_{F_S} + \int \int_{F_H} \right) \left(g \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial g}{\partial n} \right) d\vec{F}. \quad (2.29)$$

Damit steht eine Gleichung zur Verfügung, die im Prinzip die Berechnung des gebeugten Wellenfeldes u in jedem Punkt \vec{R} erlaubt. Voraussetzung ist allerdings, dass man die Werte von u und seiner Ableitung in allen Punkten des Randes F kennt. Kirchhoff wählte für die Werte von u auf der Ebene des opaken Schirms naheliegend $u_s = 0$ sowie $\frac{\partial u}{\partial n} = 0$, nur die Werte innerhalb der Öffnung im Schirm sowie deren Ableitungen sollten durch das einfallende Lichtfeld u_0 bestimmt sein.

Im Fall der digitalen inline Holographie mit dem hier verwendeten Aufbau wäre das einfallende Lichtfeld durch eine ebene Welle gegeben.

Bezüglich des Wertes des Integrals auf der unendlich großen Halbkugel scheint es im Wesentlichen zwei Erklärungen/Forderungen zu geben, mit deren Hilfe gezeigt werden soll, dass im Unendlichen der Beitrag des entsprechenden Integrals verschwindet. Das ist nicht offensichtlich, da die Amplitude der Kugelwelle zwar eine Abhängigkeit proportional zu $1/r$ besitzt, aber gleichzeitig die Oberfläche, über die integriert werden soll, mit r^2 wächst. Zum einen wurde vorgeschlagen [31], zu berücksichtigen, dass das gebeugte Lichtfeld erst eine endliche Zeit existiere (daher auch nie streng monochromatisch sei) und sich daher physikalisch nicht bis ins Unendliche ausgedehnt haben könne, daher besitze es dort den Wert 0. Diese physikalisch unspezifische Plausibilitätsbetrachtung für ein mathematisches Problem erscheint eher unbefriedigend. Außerdem gilt natürlich der Umkehrschluß nicht, dass polychromatisches Licht nur eine endliche Zeit existiert haben könne, es ist ja auch eine Überlagerung einzeln monochromatischer ebener Wellen denkbar. Die zweite Erklärung [24] geht den umgekehrten Weg, indem nach Arnold Sommerfeld (1868-1951) aus dem mathematischen Problem heraus an die physikalische Realität die Forderung gestellt wird, dass das Beugungsfeld nicht nur allgemein im Unendlichen gegen Null gehen, sondern die „Sommerfeldsche Ausstrahlungsbedingung“ erfüllen müsse²:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left(\frac{\partial u}{\partial n} - iku \right) \stackrel{!}{=} 0. \quad (2.30)$$

²Das in [25] beschriebene Vorgehen, einzelne Terme vor dem Einsetzen in das Integral zu vernachlässigen, erscheint dem Autor nicht zulässig.

Dann ergibt sich für das Oberflächenintegral über die Halbkugel [24]:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \int \int_{F_H} \left(g \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial g}{\partial n} \right) r^2 d\Omega = \int \int_{F_H} \left[r \left(\frac{\partial u}{\partial n} - iku \right) + u \right] e^{ikr} d\Omega = 0. \quad (2.31)$$

Letztlich ist allerdings auch das keine ganz befriedigende Lösung, wenn nicht gezeigt wird, dass das reale Beugungsfeld der Ausstrahlungsbedingung wirklich genügt.

Akzeptiert man die Argumentation, bleibt also zur Berechnung des Beugungsfeldes folgendes Integral übrig:

$$u(\vec{R}) = \frac{1}{4\pi} \int \int_{F_S} \left(g(\vec{R}) \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial g(\vec{R})}{\partial n} \right) d\hat{F}. \quad (2.32)$$

Um dieses Integral zu lösen, kann man nach Kirchhoff nun folgende physikalisch plausible Annahmen machen: Unmittelbar hinter dem opaken Schirm seien sowohl das Beugungsfeld als auch dessen Ableitung gleich Null außer hinter der Öffnung, wo die Werte durch das einfallende Lichtfeld gegeben seien. Allerdings ergibt sich hier das mathematische Problem, dass eine analytische Funktion, die auf einem Teil des Randes eines Gebietes ebenso wie ihre Ableitung verschwindet, innerhalb des gesamten Gebietes verschwinden müsste. Zur Lösung dieses Problems, schlug Sommerfeld mithilfe des Spiegelungsprinzips gewonnene Greensche Funktionen vor, bei denen sich ein Spiegelungspunkt bei $-\vec{R}$ befindet:

$$g_-(R) = \frac{e^{ikR}}{R} - \frac{e^{ikR}}{R} = \frac{e^{ikR}}{R} + \frac{e^{i(kR+\pi)}}{R} = 0; \quad \frac{\partial g_-(R)}{\partial n} = 2 \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) \cos(\vec{n}, \vec{r}), \quad (2.33)$$

$$g_+(R) = \frac{e^{ikR}}{R} + \frac{e^{ikR}}{R}; \quad \frac{\partial g_+(R)}{\partial n} = 0. \quad (2.34)$$

Hierbei ist eingegangen, dass $\cos(\vec{n}, \vec{R}) = -\cos(\vec{n}, -\vec{R})$. Da im Rahmen dieser Arbeit lediglich die erste Sommerfeldsche Lösung Verwendung findet, die auch als kohärente Überlagerung zweier um π verschobener, skalarer Kugelwellen betrachtet werden kann, wird hier nur auf diese eingegangen. Mit der ersten Sommerfeldschen Lösung wird Gl. zu:

$$u(\vec{R}) = -\frac{1}{4\pi} \int \int_{F_S} 2u(x, y) \frac{e^{ikR}}{R} \left(ik - \frac{1}{R} \right) \cos(\vec{n}, \vec{r}) d\hat{F} \quad (2.35)$$

$$\approx -\frac{i}{\lambda} \int \int_{F_S} u(x, y) \frac{e^{ikR}}{R} \cos(\vec{n}, \vec{r}) d\hat{F}, \quad (2.36)$$

wobei die Näherung gilt für $2\pi R \gg \lambda$, mit $(x, y) \in F_S$. Da wir oben ohnehin festgestellt hatten, dass die skalare Beugungstheorie nicht auf Punkte R in unmittelbarer Nähe des Schirms anwendbar ist, bedeutet die Näherung keine weitere Einschränkung. Mit obiger Gleichung müssen nun also lediglich die Randwerte $u(x, y)$ festgelegt werden ($u(x, y) = 0$ hinter dem Schirm mit Ausnahme der Öffnung), nicht mehr die Randwerte der Ableitungen. Rein formal kann Gl. 2.36 als eine Formulierung des Huygens'schen Prinzips betrachtet werden, demzufolge sich die Ausbreitung einer Wellenfront (u) mithilfe der der Ausbreitung von Elementarwellen ($\exp(ikR)/R$) von jedem Punkt der Wellenfront zu einem früheren Zeitpunkt ($(x, y) \in F_S$) konstruieren läßt.

2.2.1 Das Sommerfeldsche Beugungsintegral

Während in der analogen Holographie obige Beugungsformel lediglich zum besseren Verständnis insbesondere der Vorgänge bei der Aufnahme des Hologramms dient, kommt ihr in der digitalen Holographie eine zentrale Bedeutung zu, da sie für die numerische Rekonstruktion explizit ausgewertet wird.

Hier wurden die digitalen Hologramme mit kollimiertem Licht aufgenommen. Daher wird das einfallende Licht u_0 als senkrecht auf die Hologrammebene fallende, ebene monochromatische Welle der Amplitude 1 angenommen, die durch das aufgenommene Hologramm $H(x, y)$ moduliert wird:

$$u(x, y) = H(x, y)e^{i\phi}, \quad (2.37)$$

wobei $H(x, y)$ eine zweidimensionale, reelle, nicht-negative Funktion (bzw. Distribution im diskreten Fall) ist. Der Faktor $\cos(\vec{n}, \vec{r})$ kann dann dargestellt werden als d/R , wenn d der Abstand zwischen Hologramm- und Rekonstruktionsebene ist. Aufgrund der vergleichsweise geringen Ausdehnung des Hologramms wird hier allgemein $d \approx R$ angenommen und der Faktor gleich Eins gesetzt.

In der vorliegenden Arbeit wird das aufgenommene Hologramm für die Rekonstruktion nicht invertiert, d.h. Bereiche hoher Intensität bei der Aufnahme des Hologramms entsprechen dann Bereichen hoher „Transmission“ bei der Verwendung des Hologramms zur Rekonstruktion. Da das Hologramm natürlich nur endlich ausgedehnt ist, stellt sich die Frage, wie mit dem außerhalb des Hologramms gelegenen Bereich verfahren wird. Nach obiger Ableitung müßte man das Hologramm (bzw. genauer dessen transparente Teile mit $H(x, y) > 0$) als Öffnung in einem opaken Schirm betrachten, d.h. außerhalb der tatsächlich aufgenommenen Hologrammfläche müßte man setzen $H(x, y) = 0$. In der Praxis ergeben sich dabei jedoch in der Rekonstruktion extrem störende Beugungsmuster durch die Begrenzung des Hologramms, die nicht nur keine sinnvolle Information enthalten, sondern auch die eigentliche Rekonstruktion verschlechtern. Eine Besprechung dieses Umstands erfolgt am Ende des Kapitels.

Das Beugungsintegral soll jetzt noch einmal unter explizit in kartesischen Koordinaten geschrieben werden. Es seien die Koordinaten in der Hologrammebene gegeben durch $(x, y, 0)$, in der Rekonstruktionsebene durch (ξ, η, d) , wobei d wie oben der Abstand zwischen Hologramm- und Rekonstruktionsebene ist. Dann lautet das Beugungsintegral:

$$u(\xi, \eta, d) = -\frac{iA}{\lambda} \int \int_{F_S} H(x, y) \frac{e^{ik\sqrt{(\xi-x)^2 + (\eta-x)^2 + d^2}}}{\sqrt{(\xi-x)^2 + (\eta-x)^2 + d^2}} dx dy = u_H(x, y) \otimes K, \quad (2.38)$$

wobei A die Amplitude der einfallenden Lichtwelle ist. Das Beugungsintegral kann also, entsprechend der formalen Ähnlichkeit mit dem Huygenschen Prinzip, als eine Faltung des Feldes in der Hologrammebene mit einem Faltungskern angesehen werden, der hier durch die Funktion der skalaren Kugelwelle gegeben ist. Erst diese Sichtweise erlaubt eine sinnvolle Verwendung des Beugungsintegrals zur numerischen Berechnung des rekonstruierten Lichtfeldes. Es gilt nämlich [33], dass:

$$u \otimes K = \text{FT}^{-1} [\text{FT}[u]\text{FT}[K]], \quad (2.39)$$

wobei $\text{FT}[\cdot]$ die Fouriertransformation symbolisiert. Das bedeutet, dass das Beugungsintegral mithilfe dreier Fouriertransformationen berechnet werden kann, wobei die Berechnung mithilfe der „Schnellen Fouriertransformation“ (*FFT*) [34] meist deutlich schneller durchgeführt werden

kann als die direkte Faltung. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde daher ein entsprechender Algorithmus für die diskrete Schnelle Fouriertransformation in der Programmiersprache C++ implementiert [35]. Darüber hinaus wurde mit Blick auf den ohnehin begrenzten Tiefenbereich der Aufnahme und die relativ geringe Tiefenauflösung, d.h. mit Blick auf die endliche Zahl erforderlicher Faltungskerne eine Datenbank der fouriertransformierten Faltungskerne $K(d)$ angelegt, so daß nur maximal zwei Fouriertransformationen pro Rekonstruktion durchgeführt werden müssen.

In der Literatur sind darüber hinaus Näherungen des Beugungsintegrals beschrieben [36], die hier jedoch nicht besprochen werden, da sie hier nicht zur Anwendung kamen.

2.3 Holographie

„Erfunden“ wurde die Holographie 1948, als der ungarisch-stämmige Ingenieur Dennis Gabor (1900-1979, Nobelpreis 1971) in der Zeitschrift *Nature* eine kurze Notiz veröffentlichte mit dem Titel: *A new microscopic principle* [37]. Da die darin beschriebene, 1971 mit der Verleihung des Nobelpreises gewürdigte Idee und deren Weiterentwicklung letztlich die Grundlage der vorliegenden Arbeit bildet, soll dieser grundlegende Artikel hier kurz zusammengefaßt werden.

Gabors Motivation war die Darstellung einer neuen Methode zur vergrößerten Darstellung mikroskopischer Objekte, die ohne die Verwendung abbildender Linsen auskomme. Der erste Schritt sei, ein mikroskopisches Objekt mit einem stark divergierenden, kohärenten elektromagnetischen Wellenfeld in Transmission zu beleuchten und das sich ergebende, stark vergrößerte Beugungsmuster photographisch aufzuzeichnen. Diese Aufnahme sei dann chemisch so zu entwickeln, dass in der entwickelten Aufnahme die Maxima der Transparenz mit den Maxima der eingefallenen Intensität korrespondierten. Die Maxima der Intensität würden dabei die Bereiche markieren, in denen die Phase von primärer und sekundärer Welle übereinstimmten. Der entscheidende Gedankengang war, die schon von Thomas Young (1773-1829)[24] vorgeschlagene, eher modellhafte Unterscheidung zwischen „ungestörter“ einfallender primärer Welle und der durch Streuung am Objekt entstehenden sekundären Welle, deren Interferenz das Beugungsbild erzeuge, ernst zu nehmen. Auf dieser Grundlage schlug er vor, dass eine Rekonstruktion des ursprünglichen Gesamtenwellenfeldes aus primärer und sekundärer Welle möglich sei, und zwar mittels Beleuchtung der entwickelten Photographie des Beugungsmuster mit einer „Imitation“ der ursprünglichen primären Welle. Dies sei möglich, da die entwickelte Photographie eine Art Filter darstelle, das nur den Teil des einfallenden Wellenfeldes transmittiere, der in Amplitude und Phase mit dem aufgezeichneten ungefähr übereinstimme. Die Phase werde dabei im Wesentlichen durch die Lage der Transmissionsmaxima gegeben, die Amplitude durch die Höhe der Maxima. Diese eher bildhaft erscheinende Darstellung verweist auf die Inspiration Gabors durch das „Röntgenmikroskop“ des Physikers William Lawrence Bragg (1890-1971, Nobelpreis 1915) [7], mit dem dieser anhand des Röntgenbeugungsbildes unter bestimmten Bedingungen die Anordnung der Atome in der Einheitszelle optisch rekonstruieren konnte [26]. Tatsächlich präsentierte Gabor auf dieser Grundlage in seiner Veröffentlichung das Beispiel eines ersten Hologramms und seiner Rekonstruktion, wobei sowohl die Aufzeichnung als auch die Rekonstruktion mit optischen Wellenlängen durchgeführt wurden. Gabor mußte dabei noch ohne Laserstrahlung auskommen. Die Vergrößerung der Abbildung sollte in praktischen Anwendungen dadurch erzielt werden, dass die Rekonstruktionswellenlänge größer sei als die bei der Erzeugung des Beugungsbildes verwendete Wellenlänge [38].

Wenngleich in der Notiz die Theorie nur sehr allgemein dargestellt und die "Holographie" [38] noch nicht als solche benannt wurde, waren die wesentlichen Elemente des holographischen Abbildungsprinzips damit bereits beschrieben: kohärente Beleuchtung zur Festlegung einer festen, zeitlich unveränderlichen Phasenbeziehung, eine Unterscheidung zwischen primärer (Referenz-)Welle und sekundärer (Objekt-)Welle, und eine Rekonstruktion durch eine Art „Inversion“ des Aufnahmevorgangs. Die Rekonstruktion kann dabei folgendermaßen erklärt werden [39]: Während der Aufnahme des Hologrammes setzt sich das eintreffende Lichtwellenfeld aus zwei Beiträgen zusammen, einem Beitrag $A(x, y) \exp(i\Phi(x, y))$ der der ursprünglichen Beleuchtung entspricht, sowie einem Beitrag $a(x, y) \exp(i\phi(x, y))$, der durch die Streuung an dem Objekt zustande gekommen ist. Dabei ist also der Gedanke, dass das ursprüngliche Feld durch das Objekt kaum verändert wird. Da das für die Aufzeichnung des Hologrammes verwendete Material nur die Intensität des einfallenden Lichtfeldes registriert, ergibt sich:

$$H(x, y) \propto (A(x, y)e^{i\Phi(x, y)} + a(x, y)e^{i\phi(x, y)}) (A(x, y)e^{-i\Phi(x, y)} + a(x, y)e^{-i\phi(x, y)}) \quad (2.40)$$

$$= A^2(x, y) + a^2(x, y) + a(x, y)A(x, y) (e^{i(\phi(x, y) - \Phi(x, y))} + e^{-i(\phi(x, y) - \Phi(x, y))}) \quad (2.41)$$

Im Weiteren wird das Proportionalitätszeichen der Einfachheit halber durch ein Gleichheitszeichen ersetzt.

Wird nun das so gewonnene Hologramm wieder mit dem „Hintergrundlichtfeld“ $A(x, y) \exp(i\Phi(x, y))$ beleuchtet, wobei im Fall senkrecht einfallender ebener Wellen $A(x, y) = A$ und $\Phi(x, y) = \Phi$ konstant sind, ergibt sich in der Hologrammebene folgendes Feld:

$$H(x, y)Ae^{i\Phi} = (A^2 + a^2(x, y))Ae^{i\Phi} + a(x, y)A^2e^{i\phi(x, y)} + a(x, y)A^2e^{-i(\phi(x, y) - 2\Phi)}, \quad (2.42)$$

das dann von der Hologrammebene aus weiterpropagiert. Abgesehen vom letzten Summanden und der leichten Variation durch $a^2(x, y)$ ergibt sich also im Wesentlichen wieder das Lichtfeld, das ursprünglich bei der Aufnahme in der Hologrammebene vorgelegen hatte. Hier sieht man bereits eine potentielle Einschränkung des Gaborschen Verfahrens: Je stärker das ursprüngliche Lichtfeld durch das Objekt gestört wird, je stärker also das Objektfeld wird, desto weniger originalgetreu wird die Rekonstruktion mithilfe des ursprünglichen Objektfeldes sein. Tatsächlich ist die Anwendung dieses Gaborschen Verfahrens nur bei einer nicht zu hohen Dichte der Objekte im Meßvolumen möglich. Dies läßt sich seit Erfindung des Lasers mit seiner großen Kohärenzlänge im Prinzip dadurch umgehen, dass dem *gesamten* Feld $A(x, y)e^{i\Phi(x, y)} + a(x, y)e^{i\phi(x, y)}$ ein explizites Referenzfeld überlagert wird, das um das Objekt herumgeführt wurde. Auf diese Weise ist man von der Annahme einer geringen Störung des Hintergrundfeldes unabhängig, wobei eine sehr hohe Objektdichte aufgrund der Überlagerung der Beugungsbilder trotzdem zu Schwierigkeiten führen wird, sowohl mit Blick auf die zur Verfügung stehende Intensität als auch mit Blick auf die Begrenzungen der skalaren Beugungstheorie. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit, in der der Gaborsche Aufbau verwendet wird, wurde diese Möglichkeit eines separaten Referenzstrahls in Betracht gezogen. Sie mußte jedoch aufgrund technischer Schwierigkeiten (Fehlen geeigneter Lichtleiter) und auch mit Blick auf die für Feldanwendungen andernfalls potentiell kritische, erhöhte Komplexität des Aufbaus später wieder fallen gelassen werden.

Ein weiteres Problem ist der letzte Term in Gleichung 2.42. Er führt zu einem sogenannten „Zwillingsbild“, das sich als räumliches Negativ bzw. Konjugiertes des Originalobjektes [26] auf der anderen Seite des Hologrammes zu befinden scheint³, und das der Rekonstruktion des

³Wegen des Minuszeichens im Exponenten, so daß sich bei Einfügen der zeitlichen Abhängigkeit $-\omega t$ eine auslaufende Welle statt einer eingehenden ergibt

eigentlichen Objektes überlagert ist. Dies ist um so problematischer, je größer das Objekt ist und je näher es sich am Hologramm befindet. In der analogen Holographie wurde dieses Problem insbesondere durch Einstrahlung des Referenzfeldes unter einem relativ großen Winkel und daraus folgende räumliche Trennung von Original- und Zwillingsbild umgangen [40, 41]. Speziell in der digitalen Holographie ist sogar eine völlige Beseitigung des Zwillingsbildes möglich, siehe Kap. 4, so daß das Hologramm tatsächlich als eine Art „eingefrorenes Lichtfeld“ betrachtet werden kann.

In der analogen Holographie gibt es prinzipiell mannigfaltige Aufnahmematerialien, das typische Aufnahmematerial ist jedoch eine extrem feinkörnige photo-chemische Schicht ähnlich der in der analogen Photographie. Die laterale Auflösung der holographischen photo-chemischen Schichten liegt dabei deutlich unter $1\mu\text{m}$ und in der Größenordnung der Wellenlänge sichtbaren Lichts und darunter [26]. Nach Herstellerangaben liegen die Korngrößen gegenwärtig verfügbarer Filme bei ca. 40nm (Geola). Die hohe Auflösung analoger holographischer Aufzeichnungsmaterialien sowie ihre Größe ermöglicht eine entsprechend hoch aufgelöste Aufnahme und Rekonstruktion der Hologramme und erlaubt beispielweise erst eine sinnvolle Anwendung der oben beschriebenen Technik zur räumlichen Trennung von Bild und Zwillingsbild in der Rekonstruktion. Aufgrund der geringen Korngröße geht dies aber mit der Notwendigkeit einer hohen Laserintensität und damit eines energie- und raumintensiven Lasersystems einher. In der digitalen Holographie dienen digitale Bildsensoren (CCDs, CMOS) als Aufnahmematerialien [42, 36]. Die Größe der einzelnen Sensorelemente liegt dabei im Mikrometerbereich, in unserem Fall beträgt sie $6,7\mu\text{m} \times 6,7\mu\text{m}$. Damit ist die mögliche Auflösung bei der Aufnahme um Größenordnungen geringer, ebenso ist die Sensorfläche meist relativ klein im Vergleich zu typischerweise mindestens postkartengroßen analogen Aufnahmematerialien. Die genutzte Sensorfläche beträgt in unserem Fall ca. $6,9\text{mm} \times 6,9\text{mm}$. Allerdings sind die Anforderungen an die Laserintensität und damit an den Energieverbrauch der Laser ebenfalls um Größenordnungen geringer, so daß man mit deutlich kleineren, leichteren, ungefährlicheren und robusteren Lasern auskommt. Dieser Umstand kommt dem Feldeinsatz entgegen, da dort meist begrenzte Ressourcen zur Verfügung stehen. Da die Rekonstruktion hier numerisch mittels der skalaren Beugungstheorie erfolgt, wären wesentlich kleinere Sensorelemente von der Größe der Wellenlänge hier potentiell problematisch, und ihre korrekte Berücksichtigung würde vermutlich die Verwendung der schwerer handhabbaren, vektoriellen Beugungstheorie erfordern. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird durchgehend eine Wellenlänge von $\lambda = 532\text{nm}$ verwendet, so dass das Verhältnis von Seitenlänge der Sensorelemente zur Wellenlänge hier ungefähr 12,6 beträgt. Bei Verwendung geeigneter Linsen könnte die Auflösung - auf Kosten des Meßvolumens - vergrößert werden, auf diese Option wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit zugunsten eines Aufbaus verzichtet, der völlig auf abbildende Linsen verzichtet und damit durch Linsen verursachte Abbildungsfehler vermeidet. Ein Vorteil der digitalen Sensoren ist, dass hier direkt die Werte in den einzelnen Sensorelementen und entsprechend in der Rekonstruktion zugänglich sind, so daß auch mikroskopische Objekte ohne die Notwendigkeit einer optischen Vergrößerung betrachtet werden können.

Die optische Rekonstruktion analoger Hologramme wird wie oben beschrieben einfach derart durchgeführt, dass das chemisch entwickelte Hologramm mit der ursprünglichen Beleuchtung bzw. dem ursprünglichen Referenzstrahl beleuchtet wird. Die Intensität des auf diese Weise rekonstruierten Lichtfeldes kann dann mithilfe von Kameras für die weitere Bearbeitung digitalisiert werden [9, 12, 13, 43].

In der digitalen Holographie wird das *komplexwertige* Feld mithilfe von Gl. 2.38 numerisch be-

rechnet, so dass eine optische Rekonstruktion gänzlich entfällt. Damit entfallen alle mit der optischen Rekonstruktion verbundenen möglichen Fehlerquellen, ebenso wie die Zweistufigkeit von Rekonstruktion und Digitalisierung. Zusätzlich liegt als Ergebnis der Rekonstruktion nicht nur die Amplitude bzw. Intensität des rekonstruierten Lichtfeldes direkt vor, sondern auch die Phase. Im analogen Fall ist zwar auch eine Phasenbestimmung möglich, doch müßte sie umständlich mithilfe interferometrischer Techniken erfolgen. Aufgrund der gegenwärtigen Rechnerstruktur bedeutet eine numerische Rekonstruktion, dass anders als bei der optischen Rekonstruktion keine oder nur eine geringe Parallelisierung der Berechnung stattfindet, so daß der Zeitaufwand relativ groß ist und er mit der Anzahl der Bildelemente in der Hologrammebene steigt. Daher ist in der digitalen Holographie eine Aufnahme beliebig großer Hologramme, selbst wenn sie technisch möglich wäre, nur bedingt sinnvoll. Allerdings wurden hier Strategien zur Beschleunigung der Rekonstruktion entwickelt, s. Abschnitt 6.7. Weiter wurde dargelegt, dass, abhängig von der Größe der Sensorelemente bei der Aufnahme, das Beugungsbild unter Umständen nur eine relativ geringe Ausdehnung besitzt, s. Kap. 4, so dass man sich im Prinzip mit Rekonstruktionen von Hologrammausschnitten begnügen könnte. Ein weiterer Unterschied der Rekonstruktionsarten ist, dass bei der optischen Rekonstruktion eine unmittelbar dreidimensional zu betrachtendes Bild entsteht, während man in der digitalen Holographie auf die zweidimensionale Darstellung mithilfe des Bildschirms beschränkt ist. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt und implementiert, das dieses Problem teilweise löst, s. Kap. 5.

Für die numerische Rekonstruktion wird üblicherweise die optische Rekonstruktion mithilfe des Beugungsintegrals simuliert, d.h. man berechnet das sich aus der Beugung einer senkrecht einfallenden ebenen Welle am Hologramm ergebende Lichtfeld. Entsprechend der Herleitung des Beugungsintegrals ist dabei das Hologramm als jetzt etwas komplizierter strukturierte Öffnung in einem ansonsten opaken Schirm zu betrachten. In der Praxis ist für die Rekonstruktion eine Einbettung des Hologramms in eine „schwarze“ Umgebung nicht sinnvoll. In diesem Fall ergeben sich extrem störende, die Objektrekonstruktion überlagernde Beugungsmuster, die der rechteckigen „Öffnung“ im schwarzen Schirm entsprechen; sie sind allein durch die äußere Form und Abmessung des Hologramms bestimmt und transportieren keinerlei Objektinformation. Daher wurden hier die Hologramme in einen Hintergrund einbettet, dessen Wert dem Hintergrundwert h_0 der Hologrammintensität⁴ entspricht (also der mittleren Intensität in Abwesenheit von Objekten im Meßvolumen).

Da dies von der Annahme eines opaken Schirms in der Herleitung des Beugungsintegrals abweicht, soll dieser Punkt abschließend kurz diskutiert werden. $H(x, y)$ kann ausgedrückt werden als Summe der Hologrammfunktion $h(x, y)$, die außerhalb des eigentlichen Hologramms, das sich über die Punkte $x_1 < x < x_2, y_1 < y < y_2$ erstreckt, den Wert Null besitzt (opaker Schirm) und der Hintergrundfunktion $B(x, y) = h_0 (\Theta(x_1) - \Theta(x_2)) (\Theta(y_1) - \Theta(y_2))$, wobei $\Theta(\cdot)$ die Heavysidesche Stufenfunktion symbolisiert [33]. Aufgrund der Linearität der Faltung können h und B hier zunächst getrennt betrachtet werden. Für die Berechnung von B mithilfe des Beugungsintegrals ergibt sich das Problem, dass hier gerade das Gegenteil des opaken Schirm vorliegt, nämlich eine opake Fläche, die der eigentlichen Hologrammfläche entspricht inmitten einer ansonsten lichtdurchlässigen Ebene. Damit stellt sich die Frage, ob das Beugungsintegral

⁴In der digitalen Holographie wird das aufgenommene Hologramm meist vereinfachend gleich der Intensität des Wellenfeldes in der Hologrammebene gesetzt, so daß man einfach von „Hologrammintensität“ spricht, und die Quadratwurzel daraus als „Hologrammamplitude“ bezeichnet.

überhaupt zur Berechnung des gebeugten Feldes in der Entfernung z verwendet werden kann, hier kann jedoch auf das Babinetsche Prinzip [24] verwiesen werden, demzufolge die Summe des durch komplementäre Masken fallenden Lichtfeldes das ungestörte Lichtfeld ergibt.

Es soll noch erwähnt werden, dass es auch die Möglichkeit von Mischformen zwischen analoger und digitaler Holographie gibt, also die optische Rekonstruktion digital aufgezeichneter Hologramme bzw. die numerische Rekonstruktion digitalisierter analog aufgenommener Hologramme. Auf Erstere wird in Kap. 5 kurz eingegangen. Letzteres wurde vereinzelt vor der eigentlichen Einführung der digitalen Holographie nach dem Aufkommen der CCD-Kameras beschrieben [44].

Der Hauptunterschied des holographischen Ansatzes gegenüber dem photographischen liegt in der viel größeren Fülle verfügbarer Information, die es zum Beispiel erlaubt, im Nachhinein auf ein Objekt oder sogar verschiedene Teile eines Objektes „scharfzustellen“. Hier ist es beispielsweise insbesondere in der digitalen Holographie möglich, durch Kombination von Rekonstruktionen bei verschiedenen Entfernungen, künstlich eine sehr große Schärfentiefe zu erzielen, wie Abb. 2.2 demonstriert.

Im folgenden Kapitel wird das neu entworfene, entwickelte und realisierte feldtaugliche Gabor-System zur digital-holographischen Abbildung luftgetragener Teilchen beschrieben.

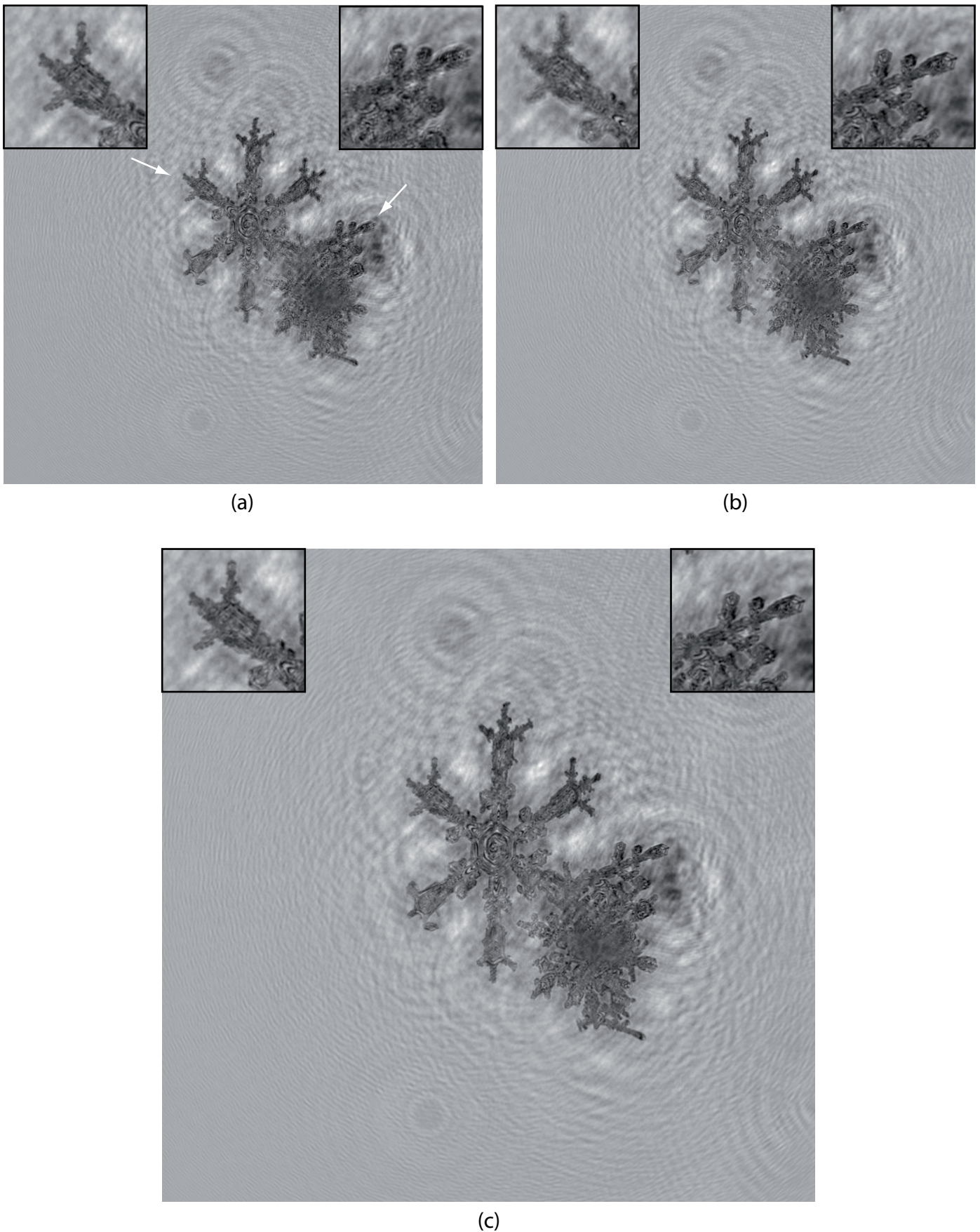


Abbildung 2.2: Möglichkeit der künstlichen Vergrößerung der Schärfentiefe in der Objektabbildung, gezeigt sind Rekonstruktionen eines am 9. Dezember 2006 auf dem Jungfraujoch aufgenommenen, luftgetragenen Eiskristalls („Hydrometeor“). Tafel a) zeigt eine Rekonstruktion bei $z = 0,1351\text{m}$, Tafel b) eine Rekonstruktion bei $z = 0,1369\text{m}$. Insbesondere an den Enden des dendritischen Kristalls sind die jeweils verschiedenen scharf abgebildeten Regionen gut zu erkennen (siehe Pfeile und vergrößerte Ausschnitte). Tafel c) zeigt ein aus fünf Rekonstruktionen ($0,1351\text{m}$; $0,1359\text{m}$; $0,1363\text{m}$; $0,1369\text{m}$; $0,1377\text{m}$) zusammengestelltes Bild des Objektes.

Kapitel 3

Entwicklung eines digital-holographischen Feldmessinstrumentes

3.1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit¹ ist im Rahmen des DFG-Sonderforschungsbereichs „Die troposphärische Eisphase“ (SFB641) entstanden als Bestandteil des Teilprojektes A5 „Holographische in-situ Messungen der mikrophysikalischen Größen atmosphärischer Partikel in vereisten Wolken“ [20]. Am Institut für Physik der Atmosphäre der Johannes Gutenberg-Universität besteht seit Anfang der 1990er Jahre eine Tradition der Entwicklung und Anwendung der Holographie im Kontext der Atmosphärenforschung, die zur erfolgreichen Entwicklung einer bodengebundenen Apparatur für die Aufnahme analoger Hologramme („HODAR“) führte [29]. Bei Beginn der vorliegenden Doktorarbeit stellte sich jedoch schnell heraus, dass aufgrund der Besonderheiten der digitalen Holographie praktisch nicht auf dem bestehenden Gerät aufgebaut werden konnte, sondern dass eine umfassende und grundsätzliche Neuentwicklung eines für den Feldeinsatz geeigneten Aufnahmesystems für digitale Holographie erforderlich war. Die eigenständige Entwicklung und Realisierung eines neuen, digital-holographischen Aufnahmesystems ist im Rahmen der Dissertation unter anderem erfolgt. Das neu entstandene Instrument wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

3.2 Digital-holographisches Aufnahmesystem

Es wurde ein digital-holographisches Feldmessinstrument zur digital-holographischen In-situ-Abbildung luftgetragener Objekte von Grund auf entwickelt, konstruiert und durch die mechanischen und elektronischen Werkstätten des Instituts für Physik der Atmosphäre der Johannes Gutenberg-Universität und des Max-Planck-Institutes für Chemie realisiert. Das Instrument kam bei verschiedenen Gelegenheiten testweise zum Feldeinsatz: im Februar/März 2006 im Rahmen der Meßkampagne „CLACE V“ (*cloud and aerosol characterisation experiment 5*) auf der Höhenforschungsstation „Jungfrauojoch“ in den Schweizer Alpen, im August/September 2006 im

¹Im Rahmen der vorliegenden Arbeit entstand die Inhalte dieses Kapitels teilweise enthaltende Veröffentlichung [21]. Sie ist ab S. 229 im Anhang wiedergegeben.

Rahmen einer AquaRadar-Kampagne in Süddeutschland (Lichtenau), im Dezember 2006 außerhalb einer Kampagne wiederum auf dem Jungfaujoch, sowie im März 2007 im Rahmen der Kampagne „HALO01“ im Forschungszentrum Karlsruhe. In Abbildung 3.1 sind die ungefähren Standorte des digital-holographischen Systems auf der Höhenforschungsstation „Jungfrauojoch“ während CLACE V bzw. im Dezember 2006 markiert.

Als Konsequenz aus den Erfahrungen im Rahmen der verschiedenen Einsätze durchlief das Gerät verschiedene Weiterentwicklungen, die vor allem die Kühlung der Steuerungseinheit, die Strahlführung und den äußeren Aufbau betrafen. Die verschiedenen Versionen sind in Abbildung 3.2 gezeigt. Grundsätzlich läßt sich das Gerät in allen Fällen in drei Grundeinheiten unterteilen (siehe Abb. 3.3): 1. Eine opto-metrische Einheit, die die Kameras und das durchleuchtete Meßvolumen enthält; 2. eine elektro-optische Einheit, die im Wesentlichen den Laserkopf und die Aufweitungsoptik umfaßt; 3. eine Steuereinheit, die die Laser- und Kamerasteuerung umfaßt, die Kommunikation nach außen übernimmt und die digitalen Hologramme speichert. Die letzten beiden Geräteeinheiten sind in modifizierten Standard-Aluminiumtransportkisten (Zarges) untergebracht, um einen leichten Transport des Gerätes zu ermöglichen. Diese drei Einheiten sollen im Folgenden vorgestellt werden. Als Viertes wird schließlich noch gesondert auf das neu entwickelte Programm zur Steuerung des Instrumentes eingegangen.

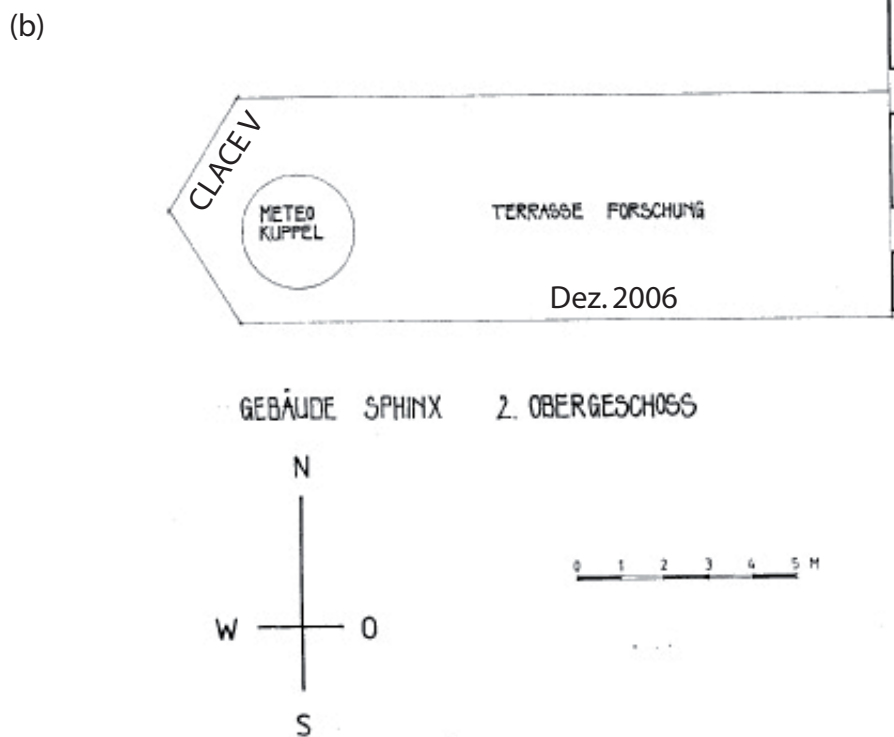


Abbildung 3.1: Die Standorte des Instrumentes während der Feldeinsätze auf dem Jungfrauoch (Quelle der Abbildungen: a) Jungfraubahnen, CH-3800 Interlaken, b) Internationale Stiftung Hochalpine Forschungsstationen Jungfrauoch und Gornergrat).

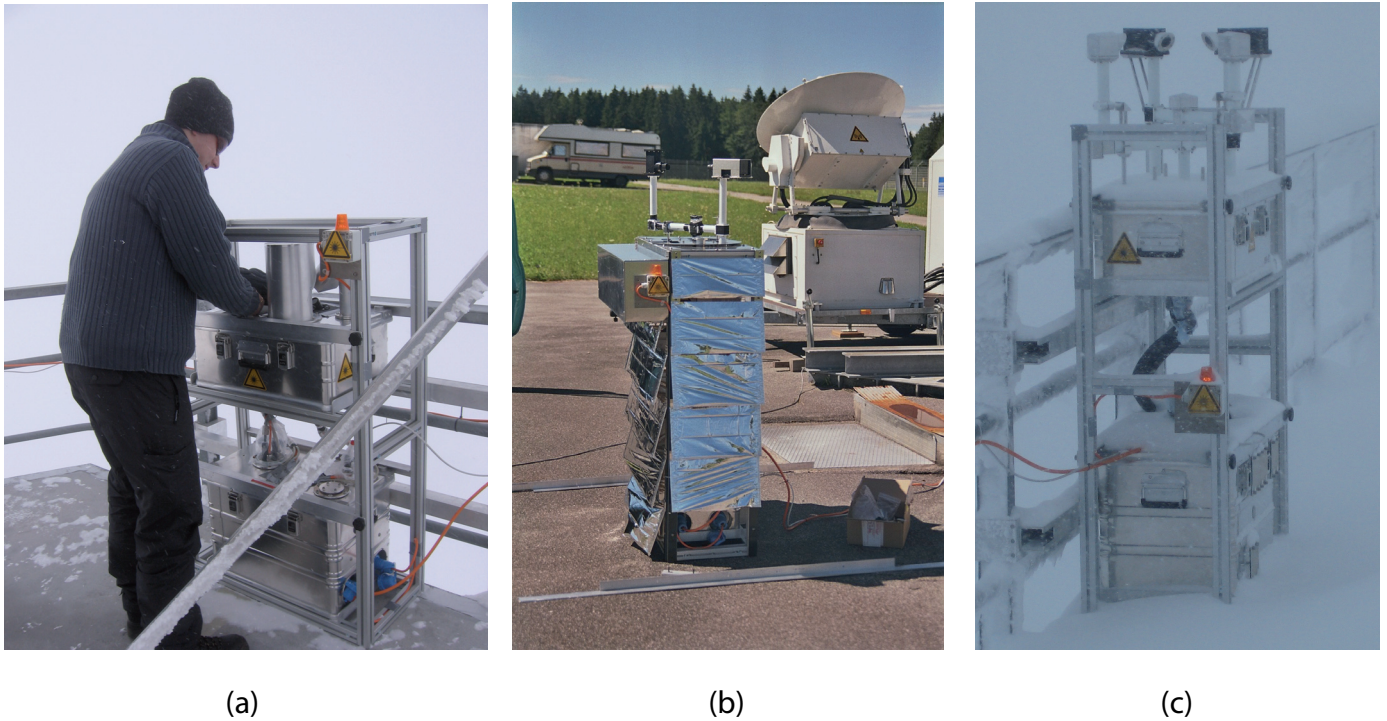


Abbildung 3.2: Photos von verschiedenen Versionen des Instrumentes während der Feldversuche: a) während der CLACE V Kampagne auf der Höhenforschungsstation „Jungfrauoch“ im Februar/März 2006; b) während eines Tests im Rahmen einer AquaRadar-Kampagne im August/September 2006 auf der Lichtenau; b) während eines Feldtests auf der Höhenforschungsstation „Jungfrauoch“ Anfang Dezember 2006. Die äußeren Abmessungen des Instrumentes betragen ca. $0,38\text{m} \times 0,8\text{m} \times 1,2\text{m}$.

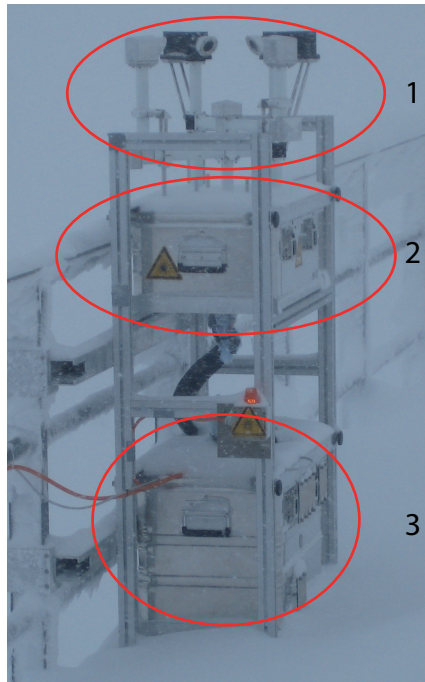


Abbildung 3.3: Die drei Grundbestandteile des im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Instrumentes: 1. opto-metrische Einheit, 2. elektro-optische Einheit, 3. Steuereinheit.

Kamera	A622f (Basler)
Sensor	IBIS5-A-1300 (FillFactory, Cypress Semiconductor)
Farbe	mono
elektronischer Verschuß	global
Pixelperiode	6,7 μ m
Füllfaktor	100%
Pixelzahl	1280 \times 1024 (hier nur 1024 \times 1024 verwendet)
Quantisierung	8 oder 10Bit/Pixel (hier nur 8Bit/Pixel)
Minimale Belichtungszeit	20 μ s
max. Bildrate	25Hz bei 8Bit/Pixel
Anschlüsse	IEEE1394, RJ45 (10Pin)
Stromverbrauch	2,5W
Abmessungen	ca. 67mm \times 44mm \times 29mm
Gewicht	ca. 100g

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten Kameras. Die Angaben beruhen auf Herstellerangaben.

3.2.1 Opto-metrische Einheit

Zentraler Bestandteil der opto-metrischen Einheit (siehe Abb. 3.3, 3.5 und 3.6) sind zwei CMOS-Industriekameras (A622F, Basler), die jeweils über einen 1,4MPixel-Bildsensor verfügen. Die technischen Daten sind in Tabelle 3.2.1 aufgeführt, weitere Details sind in den Datenblättern zu finden. Der Grundgedanke dabei war, durch simultane Verwendung zweier Kameras ein größeres Meßvolumen pro Aufnahme und insbesondere zwei Ansichten von Objekten zu erhalten, sofern sie sich innerhalb des - sehr kleinen - Kreuzvolumens befinden². Es wurden CMOS-statt CCD-Kameras gewählt, da sie wesentlich preisgünstiger sind und gleichzeitig wesentlich unempfindlicher gegen hohe Intensitäten sind, wie sie hier zur Verfügung stehen. Insbesondere müssen keine speziellen Maßnahmen ergriffen werden, um ein „Überlaufen“ der Elektronen (*blooming*) aus dem Potentialtopf eines Sensorelementes bei hohen Intensitäten zu verhindern. Die speziellen hier gewählten Kameras haben weiterhin den Vorteil, dass sie „hardwaremäßig“ Signale zum Kamerastatus nach außen führen („Auslöser bereit“, „Aufnahme läuft“), die über eine RJ45-Schnittstelle ausgelesen bzw. direkt verwendet werden können.

Die opto-metrische Einheit der ersten Version, die im Februar/März 2006 auf dem Jungfraujoch testweise verwendet wurde, ist in Abbildung 3.5 dargestellt. In der Abbildung sind die „Türme“, die die Kameras beinhalten, mit (1) markiert, die als kleine Röhren geformten Austrittsfenster mit (2). Die Kameras sind um 45° gegen die Instrumentenoberfläche geneigt und stehen in der Projektion auf die Instrumentenoberfläche im rechten Winkel zueinander (siehe Abb. 3.4 und Abbildung 3 in [21] bzw. im Appendix). Dieser Aufbau resultiert aus einer besonders einfachen Gestaltung der elektro-optischen Einheit, die nach dem Strahlteiler lediglich jeweils einen verstell- und drehbaren Spiegel benötigt (Linos). Die Strahlaustrittsfenster von (2) wie auch die Eintrittsfenster (beide unbeheizt) sind optische Neutralfilter mit einer optischen Dichte von 0,3 (Austrittsfenster) bzw. 1,3 (Eintrittsfenster). Die hohe optische Dichte

²Dies erfordert eine präzise Justage und Charakterisierung. Insbesondere für die während der Feldtests 2006 entstandenen Aufnahmen konnte diese Funktion aufgrund kurzfristiger Fertigstellung und fehlender Erfahrung noch nicht systematisch verwendet werden.

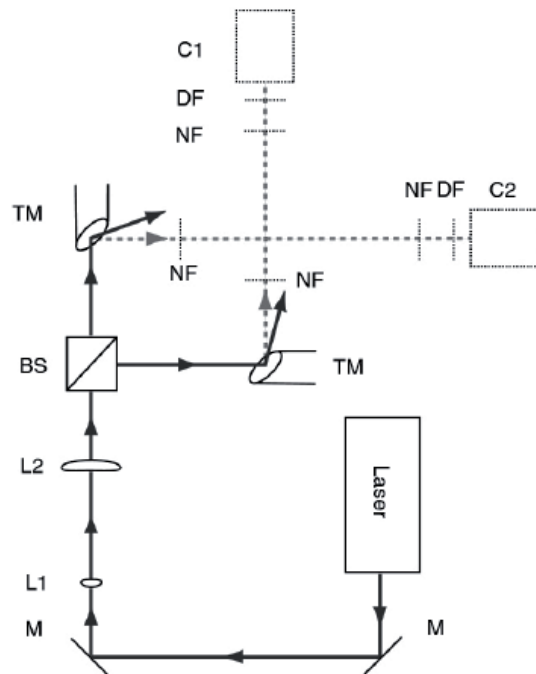


Figure 2. A schematic top view of the optics set-up (not to scale). The beam path (dark grey) is folded using two mirrors (M). The laser beam is expanded and collimated by a set of two convex lenses with focal lengths of 4 mm (L1) and 75 mm (L2), respectively. Using a non-polarizing 50/50 beam-splitter cube (BS), the laser beam is split into two travelling at right angles. Each beam is sent upwards at an angle of 45° with respect to the plane of the drawing by turnable mirrors (TM). For clarity the tilted beam path, the neutral density filters (NF), the dichroic filters (DF) and the cameras (C1, C2) are depicted as projections onto the plane of the drawing (dashed lines; see also figure 3).

Abbildung 3.4: Schema der optometrischen und elektro-optischen Einheit, aus [21].

des Eintrittsfensters sollte dazu dienen, das Hintergrundlicht zu unterdrücken. Dem gleichen Ziel dient ein unmittelbar an der Kamera angebrachter Linienfilter (FL532-10, Thorlabs), der einen schmalbandigen Bandpassfilter für Licht der Wellenlänge $\lambda \approx 532\text{nm}$ darstellt. Dieser Filter wurde im Vergleich zum Bildsensor leicht schräggestellt, um unerwünschte Reflexionen zu vermeiden. Im Verlauf der Kampagne zeigte sich jedoch, dass, wenn bei ungünstigem Sonnenstand Sonnenlicht von der Instrumentenoberfläche direkt in die Kameras reflektiert wurde, die beschriebenen Maßnahmen nicht hinreichend waren, um eine ausreichende Unterdrückung zu gewährleisten. Daher wurde im Verlauf der Kampagne zusätzlich eine im Sichtbaren absorbierende Auflage auf die Instrumentenoberfläche aufgebracht. Das Meßvolumen betrug ca. $9,9\text{cm}^3$, das für beide Kameras theoretisch sichtbare Kreuzvolumen maximal etwa $0,3\text{cm}^3$.

Die wesentlichen Nachteile des zunächst gewählten Aufbaus sind aus der Abbildung ersichtlich. Die nach oben zeigenden Austrittsfenster laufen Gefahr, bei Schneefall einfach zugedeckt zu werden, und die massiven, aus Platzgründen noch dazu unterschiedlich ausgeführten „Kameratürme“ schließen das Meßvolumen nach zwei Seiten nahezu ab. Tatsächlich zeigte sich jedoch, möglicherweise aufgrund der Schneeeigenschaften bei den niedrigen Temperaturen (bis nahezu -30°C), der teilweise sehr hohen Windgeschwindigkeiten und der schwarzen Eloxierung der „Austrittsröhren“, dass die Austrittsfenster nur sehr selten wirklich zuschneiten, dass jedoch teilweise einzelne Kristalle über einen längeren Zeitraum auf den Fenstern liegen blieben und dort langsam schrumpften. Die Abgeschlossenheit hatte im Nachhinein den Vorteil, dass insbesondere große Objekte oft isoliert auftraten und viele „Leerbilder“ für die Normalisierung³ zur Verfügung standen. Nichtsdestotrotz sollten natürlich möglichst viele Objekte aller Größen abgebildet werden, so daß nach Ende der Kampagne der Aufbau der optometrischen Einheit grundlegend geändert wurde. Ziel war es, einen möglichst offenen Aufbau mit möglichst relativ weit voneinander entfernten Austritts- und Eintrittsfenstern zu realisieren. Weiterhin sollten sich die Strahlen rechtwinklig kreuzen und keine Fenster nach schräg oben zeigen. Um nicht durch die Größe der elektro-optischen Einheit begrenzt zu sein, wurde daher der aufgeweitete Laserstrahl aus dem Instrument herausgeführt und erst in der opto-metrischen Einheit selbst in zwei Teilstrahlen aufgeteilt und die Strahlen dann rechtwinklig weitergeführt. Eine erste überarbeitete Version wurde im August/September 2006 in Süddeutschland im Rahmen einer „AquaRadar“-Kampagne getestet, die die Messung von Regenfällen zum Ziel hatte. Obwohl einige Verbesserungen des Instrumentes sich bewährten (s.u.), muß diese Zwischenversion mit Blick auf die opto-metrische Einheit als Fehlversuch gewertet werden, da sich hier trotz verschiedener Maßnahmen massive Probleme mit der durch starre Spiegel unflexiblen Strahlführung und insbesondere auch bezüglich der Wasserdichtigkeit des veränderten Aufbaus zeigten. Besonders ausgeprägt waren diese Probleme trotz manueller Abdichtung bei dem kommerziell erworbenen Gehäuse für den Strahlteilerwürfel (Thorlabs). Dies führte zu einer tiefgreifenden Weiterentwicklung, sowie zur Entwicklung eines wasserdicht verschraubbaren Strahlteilerwürfelgehäuses (Abb. 3.7), das in Abbildung 3.5 mit (4) bezeichnet ist. Weiterhin wurden wasserdichte Gehäuse für dreh- und verstellbare Spiegel und für die End-Umlenkspiegel mit Austrittsfenster entworfen (Abb. 3.8) und durch die mechanische Werkstatt des Instituts für Physik der Atmosphäre realisiert.

Bereits für die Zwischenversion im Sommer 2006 waren, speziell bei diesen zwei Komponenten mit maßgeblicher Unterstützung durch Herrn Dipl.-Ing. Th. Böttger, wasserdichte Rohrverbindungsstücke und Kamergehäuse entworfen und durch die mechanische Werkstatt des Max-

³siehe Abschnitt 6.1

Planck-Instituts für Chemie realisiert worden.

Dieser Entwicklungsstand, der den gegenwärtigen darstellt, ist in Abbildung 3.6 während des Feldtests auf der Höhenforschungsstation „Jungfrauojoch“ im Dezember 2006 dargestellt. Die opto-metrische Geräteeinheit ist durch einen verhältnismäßig „luftigen“ Aufbau mit vergrößertem und besser zugänglichem Meßvolumen gekennzeichnet, Probleme mit Undichtigkeiten wurden nicht festgestellt. Die Austrittsfenster an den Umlenkspiegelgehäusen (2) sind optische Neutralfilter mit einer optischen Dichte von 0,15 (ITOS), die Eintrittsfenster an den Kameragehäusen (1) besitzen eine optische Dichte von 0,6 (ITOS). Die Eintrittsfenster sind um 30° gegenüber der Senkrechten zur Instrumentenoberfläche nach unten geneigt, um störende Reflexionen zu vermeiden und das Festsetzen von Eiskristallen zu erschweren. Die Kameragehäuse wurden darüber hinaus um einen drehbaren Polarisationsfilter (LPG23, ITOS) zur Intensitätsfeinregelung über die Graufilter hinaus erweitert. Der Abstand zwischen den Aus- und Eintrittsfenstern beträgt ca. 0,27m, so daß sich ein theoretisches Meßvolumen von ca. 25cm³ ergibt, bei einem durch die Sensorgröße gegebenen Kreuzvolumen von ca. 0,3cm³.

Während die Fenster weiterhin unbeheizt sind, um ein Vereisen durch angeschmolzenen Schnee zu verhindern, sind die im Inneren der Gehäuse befindlichen Industriekameras mit einer eigens entwickelten Heizung versehen. Die Heizungen werden über Bimetallschalter ein- und ausgeschaltet. Bei einer Verwendung des Gerätes im Rahmen der Kampagne „HALO01“ an der Wolkenkammer „AIDA“ im FZ Karlsruhe im März 2007, für die eine spezielle, an die AIDA anschließbare Meßkammer entwickelt wurde (Abb. 3.9, die Fenster sind Schott-Filter GG475), kam es zu Problemen beim Bildauslesen: Nachdem das Gerät über einen Zeitraum von mehreren Tagen durchgängig sehr niedrigen Temperaturen (<-20°C) ausgesetzt war, wurden teilweise keine kompletten Bilder mehr aus den Kameras ausgelesen, sondern nur noch ein Teil des jeweiligen Bildes. Wahrscheinlichste Erklärung hierfür ist, dass aufgrund der niedrigen Temperaturen die Diffusion der Elektronen und Löcher im Halbleiter des Bildsensors zu den Elektroden zu langsam für den vorgegebenen Takt des Auslesens der Sensorelemente war. Dies weist darauf hin, dass die gegenwärtige Heizleistung unter Extrembedingungen möglicherweise zu gering ist. Allerdings ist festzustellen, dass das Problem außerhalb des Labors bei Feldversuchen nicht aufgetreten zu sein scheint, wohl aufgrund des Tagesgangs der Temperatur und der direkten Sonneneinstrahlung auf das schwarze Kameragehäuse.

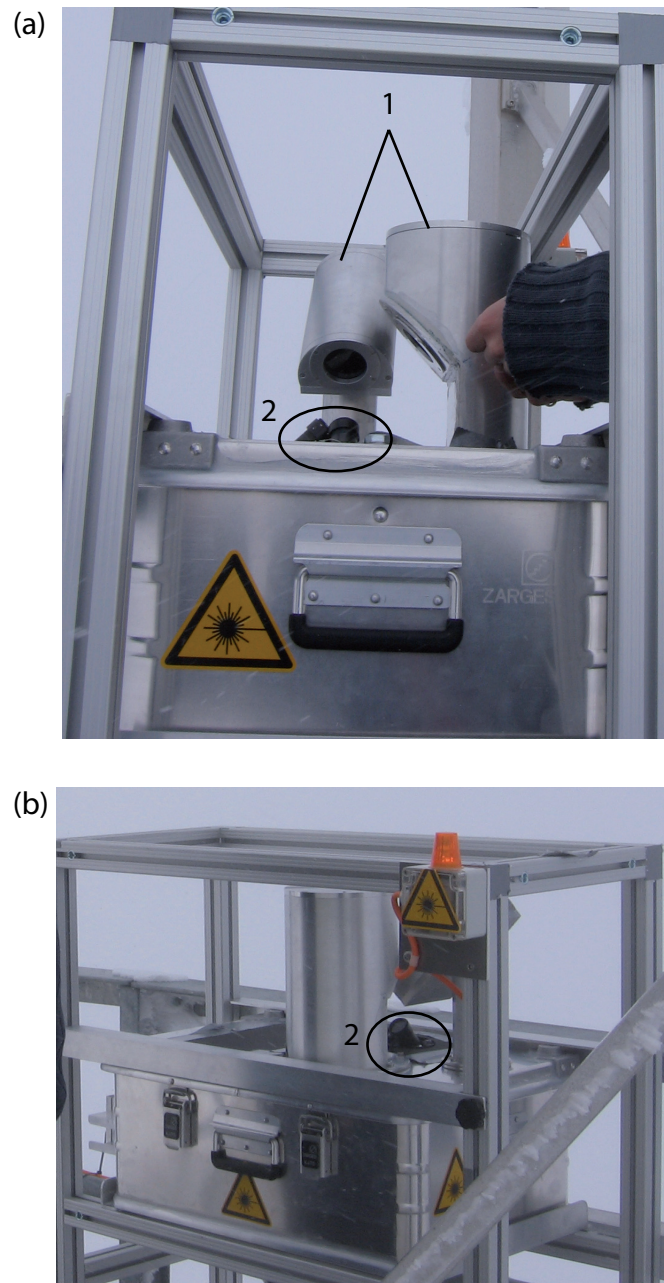


Abbildung 3.5: Die opto-metrische Einheit in der ersten Version aus verschiedenen Blickwinkeln aufgenommen. Markiert sind die Kameragehäuse (1) sowie die Austrittsfenster für den Laserstrahl (2).

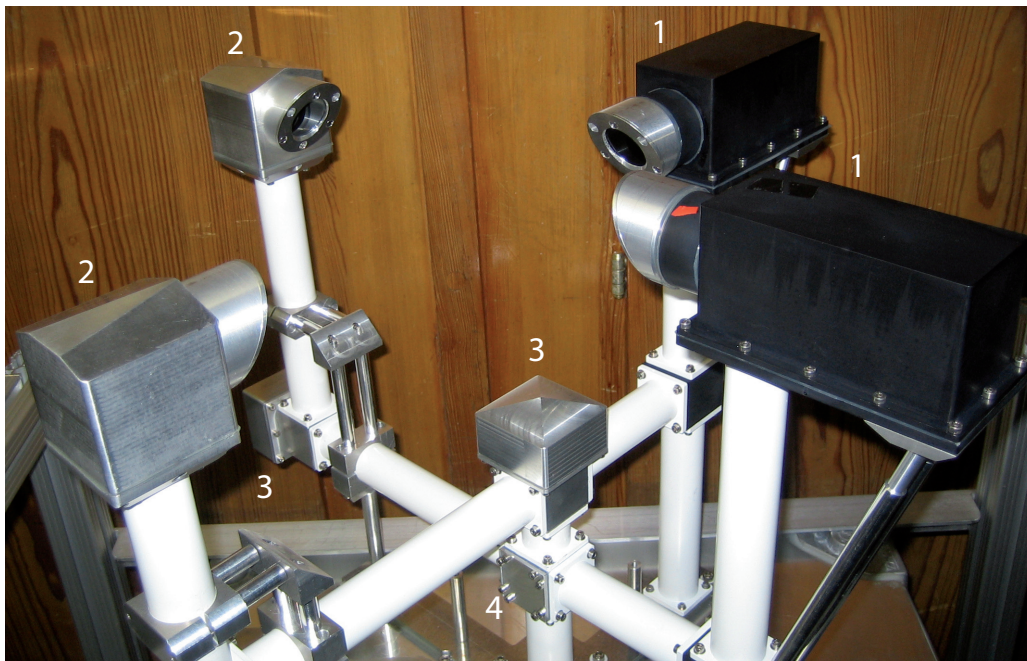
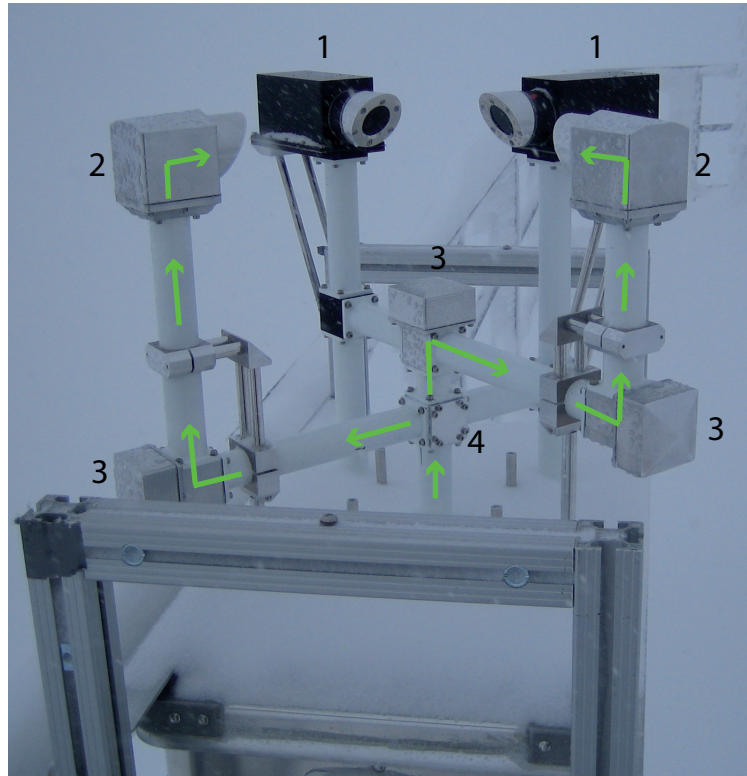


Abbildung 3.6: Die opto-metrische Einheit in der Endversion aus verschiedenen Blickwinkeln aufgenommen. Markiert sind die Kameragehäuse (1), die Gehäuse für den letzten starren Umlenkspiegel bevor der Strahl das Instrument verläßt (2), die Positionen von verstellbaren Umlenkspiegeln (3), sowie die Position des Strahlteilers (4). Der Strahlengang ist durch die grünen Pfeile schematisch angegeben.

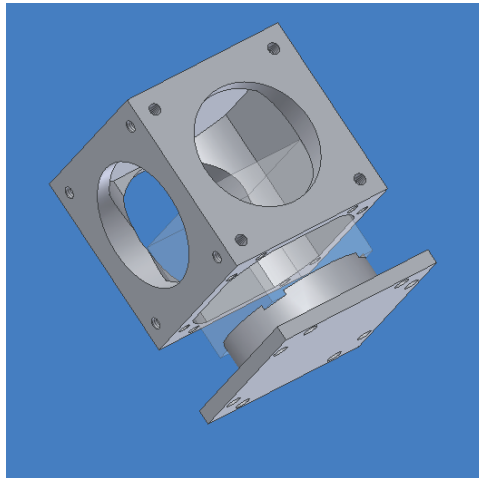


Abbildung 3.7: Im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickeltes Strahlteilergehäuse.

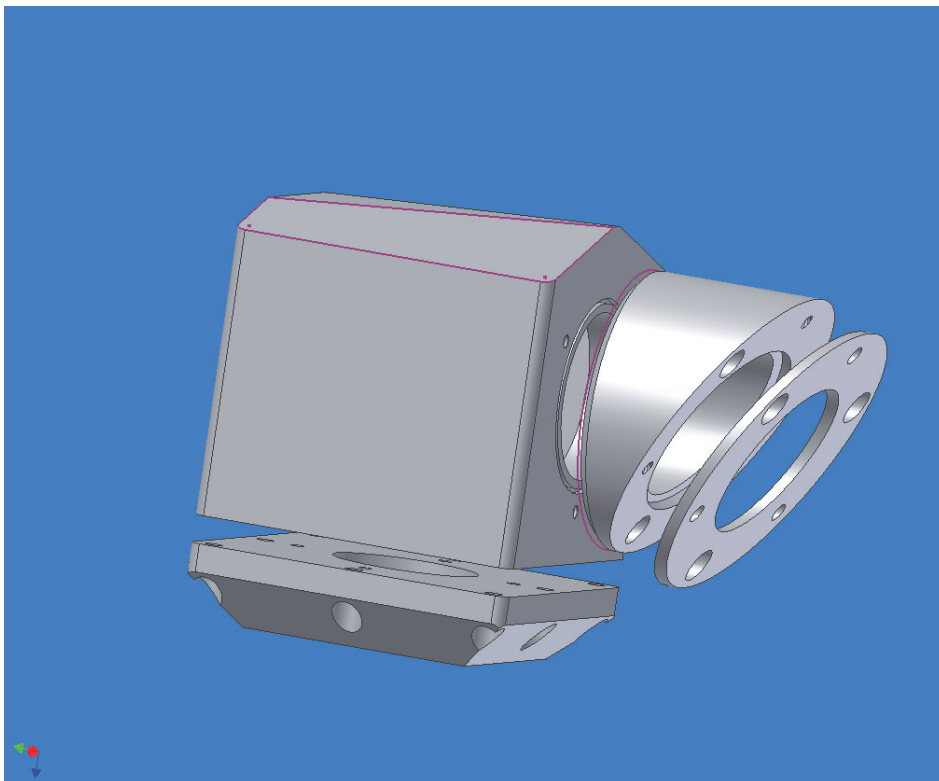


Abbildung 3.8: Im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickeltes Spiegelgehäuse.

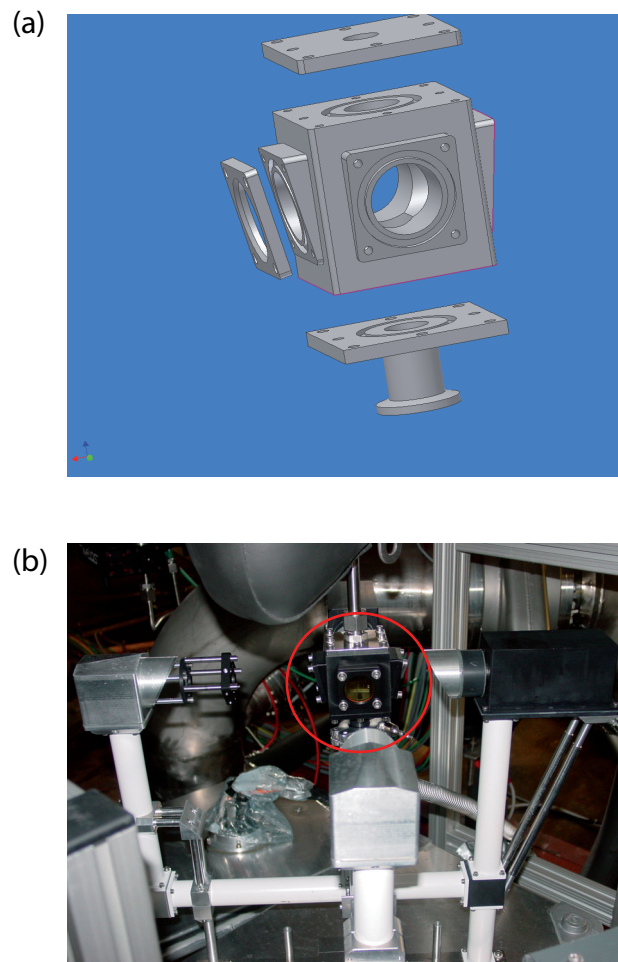


Abbildung 3.9: Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Messkammer zum Anschluss an die Wolkenkammer „AIDA“ des Forschungszentrums Karlsruhe: a) Entwurf; b) während des Einsatzes an der Wolkenkammer im März 2007.

Lasertyp	FDSS532-Q (Crylas)
Wellenlänge	532nm
Modus	TEM ₀₀ , gepulst
Pulsrate	4,5kHz (max.)
Pulsdauer	1ns
Pulsenergie	10μJ
Arbeitstemperatur	10°C...35°C
Stromverbrauch	40W
Abmessungen	38mm×41mm×112mm (Lasertyp) 100mm×105mm×160mm (Steuerung)
Spannungsversorgung	24V Gleichstrom, 90...230V Wechselstrom

Tabelle 3.2: Eigenschaften des verwendeten Lasers. Die Angaben beruhen auf Herstellerangaben.

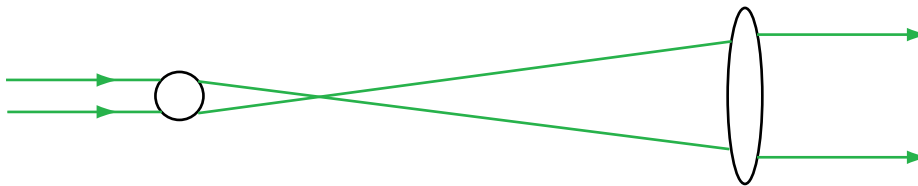


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Aufweitung eines kollimierten Strahls.

3.2.2 Elektro-optische Einheit

Die elektro-optische Einheit (Abb. 3.3) besteht im Wesentlichen aus einem Laser und einer Optik zum Bereitstellen eines aufgeweiteten und kollimierten Strahles mit einem Durchmesser von ca. 25mm. Bei dem Laser handelt es sich um einen kompakten diodengepumpte, frequenzverdoppelten Nd:YAG-Festkörperlaser (FDSS532-Q, Crylas GmbH) der bei einer Wellenlänge von 532nm gepulste Laserstrahlung emittiert. Die Eigenschaften des Lasers sind in Tabelle 3.2.2 aufgeführt. Es wurde ein gepulster Laser gewählt, da schnell bewegte Objekte in der Bewegung „eingefroren“ werden sollen, um ein Verwischen der Beugungsbilder zu verhindern. Die zeitliche Ausdehnung eines Laserpulses von ca. 1ns ist wesentlich kürzer als die minimal möglicher Belichtungszeit der Kameras. Für die Aufnahme wird mittels eines Triggers ein Laserpuls pro Aufnahme ausgelöst. Damit ist die Belichtungszeit im Idealfall, d.h. wenn das Hintergrundlicht hinreichend unterdrückt wird, direkt durch die Pulslänge gegeben und auf einen mechanischen Verschluss kann daher verzichtet werden. Der aus dem Laser austretende Strahl fällt durch einen Polarisator und wird anschließend durch eine Strahlaufweitung (Kombination von kurz- und langbrennweitiger konvexer Linse, s. Abb. 3.10) aufgeweitet und kollimiert. Anschließend wird der Strahl mit Hilfe zweier verstellbarer und eines fixen Umlenkspiegels in die opto-metrische Einheit gelenkt.

Es wurden verschiedene Maßnahmen ergriffen, um sicherzustellen, dass auch bei niedrigen Außentemperaturen die Temperatur des Lasers nicht zu tief absinkt und damit den Arbeitsbereich verläßt. Der gesamte Aufbau befindet sich auf einer mehrere Millimeter starken Grundplatte aus Aluminium, die zur Minimierung der Wärmeleitung über PVC-Abstandshalter mit dem Gehäuse der elektro-optischen Einheit verbunden ist. Darüber hinaus ist das Gehäuse mit Styrodur ausgekleidet. Die Grundplatte kann mithilfe von Heizmatten beheizt werden, die sich

über Bimetallschalter selbsttätig an- und ausschalten. Zur Pufferung von Temperaturschwankungen befindet sich zwischen dem Laserunterbau und der Grundplatte eine mehrere Millimeter starke Kupferplatte. Diese Maßnahmen zur robusten Temperaturstabilisierung haben sich bei allen bisherigen Anwendungen des Instrumentes bewährt. Auf der Grundplatte befindet sich ein kreuzförmiger Aufbau zum Befestigen der Grundplatte der opto-metrischen Einheit mit Durchbrüchen für die Kabelverbindung der Kameras und den Laserstrahl. An der Oberseite des Gehäuses befinden sich mehrere wasserdicht verschraubte Öffnungen um kleinere Eingriffe in das Instrument ohne Demontage der opto-metrischen Einheit zu ermöglichen. An der Unterseite des Gehäuses befinden sich wasserdicht verschraubbare Steckverbindungen für die Stromversorgung der Heizmatten, die Kameradaten, sowie für den Laserkopf (siehe unten).

3.2.3 Steuerungs-Einheit

Die Steuerungseinheit (s. Abb. 3.3 3.11, 3.12 und 3.14) dient sowohl der Steuerung des Lasers, als auch der Steuerung und dem Auslesen der beiden Kameras. Einen Teil bildet damit die Lasersteuerung des Laserherstellers, die vor Gebrauch des Lasers durch Umlegen eines Schlüsselschalters einmalig einzuschalten ist. Neben der Schnittstelle für die Kommunikation mit dem Laser umfaßt sie insbesondere einen Eingang (BNC), der die kontrollierte Auslösung des Lasers mittels eines externen Signals erlaubt. Zweiter Hauptbestandteil der Steuer-Geräteeinheit ist ein kleinformatiger, handelsüblicher PC (Shuttle PC).

Auf dem Rechner läuft während des Betriebs des Gerätes neben der kommerziellen Lasersteuerungssoftware ein selbst entwickeltes Programm, das die Steuerung des Aufnahmesystems übernimmt durch Auslesen des Kamerastatus' über den Druckeranschluß des Rechners, Steuern der Hologrammaufnahmen durch die Kameras, sowie Auslesen der Kameras und Speichern der Bilder. Ursprünglich diente das Programm auch zum Auslösen des Lasers. Dies wurde in der gegenwärtigen Version jedoch dahingehend geändert, dass der Laser nun ohne Umweg über den Rechner direkt mithilfe des „Aufnahme läuft“-Signals der Kameras ausgelöst wird. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die in Abb. 3.13 dargestellte Logikschaltung entworfen und durch die elektronische Werkstatt des Instituts für Physik der Atmosphäre realisiert. Die Schaltung erfüllt den Zweck einer kameragesteuerten Auslösung und gestattet es überdies, das Gerät auch mit nur einer Kamera zu betreiben.

Die Steuereinheit kann ebenfalls mit Styrodur ausgekleidet und mit einer „Heizplatte“ versehen werden, die aus eine Aluminiumplatte mit Heizmatten und Bimetallschaltern besteht (siehe Abb. 3.14). Als Konsequenz aus einem Heißlaufen des Rechners während eines Innentests auf dem Jungfraujoch Anfang 2006 und in Vorbereitung des Einsatzes in Süddeutschland im Spätsommer, wurde die Steuereinheit außerdem mit zwei elektrischen Lüftern und mehreren Lüftungsöffnungen zur konvektiven Kühlung versehen.

Auf der Oberseite des Gerätes (siehe Abb. 3.12) befinden sich neben den wasserdicht verschraubbaren Steckerverbindungen für die zur opto-elektronischen Einheit führenden Kabel drei weitere wasserdicht verschraubbare Anschlüsse: ein RJ45-Anschluss an die Netzwerkkarte des Rechners sowie zwei an den Rechner anschließbare USB-Anschlüsse. Der RJ45-Anschluss dient zur Kommunikation des Benutzers mit dem Meßinstrument über eine kabelgebundene Netzwerkverbindung. Ein USB-Anschluss sollte ursprünglich dazu dienen, eine USB-Antenne für eine kabellose Netzwerkverbindung anzuschließen. Diese kam aufgrund der niedrigeren Übertragungsgeschwindigkeit hier jedoch letztlich doch nicht zum Einsatz, zumal eine Kabelverbindung in allen Fällen weitgehend problemlos möglich war.

An der Schmalseite des Gehäuses (siehe Abb. 3.11c)), befindet sich eine wasserdichte Dose für den Anschluß an das 230V-Stromnetz, sowie ein wasserdichter Ausgang (230V), um beispielsweise die Laserwarnlampe an das Gerät anzuschließen. An der hinteren Breitseite (siehe Abb. 3.11b)), befinden sich mehrere wasserdicht verschraubbare Lüftungsöffnungen. An der vorderen Breitseite (s. Abb. 3.11a)) befindet sich in zentraler Position der wasserdichte Knopf zum Ein- und Ausschalten des Rechners (zum Einschalten der Lasersteuerung dagegen muß gegenwärtig wie beschrieben der Deckel einmal geöffnet und der Schlüsselschalter umgelegt werden, dies kann ggf. vor Aufbau des Instrumentes erfolgen). Weiterhin befinden sich dort zwei wasserdicht verschraubbare, mit Lüftern versehene Öffnungen und eine Lüftungsöffnung. Schließlich befinden sich dort noch, ebenfalls wasserdicht verschraubbar, die nach außen geführten Anschlüsse des Rechners für Tastatur, Maus und Monitor, so daß der Benutzer auch ohne Netzwerk kom-

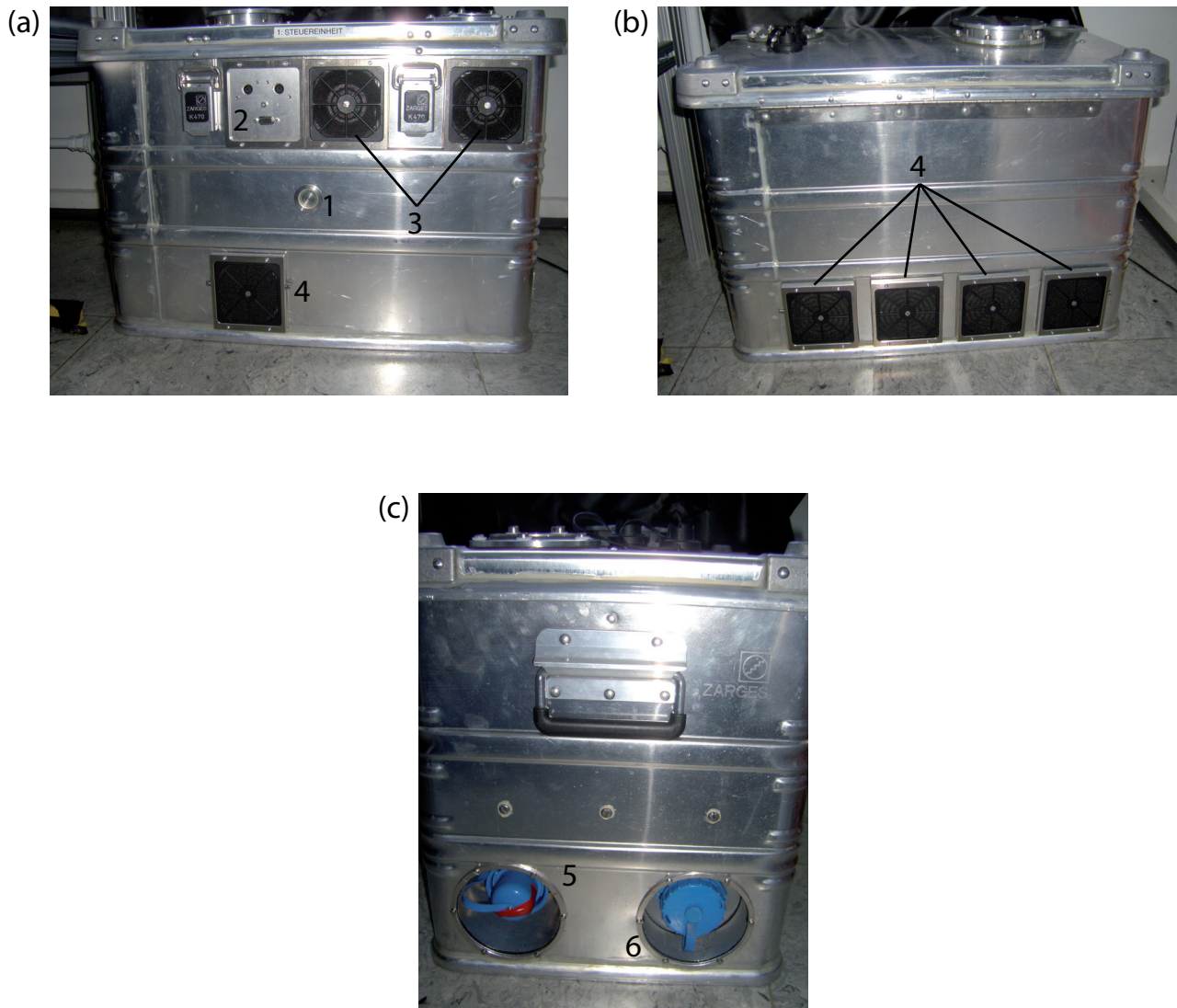


Abbildung 3.11: Die Steuerungseinheit: a) Vorderansicht, b) Rückansicht, c) Seitenansicht. An der Vorderseite befinden sich der Ein-/Ausschalter des Rechners (1), die wasserdicht verschraubbare Platte mit den Anschlüssen für Monitor, Tastatur und Maus (2), zwei mit Lüftern versehene, wasserdicht verschraubbare Öffnungen (3) sowie eine Lüftungsöffnung (4); an der Rückseite befinden sich vier Lüftungsöffnungen (4), an der Seite befinden sich ein Stecker für den Anschluss an das 230V-Wechselstromnetz (5), sowie eine an diesen angeschlossene Buchse (6).

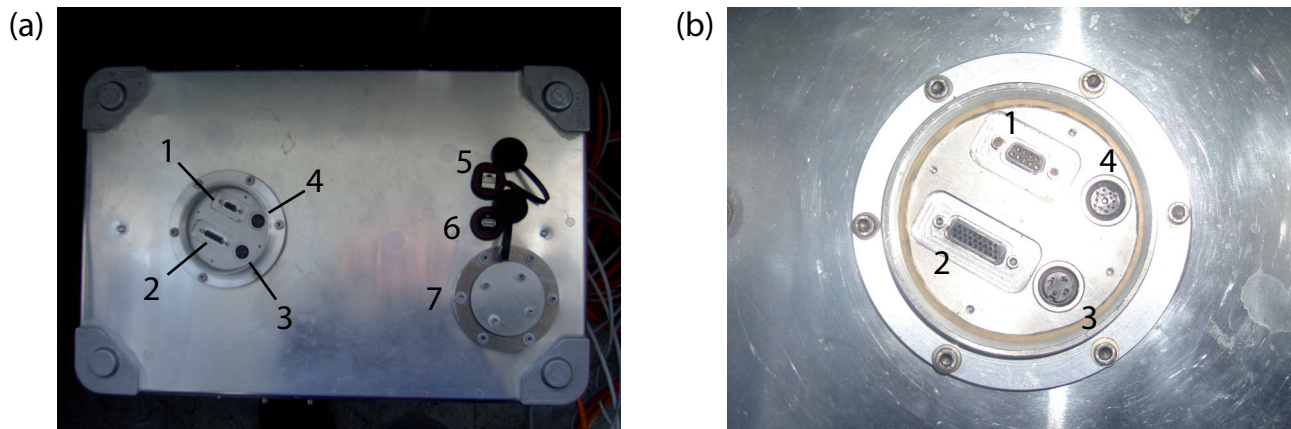


Abbildung 3.12: Die Steuerungseinheit: a) Gesamtansicht der Oberseite, b) vergrößerte Ansicht der Steckerverbindungen zu den anderen Geräteeinheiten. Die Steckerverbindungen umfassen einen neunpoligen Sub-D-Stecker zur Verbindung mit den RJ45-Anschlüssen der Kameras (1), einen 26-poligen Sub-D-Stecker zur Verbindung von Laser-Steuereinheit und Laser(-kopf)(2), einen dreipoligen Stecker mit Anschlüssen für die Erdung und die 230V-Leitungen (3) und einen 12-poligen Stecker zur Verbindung mit den IEEE1394a-Anschlüssen der Kameras (4). Die Steckverbindungen sind individuell wasserdicht verschraubbar, für den Transport kann die gesamte Verbindungsplatte wasserdicht verschraubt werden. Auf der Oberseite befinden sich weiterhin ein RJ45-Anschluss für die Verbindung zum Geräterechner (5) und zwei USB-Anschlüsse (6,7), die für den Transport jeweils wasserdicht verschraubt werden können, (5,6) können ausserdem mit geeigneten Steckern für den Betrieb wasserdicht verbunden werden.

fortabel direkt am Instrument arbeiten kann.

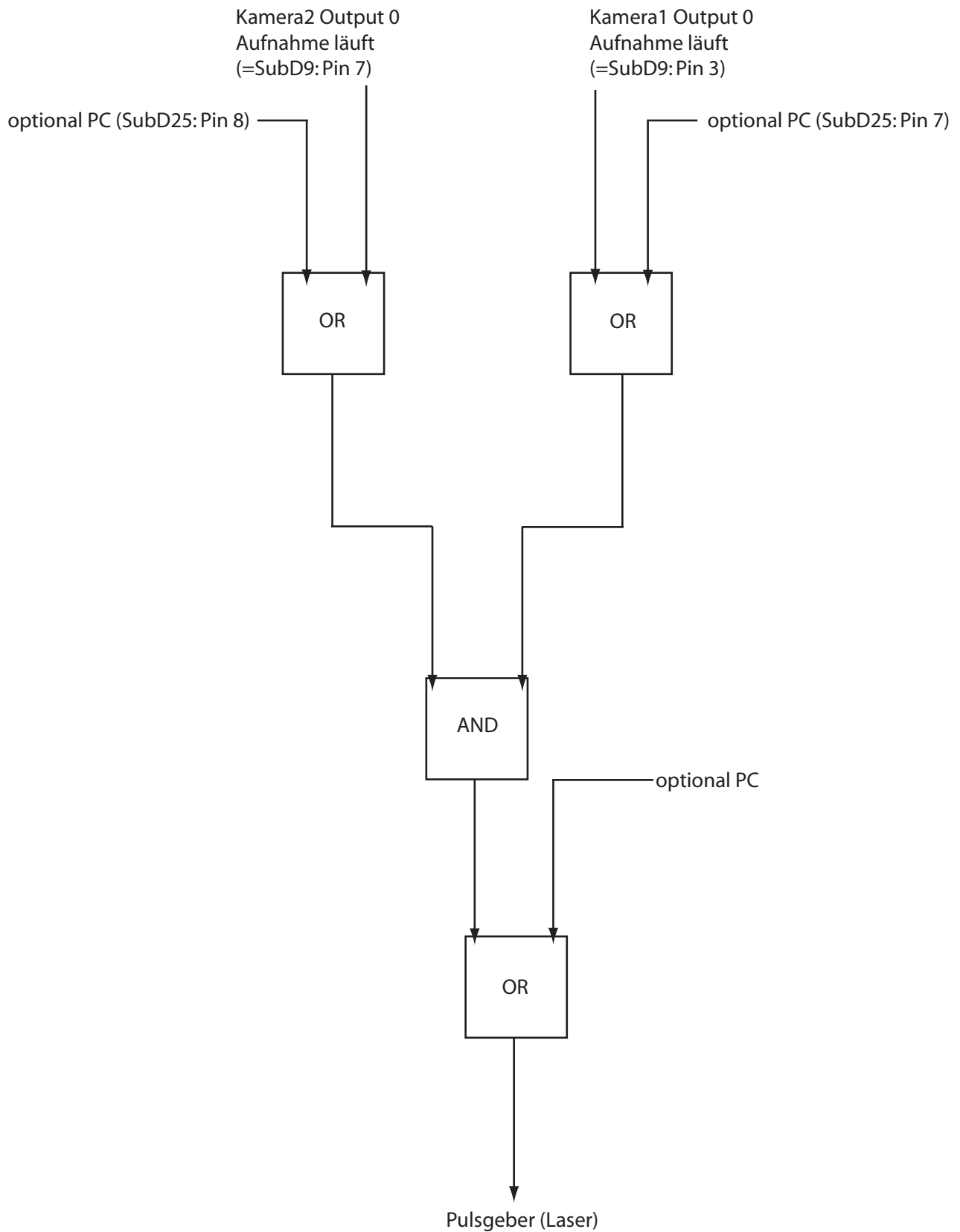


Abbildung 3.13: Elektronisch realisierte Logikschaltung zur Auslösung des Lasers in Abhängigkeit vom Kamerastatus.

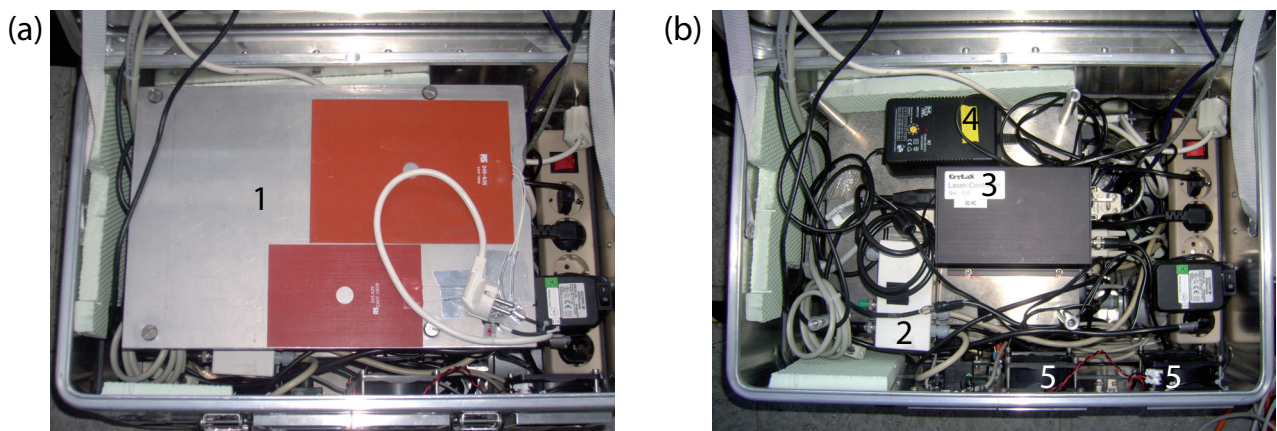


Abbildung 3.14: Innenansicht der Steuereinheit. Die Steuereinheit ist gewissermaßen in Etagen aufgebaut: unten befindet sich der Rechner, darüber auf einer Aluminiumgrundplatte die Elektronik, darüber optional eine Heizplatte. Tafel a) zeigt einen Blick in die Einheit mit, Tafel b) ohne Heizplatte (1). Unter der Heizplatte befinden sich die Logikschaltung (2) mit Stromversorgung (4) und die Lasersteuerung (3). Ebenfalls zu erkennen sind die Lüfter (5). Die Steckerleiste ganz rechts ist mit dem 230V-Außenanschluss des Gerätes verbunden.

3.2.4 Das Steuerprogramm

Das gesamte Instrument wird während der Aufnahme durch ein im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickeltes Programm gesteuert, das in der Programmiersprache C++ verfaßt ist. Wie im Fall des Gerätes durchlief auch das Steuerprogramm mehrere Änderungen. Im Folgenden wird, soweit nicht anderweitig angemerkt, der gegenwärtige Stand beschrieben. Der entsprechende Algorithmus ist schematisch in Abbildung 3.15 dargestellt.

Bei den ersten Feldtests gab es aufgrund eines defekten Kabels dahingehend Probleme, dass eine der beiden angeschlossenen CMOS-Kameras manchmal nicht erkannt wurde. Um in solchen Fällen einen Programmabbruch und Probleme mit der Auslösung des Lasers zu vermeiden, prüft das Programm zunächst, ob zwei Kameras erkannt werden. Falls nur eine Kamera erkannt wird, wird zur Auslösung des Lasers über einen Pin des Parallelanschlusses mittels der Logikschaltung die Anwesenheit der zweiten Kamera in der Folge durch den PC simuliert. Ausserdem ist das Programm so angelegt, dass alle die Kameras betreffenden Programmteile so eingerichtet sind, dass sie alternativ zwei Kameras oder auch nur eine Kamera ansprechen. Allerdings ist das Programm zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht in der Lage während des laufenden Betriebs auf den plötzlichen Ausfall einer Kamera zu reagieren. Die entsprechenden Änderungen des Programmtextes wären relativ einfach zu bewerkstelligen, allerdings würde eine ständige Überprüfung der Präsenz beider Kameras zusätzliche Zeit im derzeitigen Programmablauf kosten.

Weiterhin wird am Programmbeginn eine Bibliothek geladen, die ein komfortables Ansprechen des Parallelanschlusses ermöglicht. Diese Bibliothek („inpout32.dll“⁴) ist im Internet frei verfügbar. Hier wird der Parallelanschluss anstelle einer speziellen I/O-Karte verwendet, um durch Setzen bzw. Einlesen der entsprechenden Bits den Kamerastatus zu prüfen und die Aufnahmen auszulösen („Trigger“). Dies erhöht grundsätzlich die Kompatibilität des Programms mit anderen PC-Systemen, da keine speziellen Karten erforderlich sind. Weiterhin lädt das Programm noch die Betriebseinstellungen der Kameras, die z.B. die Verstärkung, die Belichtungszeit und Details des Datentransfers betreffen. Diese Einstellungen sind in den Dateien „Kamera1Einstellungen.kam“ und „Kamera2Einstellungen.kam“ gespeichert, bei denen es sich um Textdateien handelt. In der Praxis wurden diese Dateien im Rahmen der vorliegenden Arbeit im Vorhinein mithilfe des vom Kamerahersteller mitgelieferten Programms „BCamViewer“ erstellt. Diese Einstellungen werden neben u.a. Datum und Uhrzeit in einer Protokolldatei gespeichert, deren Namen sich aus dem Präfix „LOG“, der aktuellen Systemzeit in Sekunden und der Dateiendung „.txt“ zusammensetzt.

Es ist zumindest bei tage- oder wochenlangen Bodenmeßkampagnen mit Blick auf den begrenzten Speicherplatz (gegenwärtig 500GByte auf der Festplatte) nicht praktikabel, das Instrument ununterbrochen laufen zu lassen bzw. alle Bilder zu speichern. Bei einer Speicherrate von 24MByte/s wäre die Festplatte bereits nach weniger als 6 Stunden vollgeschrieben. Daher wird zusätzlich die Datei „Zusaetzliches.kam“ durch das Programm eingelesen, die die Information enthält, wie viele Sekunden lang die Messung durchgeführt werden soll (wobei 0 einer Endlosmessung entspricht) und wie viele Aufnahmen ggf. übersprungen werden sollen, bevor eine Aufnahme gespeichert wird. Es hat sich allerdings herausgestellt, dass es mit Blick auf die Normalisierung meist wünschenswert ist, möglichst viele Aufnahmen in enger zeitlicher Nachbarschaft zur Verfügung zu haben. Die Datei „Zusaetzliches.kam“ kann vom Benutzer mithilfe des Programms „ZKam.exe“ erstellt werden.

⁴Internetquelle: <http://www.logix4u.net/inpout32.htm>

Nach der Initialisierung werden die Kameras in Aufnahmebereitschaft versetzt. Nach Erreichen der Aufnahmebereitschaft werden die Aufnahmen über den Parallelanschluss des Rechners bzw. die RJ45-Schnittstelle der Kameras ausgelöst. Wie oben erwähnt, lösen dabei die Kameras über die Logikschaltung selbsttätig den Laserpuls zur Belichtung aus. Nach erfolgreicher Aufnahme wird geprüft, ob die aktuellen Aufnahmen gespeichert werden sollen. Wenn ja, werden die zwei Hologramme direkt als 1024×1024 Byte gespeichert. Der Dateiname setzt sich dabei zusammen aus dem Präfix „TEST“, der aktuellen Systemzeit in Sekunden, der Zahl der bisher gespeicherten Aufnahmen, dem Suffix „A“ bzw. „B“ und der Endung „.bld“⁵. Bei frühen Datensätzen erscheint das Suffix „CLACEV“ im Dateinamen und die Bilder der beiden Kameras sind in einer gemeinsamen Datei gespeichert. Anschließend wird geprüft, ob die Meßdauer überschritten ist. Wenn ja, wird das Programm und damit die Messung beendet, andernfalls beginnt eine neue Aufnahme. Bevor die neue Aufnahme beginnt, werden allerdings noch die aktuellen zwei Aufnahmen vierfach verkleinert am Bildschirm dargestellt. Dabei ist im Quelltext des Programms festgelegt, wie viele Aufnahmen in der Darstellung übersprungen werden, während der Feldtests wurde typischerweise nur jedes 21. Bild angezeigt. Dabei ist die Farbgestaltung so gewählt, dass die Darstellungen auch durch eine Laserschutzbrille (geeignet für eine Laserwellenlänge von 532nm) hindurch betrachtet werden können.

In den die Kameras betreffenden Zwischenschritten wird geprüft, ob die Kameras sich wie erwartet verhalten. Sollte es hier zu einem Fehler kommen, wird das Programm ebenfalls beendet. In allen Fällen wird bei Beendigung des Programms eine zweite Protokolldatei ausgegeben, die im Wesentlichen die Anzahl der gespeicherten Bilder und den Grund für das Programmende festhält. Ihr Dateiname wird vergleichbar dem der anfänglichen Protokolldatei gebildet, allerdings ergänzt um das Suffix „ENDE“.

⁵Ein typischer Dateiname wäre also z.B. TEST_1165663266_11148A.bld. Zur evtl. Identifizierung der Hologramme im Datensatz sind in der vorliegenden Arbeit bei den Abbildungen die Systemzeit und Nummer stets mit angegeben.

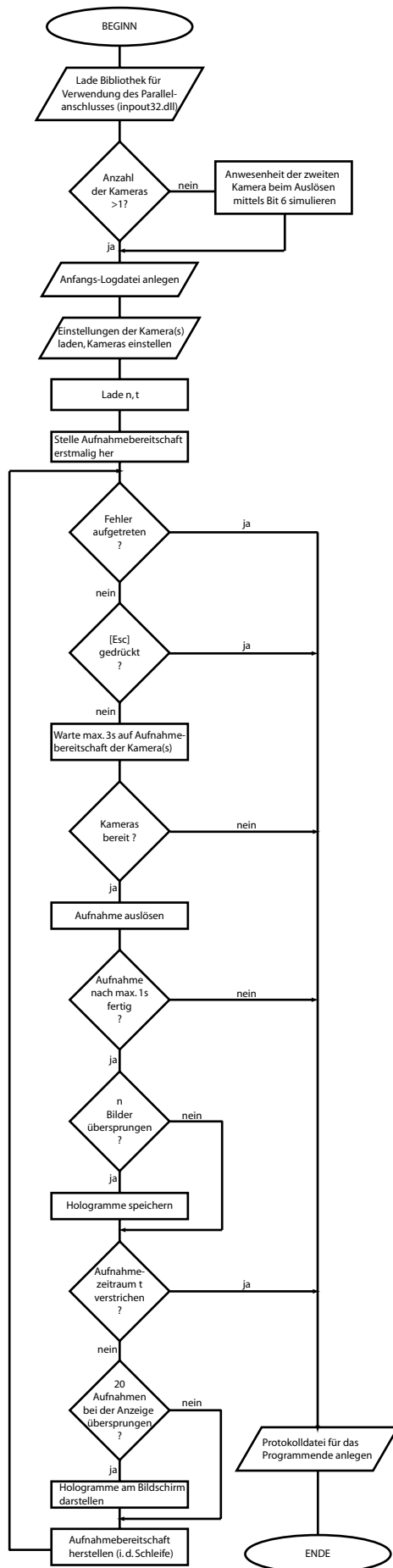


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung des Steuerprogramms (n: Anzahl der zu überspringenden Aufnahmen, t: Aufnahmezeitraum).

3.3 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein funktionsfähiges, robustes und transportables In-situ-Meßsystem zur digitalen Holographie luftgetragener Teilchen von Grund auf eigenständig entwickelt, verwirklicht und testweise eingesetzt. Die Entwicklung umfaßte dabei neben dem Gesamtkonzept auch mechanische, optische und elektronische Komponenten, sowie ein differenziertes Programm zur Steuerung des Gerätes.

Nichtsdestotrotz hat das Instrument aufgrund der begrenzten Ressourcen notwendigerweise einen nur ansatzweise prototypischen Charakter und bietet dementsprechend Raum für Weiterentwicklungen.

Naheliegende Weiterentwicklungen wären neben einer weiteren Verbesserung der Justagemöglichkeiten eine weitere Raum- und Gewichtsreduktion, die durch Anschaffung eines Industrierechners (PC104) und eines neuen Lasersystems mit bedeutend kleinerer Steuereinheit bereits in die Wege geleitet sind. Wie oben dargestellt, sollte die für die Beheizung der Kameras zur Verfügung stehende Heizleistung erhöht werden sowie eine Beheizung der optischen Fenster in Betracht gezogen werden. Eine wichtige Verbesserung wäre die Integration eines Systems zur Protokollierung des Zustands des Meßinstruments, z.B. eine kontinuierliche Messung der Temperaturen der Kameras, der Fenster und der Laserbasisplatte unter Zuhilfenahme einer geeigneten I/O-Karte. Das Steuerprogramm könnte noch benutzerfreundlicher gestaltet und so abgeändert werden, dass es auf den Ausfall einer Kamera während des Betriebes reagieren kann, ohne das Programm abzubrechen. Mit der eigens entworfenen Logikschaltung ist die Grundlage hierfür bereits gelegt.

Kapitel 4

Untersuchung der Besonderheiten und Einschränkungen der digitalen Holographie

Da entsprechende Untersuchungen und Diskussionen in der Literatur nur ansatzweise vorhanden zu sein bzw. weitgehend zu fehlen scheinen, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit Besonderheiten und Einschränkungen der digitalen Holographie mittels Simulationen und Anwendungen auf reale Hologramme ausgelotet. Als Erstes wird dabei auf das in Kapitel 2 angesprochene Problem des Zwillingsbildes eingegangen, für dessen Bearbeitung die digitale Holographie neue Möglichkeiten bietet. Eines der Hauptprobleme der Einstrahl-Holographie ist die bereits von Gabor angemerkte Präsenz eines sogenannten „Zwillingsbildes“, siehe Kap. 2. Abbildung 4.1 zeigt das Ergebnis der Rekonstruktion eines digitalen *Inline*-Hologrammes. Es handelt sich dabei um einen doppelten, dendritischen Eiskristall, der am 20. März 2006 im Rahmen der CLACE V Kampagne auf der Höhenforschungsstation „Jungfraujoch“ aufgenommen wurde¹. Wie man sieht, ist das rekonstruierte Amplitudenbild der Eiskristalle von einem ausgeprägten „Halo“ umgeben. Dabei handelt es sich um die Überlagerung durch das sogenannte „Zwillingsbild“ [37, 39]. Weiterhin zeichnen sich die Eiskristalle durch eine reiche innere Struktur aus². Damit stellt sich sofort die Frage, in wie weit diese Strukturen - das, was wir sehen - echt sind oder nur Artefakte infolge der kohärenten Überlagerung von Objekt und Zwillingsbild. Um dieser Frage nachzugehen, wurde ein Verfahren entwickelt, das unter bestimmten Umständen eine Beseitigung des Zwillingsbildes erlaubt. Wenn man davon ausgeht, dass Eiskristalle im wesentlichen durchsichtige, reine Phasenobjekte sind, die aufgrund ihres Brechungsindex' lediglich die Phase des durch sie hindurch tretenden Wellenfeldes ändern, stellt sich weiterhin die Frage, warum sie in der Rekonstruktion der Amplitude überhaupt so deutlich sichtbar sind (und zwar, wie unten gezeigt wird, auch bei Abwesenheit des Zwillingsbildes). Dieser und anderen Fragen, die ein detailliertes Verständnis des Abbildungsvorgangs erfordern, wurde ebenfalls nachgegangen, siehe Abschnitt 4.7.

¹Der Inhalt dieses Kapitels wurde teilweise in [22] veröffentlicht, siehe Anhang.

²Hier und im Folgenden bezieht sich der Ausdruck „innere Struktur“ auf die Struktur innerhalb der zweidimensionalen Objektgrenzen in der Abbildung des Objektes.

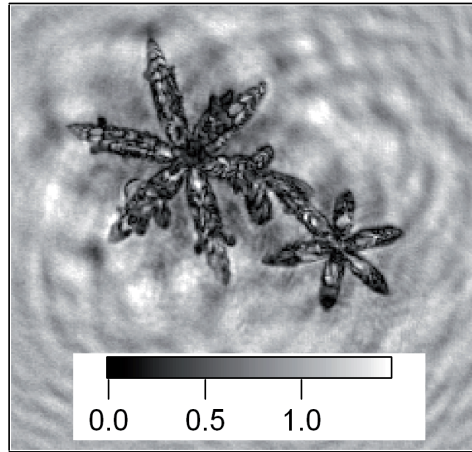


Abbildung 4.1: Herkömmliche Rekonstruktion eines digitalen Hologrammes (Amplitude).

4.1 Beseitigung des Zwillingsbildes aus Inline-Hologrammen - Einleitung

Bereits in der Originalveröffentlichung von 1948 beschrieb Denis Gabor die Beobachtung, dass sich bei der Rekonstruktion des *Inline*-Hologrammes eines zweidimensionalen Objektes nicht *ein* rekonstruiertes Bild ergibt, sondern *zwei*, die in gleichem Abstand zur Hologrammebene liegen [37]. Man kann mit Gabor die Beiträge des auf den Sensor auftreffenden Wellenfeldes zur Erklärung aufteilen in ein „Hintergrundfeld“ $\hat{H}(x, y)$ und ein „Objektfeld“ $\hat{O}(x, y)$, d.h. in ein Feld, das in der Objektebene aus Bereichen außerhalb des Objektes stammt und entsprechend ein Feld, das aus dem Objektbereich stammt, bzw. ein ungestörtes Feld, wie es ohne Objekt bestünde und eine das Objekt beschreibendes Störfeld³. Dann ergibt sich für die vom Sensor aufgezeichnete Intensität $I(x, y)$:

$$I(x, y) = A^2 e^{i\beta} e^{-i\beta} = \left(\hat{H}(x, y) + \hat{O}(x, y) \right) \left(\hat{H}(x, y) + \hat{O}(x, y) \right)^*, \quad (4.1)$$

wobei * die komplexe Konjugation symbolisiert. Sei jetzt $\hat{H}(x, y) = h(x, y) \exp(i\psi(x, y))$ und $\hat{O}(x, y) = o(x, y) \exp(i\phi(x, y))$, so ergibt sich:

$$I(x, y) = h^2 + o^2 + oh \left(e^{i(\psi-\phi)} + e^{-i(\psi-\phi)} \right). \quad (4.2)$$

Für die Rekonstruktion wird diese Intensitätsverteilung mit dem Rekonstruktionswellenfeld $\hat{R}(x, y) = r \exp(i\alpha)$ beleuchtet, in unserem Fall handelt es sich dabei für die numerische Rekonstruktion üblicherweise einfach um eine ebene Welle mit der Einheitsamplitude. Im Fall ebener Wellen gilt außer $h(x, y) = h_0 = \text{const}$ auch $\psi(x, y) = \psi_0$ ist konstant, daher müssen die Phasen von Hintergrund- und Rekonstruktionsfeld hier nicht übereinstimmen[39], da sich $\hat{H}(x, y)$ und $\hat{R}(x, y)$ (Hintergrund- und Rekonstruktionsfeld) ohnehin allenfalls um einen konstanten Faktor

³Die Fälle sind äquivalent und wirken sich nur auf die Definition des Objektes aus, im zweiten Fall hätte das Objekt quasi eine negative Amplitude und wäre komplementär zum Objekt im ersten Fall

unterscheiden. Damit ergibt sich für die Rekonstruktion:

$$Ire^{i\alpha} = (0.5 (h^2 + o^2) re^{i\alpha} + ohre^{i(\phi-\psi)} e^{i\alpha}) + (0.5 (h^2 + o^2) re^{i\alpha} + ohre^{-i(\phi-\psi)} e^{i\alpha}). \quad (4.3)$$

Wie in Kap. 2 ausgeführt, stellt die durch das Sommerfeld-Kirchhoff beschriebene Propagation eines Wellenfeldes \hat{U} eine Faltung des Wellenfeldes mit einem Faltungskern $K_{\pm} = k \exp(\pm i\kappa(x, y))$ dar, wobei K_- die Vorwärtspropagation des Feldes beschreibt, K_+ die Rückwärtspropagation, und es gilt: $K_+ = K_-^*$. Für die Rekonstruktion wird Gleichung 4.3 z.B. mit K_+ gefaltet. Die Faltung mit dem zweiten und dem vierten Summanden aus Gl. 4.3 ergibt eine Summe von Produkten:

$$\begin{aligned} K_+ \otimes e^{i(\phi-\psi)} &\approx k \sum_{x,y} e^{i(\phi(x,y)-\psi_0)} e^{i\kappa(x-\xi, y-\eta, z)}, & (4.4) \\ K_+ \otimes e^{-i(\phi-\psi)} &\approx k \sum_{x,y} e^{i\kappa(x-\xi, y-\eta, z)} / e^{i(\phi(x,y)-\psi_0)} \\ &= k \sum_{x,y} (e^{i(\phi(x,y)-\psi_0)} / e^{i\kappa(x-\xi, y-\eta, z)})^* \\ &= k \left(\sum_{x,y} e^{i(\phi(x,y)-\psi_0)} / e^{i\kappa(x-\xi, y-\eta, z)} \right)^* \\ &= (K_- \otimes e^{i(\phi-\psi)})^*, & (4.5) \end{aligned}$$

das heißt man erhält als Ergebnis der Rekonstruktion anhand der aufgenommenen Intensität einerseits eine Art Rückpropagation des Objektfeldes, gleichzeitig ist diese jedoch überlagert mit dem komplex-konjugierten Ergebnis einer Art weiteren Vorwärtspropagation (K_-) des Objektfeldes. Das hat zur Konsequenz, dass man bei Rekonstruktion des im Abstand z aufgenommenen Objektes eine gleichzeitige Überlagerung mit dem Beugungsbild des Objektes bei $2z$ erhält, Gl. 4.5.

Wie einleitend vermutet und in Abbildung 4.2 illustriert, ist das Problem nicht nur eine unscharfe Abgrenzung des Objektes aufgrund des umgebenden Halos [44, 45, 46], sondern bei ausgedehnten Objekten kommt das Auftreten artifizierlicher innerer Strukturen hinzu, wie die in der Rekonstruktion fälschlicherweise zu beobachtenden Ringe. Wie oben dargestellt resultiert das Auftreten des Zwillingsbildes aus dem Umstand, dass die Rekonstruktion behelfsmäßig nur auf Grundlage der Intensität, also dem Amplitudenquadrat A^2 des Beugungsfeldes in der Detektorebene durchgeführt wurde. Wäre dagegen das *komplette* komplexwertige Wellenfeld in der Detektorebene $A(x, y) \exp(i\beta(x, y))$ bekannt, wäre mithilfe des Sommerfeld-Kirchhoff-Integrals eine echte Rückpropagation möglich⁴. Der Umstand, dass das Zwillingsbild eine Folge des vollständigen Verlustes der Phaseninformation ist, wurde bereits früh in der Literatur gewürdigt [37, 41, 39]. Damit ist die Beseitigung des Zwillingsbildes mit dem Problem der Bestimmung der Phasenverteilung des Wellenfeldes verknüpft.

Es gab verschiedene Versuche, auf der Grundlage des Gaborschen Einstrahl-Hologrammes Wege zu finden, um das Zwillingsbild zu unterdrücken, z.B. durch Kombination zweier Hologramme mit Aufnahmeentfernungen von z bzw. $2z$ [47] oder durch Filterung im Fourierraum [48, 49]. Weiterhin wurden Mehrstrahl-Techniken vorgeschlagen, bei dem ein zusätzlicher Referenzstrahl

⁴In der Realität wäre diese Rückpropagation immer noch mit gewissen Einschränkungen verbunden, die weiter unten diskutiert werden.

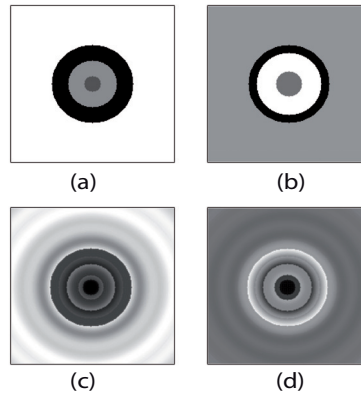


Abbildung 4.2: Simulation zur Illustration des Zwillingsbildeffektes: a),b) Amplitude und Phase eines fiktiven Objektes, bei dem Amplituden- und Phasengrenzen nicht übereinstimmen; c),d) rekonstruierte Amplitude und Phase, wie sie sich bei einer Rekonstruktion von der Intensität des Beugungsbildes bei 0.2m ergeben würde.

Verwendung findet. So wurde beispielsweise von Gabor ein Aufbau zur effektiv vollständigen Aufnahme des komplexwertigen Wellenfeldes mittels gleichzeitiger Aufnahme zweier Hologramme beschrieben [39]; dabei unterscheiden sich die Hologramme durch einen Unterschied von $\pi/2$ in der Phasendifferenz zwischen Beugungsfeld und Referenzfeld, so daß sich bei geeigneter Überlagerung der beiden Rekonstruktionen eine korrekte Rekonstruktion des komplexwertigen Wellenfeldes ohne Zwillingsbild ergibt. Wirklich durchgesetzt hat sich in der analogen Holographie allerdings nur die von Leith und Upatnieks entwickelte *off-axis*/Zwei-Achsen-Holographie [40, 41]. Dabei fallen das Beugungs- und das Referenzfeld nicht mehr kollinear auf die Sensorfläche, sondern sie bilden einen Winkel. Dadurch bilden sie z.B. im Fall ebener Wellen ein moduliertes Kosinusgitter [50], d.h. es ergibt sich eine Art räumlicher Trägerfrequenz, die durch das Objekt moduliert ist, und für die das reelle Bild und sein Zwillingsbild verschiedene Seitenbänder darstellen. Dies führt in der Rekonstruktion bei hinreichend großen Winkeln (d.h. einer hinreichend großen Trägerfrequenz) zu einer lateralen Verschiebung von Bild und Zwillingsbild gegeneinander. Damit kann das reelle Bild bei ausreichender räumlicher Trennung praktisch ohne Überlagerung durch seinen Zwilling beobachtet werden.

Die in der digitalen Holographie zum Einsatz kommenden Bildsensoren besitzen wie eingangs ausgeführt im Vergleich zu holographischem photochemischem Film nur sehr grobe Sensorelemente im Mikrometerbereich. Damit wird die sinnvolle Verwendung der Trägerfrequenztechnik zumindest im Fall ebener Wellen schwierig, da die entsprechend niedrige Trägerfrequenz eine ausreichende räumliche Trennung kaum erlaubt und durch große Objektentfernungen und geringe Objektgrößen ausgeglichen werden muß [36]. Allerdings ist in der Fourierdomäne eine direkte Isolierung des gewünschten Seitenbandes möglich, besonders für krümmungsangepaßte divergierende Wellenfronten wie im Fall der Fourier-Holographie [26, 51, 52, 53], aber auch im Fall einfacher ebener Wellen als Referenzwellen [54, 55]. Allerdings bedeutet ein Ausschneiden des Seitenbandes grundsätzlich einen Verlust der hohen Frequenzen und damit einen potentiellen Auflösungsverlust [54, 56]. Eine zweite Sorte von Verfahren, die in der digitalen Holographie Anwendung findet, ist ähnlich der von Gabor vorgeschlagenen Methode die Aufnahme mehrerer Hologramme eines Objektes unter Veränderung der Phase des Referenzstrahls [57, 58] oder auch einer zusätzlichen Aufnahme der Objektintensität ohne Referenzstrahl [59], um so

die vollständige Information des Wellenfeldes, Amplitude und Phase, zu bestimmen. Obwohl es also technische Lösungen für das Problem der Phasenbestimmung in Form komplexerer Aufbauten gibt, findet in der Praxis der durch seine Einfachheit robuste Gaborische *Inline*-Aufbau weiter Verwendung und stellt für bestimmte Anwendungen sogar die einzige Möglichkeit dar. Dies ist insbesondere der Fall für holographische Anwendungen in den Bereichen des elektromagnetischen Spektrums, in denen es keine optischen Elemente z.B. zur Erzeugung eines separaten Referenzstrahls gibt oder diese die Kohärenz des Wellenfeldes beeinträchtigen. Beispiele hierfür sind Holographie im Röntgenbereich [60], Holographie unter Verwendung interner Quellen durch Streuung von Röntgen- oder γ -Strahlung oder Röntgenfluoreszenz [61, 62, 63]. Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachtete Feld-Anwendung, die Abbildung luftgetragener Teilchen in situ [19, 21] konnte aus den in Kapitel 2 kein Zweistrahl Aufbau realisiert werden. Zudem bietet der Einstrahl Aufbau ebenfalls gewisse Vorteile, da in der Praxis Einfachheit und Robustheit als zentrale Anforderungen an Feldmeßinstrumente zu stellen sind⁵.

Das Modellverfahren für die Phasenbestimmung a posteriori ist ein iterativer Algorithmus, der nach seinen Entwicklern als „Gerchberg-Saxton“-Algorithmus bezeichnet wird [64]. Der Algorithmus und verschiedene Abwandlungen sind weiter unten beschrieben. Die grundsätzliche Idee des Algorithmus’ und seiner Abwandlungen ist es, ein komplexwertiges Feld, das in zwei verschiedenen, z.B. durch die Fouriertransformation verbundenen Domänen teilweise bekannt ist, zwischen diesen beiden Domänen iterativ hin- und herzutransformieren und dabei jeweils die von vornherein bekannten Teilinformationen als Randbedingungen einzusetzen. In der Originalfassung sind die Domänen durch die Fouriertransformation verbunden, und die Amplitude des Wellenfeldes ist in den beiden Domänen bekannt. Der Algorithmus umfaßt dann die folgenden Schritte:

- Initialisierung, indem die bekannte Amplitudenverteilung in einer Domäne mit einer zufälligen Phasenverteilung versehen wird;
- Fouriertransformation, um in die zweite Domäne zu wechseln;
- Austausch der durch die Transformation erhaltenen Amplitude gegen die in der zweiten Domäne bekannte Amplitude unter Beibehaltung der errechneten Phasenwerte;
- Rücktransformation, um wieder in die erste Domäne zu gelangen;
- Austausch der durch die Rücktransformation erhaltenen Amplitude gegen die in der ersten Domäne bekannte unter Beibehaltung der errechneten Phasenwerte;
- Wiederholung beginnend beim zweiten Schritt.

In der Folge von Gerchberg und Saxtons Veröffentlichung wurden in verschiedenen Kontexten, u.a. im Bereich der Astronomie, Kristallographie und Röntgenholographie aber auch mit Bezug auf optische Holographie von Partikelfeldern, verschiedene Abwandlungen vorgeschlagen. Abhängig vom Kontext sind die Domänen dabei entweder direkt durch Fouriertransformation miteinander verknüpft oder durch Faltung mit einer Funktion, die die Ausbreitung eines

⁵Daneben ist zumindest eine sequentielle Aufnahme von Hologrammen zur Phasenbestimmung [57] aufgrund der Objektbewegung im allgemeinen nicht möglich, während auch eine simultane Aufnahme wieder einen Zweistrahl Aufbau erfordert und im Fall der Notwendigkeit feste Phasendifferenzen einzuhalten, größere Ansprüche an die Stabilität stellt.

kohärenten Lichtfeldes beschreibt. Dabei wurden, ebenfalls in Abhängigkeit vom Kontext, verschiedene Randbedingungen vorgeschlagen, die die Anwendbarkeit der Algorithmen zum Teil auf Fernfeldbedingungen oder wenig beugende/streuende Objekte beschränken [45, 65] oder auf reine Amplitudenobjekte, die nur die reelle Amplitude des Wellenfeldes beeinflussen [44, 65]. Vorgeschlagene Randbedingungen sind dabei, dass das Objekt rein reell ist (Amplitudenobjekt) [66, 67, 44, 65] oder eine Positivität des Realteiles [66, 67, 68], komplette a priori Informationen über Teile des Objektes [68], eine bestimmte Form des mathematischen Trägers (*support*) der Objektfunktion [69] eine endliche Ausdehnung des Objektes [70, 67, 45, 65, 68] und eine obere Schranke für die Amplitude in der Objektebene [44, 45]. Weiterhin wurde insbesondere in einer Abwandlung des Algorithmus nach Liu und Scott [63] ohne Beweis gemutmaßt, dass die letztgenannte Bedingung auch im Fall ebener Wellen ausreichend sei. Eine anfängliche Implementierung dieses Vorschlages im Rahmen dieser Arbeit führte nicht zum Erfolg. Abgesehen davon, dass dies in der Holographie eine völlige Abwesenheit von Objekten voraussetzt, die sich in einer anderen Entfernung befinden als das betrachtete Objekt, werden wir weiter unten sehen, dass diese Bedingung im allgemeinen zu schwach zu sein scheint. Die Forderung nach einem endlich großen, begrenzten Objekt ist zumindest implizit allen Algorithmen gemeinsam. Die meisten Algorithmen verwenden als eine Randbedingung außerdem die aufgezeichnete Intensität bzw. Amplitude; eine interessante Alternative stellt ein Algorithmus dar, der sich statt dessen die Eigenschaft zunutze macht, dass das Zwillingsbild quasi das komplexwertige Beugungsbild des Objektes in doppelter Entfernung darstellt [71, 45, 65].

Alternativ zu Gerchberg-Saxton-artigen Algorithmen wurde unter bestimmten Bedingungen auch die Durchführung einer linearen Filterung vorgeschlagen [72]. Weiterhin wurde eine mehr oder weniger direkte Implementierung des Gerchberg-Saxton-Algorithmus' beschrieben, bei der die Beugungsmuster in verschiedenen Ebenen aufgenommen wurden [73, 67, 46]. Sofern die Algorithmen überhaupt auf wirkliche Hologramme angewandt wurden, siehe z. B. [44, 63], sind dem Autor nur wenige praktische Anwendungen dieser Algorithmen bekannt, die über eine Demonstration des Prinzips hinausgehen, siehe z.B. [74] aus dem Bereich der Röntgenholographie. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein iterativer Algorithmus zur Phasenbestimmung entwickelt, der auf nicht zu große, innerhalb eines gewissen Bereichs isolierte, komplexwertige Objekte anwendbar und selbst-adaptiv bezüglich der Objektform und -größe ist. Seine Anwendung auf tatsächliche Hologramme stellt nicht nur die wohl erstmalige Anwendung einer Phasenbestimmung und Zwillingsbildbeseitigung auf optische *Inline*-Hologramme dar, die über einen reinen Prinzipienbeweis hinausgeht, sondern erlaubt auch erstmals die sinnvolle Auswertung nicht nur der vom Wellenfeld transportierten Amplitudeninformation sondern auch der Phaseninformation atmosphärischer Eiskristalle.

Im folgenden Abschnitt wird die Überlegung vorgestellt, auf deren Grundlage eine Rückgewinnung der Phaseninformation und damit eine Lösung des Zwillingsbildproblemles unter bestimmten Umständen möglich ist.

4.2 Grundlage der Phasenrückgewinnung

Wie oben ausgeführt, liegt das Problem des Zwillingsbildes darin begründet, dass in der Hologrammebene die Phaseninformation durch die auf die Intensität beschränkte Aufnahme verloren ist. Die Hologrammebene bestehe aus n Bildelementen. Dann wird das komplexwertige Beugungsfeld durch n reellwertige Amplitudenwerte A_H und durch n Phasorwerte $\exp(i\Phi_H)$

beschrieben. In der Aufnahme gehen die die Phasen Φ_n betreffenden Informationen verloren, so dass nur die Hälfte der $2n$ Parameter erhalten bleibt, die das Beugungsfeld charakterisieren⁶. Das Feld in der Objektebene, das durch die Rekonstruktion wiederhergestellt werden soll, wird im allgemeinen, wiederum durch n Amplitudenwerte A_O und n Phasorwerte beschrieben. Diese Werte sollen sich aus den in der Hologrammebene vorhandenen durch Faltung mit einer Funktion ergeben. Offenbar ist dies ein unterbestimmtes Problem, da $2n$ Parameter in der Objektebene aus nur n bekannten Parametern in der Hologrammebene errechnet werden sollen. Im allgemeinen wird es daher nicht möglich sein, eine korrekte Rekonstruktion durchzuführen, so wie die Rekonstruktion mit Präsenz des Zwillingsbildes letztlich eine falsche Rekonstruktion darstellt.

Um unter diesen Umständen eine Lösung zu finden, ist es notwendig, die Zahl der freien Parameter soweit zu verringern, bis in beiden Ebenen mindestens n Parameter bestimmt sind. Eine Möglichkeit wäre es, wie oben beschrieben von vornherein davon auszugehen, dass das Objekt rein reell ist, d.h. alle Phasoren in der Objektebene einfach auf einen konstanten Wert zu setzen. Es sollen hier jedoch keine derartig einschränkenden Annahmen gemacht werden, sondern davon ausgehen, dass das Objekt ganz allgemein durch eine komplexwertige Funktion beschrieben wird.

Wir nehmen statt dessen an, dass das Objekt endlich ausgedehnt und nicht zu groß im Vergleich zur Hologrammfläche ist, sowie dass es isoliert in dem Sinne sei, das sich in der Ebene des betrachteten Objektes in seiner Nähe keine starken Beugungsmuster aufgrund anderer Objekte befinden (Objekte in derselben Ebene können für die Betrachtung dagegen einfach als mehrteiliges Objekt aufgefasst werden). In diesem Fall besitzen wir in der Objektebene die Zusatzinformation, dass der Teil des Feldes in der Objektebene, der sich außerhalb der (zweidimensionalen) Objektgrenzen befindet, im Wesentlichen durch das beleuchtende Hintergrundfeld gegeben ist⁷. Es mögen in der Objektebene m der n Bildelemente außerhalb des Objektes, also mathematisch gesprochen außerhalb des Trägers der Distribution liegen, die das Objekt beschreibt. Dann heißt das im Fall der Beleuchtung durch ebene Wellen mit konstanter Amplitudenverteilung, daß wir von $2m$ Parametern wissen, dass sie alle denselben Wert besitzen. Damit reduziert sich in der Objektebene die Zahl der freien Parameter praktisch auf $n - 2m$, d.h. für $m \geq n/2$ ist die Zahl der freien Parameter des zu rekonstruierenden Feldes in der Objektebene gleich oder kleiner der Anzahl der n in der Hologrammebene gegebenen Parameter. Unter der Annahme, dass die Parameter in Hologramm- und Objektebene letztlich durch linear unabhängige Gleichungen verknüpft sind, sollte es damit möglich sein, eine Lösung zu finden [68].

Nun ist die Frage, wie diese Zusatzinformation in der Praxis genutzt werden kann, um die Phaseninformation wiederzuerlangen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dafür ein iterativer Algorithmus in Form eines verallgemeinerten Gerchberg-Saxton-Algorithmus' entwickelt, der im Folgenden beschrieben wird.

⁶Wenn man von monochromatischem Licht ausgeht und andere Parameter wie die Polarisation vernachlässigt, wie es durch die Beschränkung auf die skalare Beugungstheorie ohnehin geschieht, vgl. Kap. 2.

⁷Dabei behandeln wir, wie es auch sonst üblich ist, das Objekt als quasi-zweidimensional.

4.3 Iterativer Algorithmus zu Wiedergewinnung der Phaseninformation mittels einer selbstadaptiven Maske

Im ursprünglichen Gerchberg-Saxton Algorithmus wird, wie oben beschrieben, die Phasenverteilung durch Hin- und Hertransformation zwischen zwei Domänen wiedergewonnen, wobei die in den beiden Domänen bekannten Amplitudenverteilungen die n jeweils bekannten Parameter als Randbedingungen darstellen [64]. Dieses Verfahren ist hier nicht anwendbar, da ja das Feld in der Objektebene zunächst völlig unbekannt ist.

Für den hier beschriebenen Algorithmus sind die beiden „Domänen“ die Objektebene und die Hologrammebene. Die Objektebene ist dabei die Ebene in der Entfernung, in der das Objekt in der Rekonstruktion (abgesehen von der Überlagerung durch das Zwillingbild) scharf erscheint. Diese Ebenen sind nicht wie im ursprünglichen Gerchberg-Saxton-Algorithmus durch eine direkte Fouriertransformation miteinander verbunden, sondern durch die räumliche Ausbreitung des Wellenfeldes, wie sie durch das Sommerfeld-Kirchhoff'sche Beugungsintegral beschrieben wird, siehe Gl. 2.38. Dabei wird eine Ausbreitung des Wellenfeldes in Vorwärtsrichtung von der Objektebene in die Hologrammebene wie oben diskutiert durch eine Faltung mit K_- beschrieben, eine Ausbreitung in die entgegengesetzte Richtung von der Hologramm- in die Objektebene durch eine Faltung mit K_+ .

Hier wurden die folgenden Parameter verwendet: Wellenlänge $\lambda = 532\text{nm}$, Periode der Bildelemente $\Delta x = \Delta y = 6.7\mu\text{m}$, und Anzahl der Bildelemente $N_x = N_y = 2048$, wobei zur Durchführung der Faltung die Faltungskerne auf einem Gitter von 2048×2048 Elementen berechnet wurden, und die 1024×1024 Elemente großen Hologramme numerisch in einen entsprechend großen Hintergrund eingebettet wurden, wie im Grundlagenkapitel erläutert.

Die Randbedingung in der Hologrammebene ist wie im ursprünglichen Gerchberg-Saxton-Algorithmus durch die Amplitudenverteilung gegeben, die durch Ziehen der Quadratwurzel aus der normalisierten Hologrammintensität gewonnen wurde. In der Objektebene dagegen ist die Randbedingung wie in Abschnitt 4.2 beschrieben durch die Zusatzinformation gegeben, dass das Feld in der Objektebene abgesehen vom Objekt selbst überall gleich ist, wobei das Objektgebiet mittels einer Maske markiert wird. Entsprechend der Diskussion im Abschnitt 4.2 würde man erwarten, daß es unabhängig von der konkret gewählten Maske immer möglich sein müßte, die ursprüngliche Phasenverteilung wiederherzustellen, sofern die Maske nicht einen zu großen Teil der Objektebene bedeckt. Wie weiter unten demonstriert werden wird, zeigt sich bereits in Simulationen, dass eine Maske, die nicht eng an das Objekt angepaßt ist, zu einer extrem langsamen Konvergenz und damit zu einem Stagnieren des Algorithmus bei einem unbefriedigenden Ergebnis führen kann. Gleichzeitig ist es im allgemeinen nicht unbedingt praktikabel, von vornherein eine Maske zu verwenden, die perfekt an die Form des jeweiligen Objektes angepaßt ist. Aus diesem Grund wurde eine selbständige Maskenanpassung in den Algorithmus integriert, die es im Prinzip erlaubt mit einer beliebigen Maske zu beginnen.

Der Algorithmus ist in Abbildung 4.3 in Form eines Flußdiagramms detailliert dargestellt. Er besteht neben einem Initialisierungsblock im Wesentlichen aus zwei ineinandergreifenden Prozeduren: einer Schleife zur Phasenrückgewinnung in Form eines verallgemeinerten Gerchberg-Saxton-Algorithmus' und einer Prozedur zur Anpassung der Anfangsmaske. Im Initialisierungsblock wird im Wesentlichen eine normale Rekonstruktion des Hologramms durchgeführt, wobei jedoch die Hologrammamplitude verwendet wird, nicht wie sonst üblich die Hologrammintensität. Die Prozedur zur Phasenrückgewinnung führt wie oben beschrieben eine wiederholte

Simulation der Ausbreitung des Wellenfeldes vorwärts und rückwärts zwischen Objekt- und Hologrammebene durch, wobei in der jeweiligen Ebene die oben besprochene Randbedingung zum Tragen kommt. In regelmäßigen Intervallen wird diese Schleife durch eine Routine unterbrochen, die dazu dient, die Maske besser an das Objekt anzupassen. Die einzelnen Schritte des Algorithmus' sollen im Folgenden noch etwas genauer beschrieben werden.

Beim Start des Algorithmus' wird eine Maske eingelesen, die den Objektbereich in der Objektenebene „abdeckt“. Diese Maske wird am Ende des Initialisierungsblocks, nach erfolgter Rekonstruktion, dazu verwendet, das Feld in der Objektebene in ein Hintergrundfeld $U_0^{\text{Hg}}(x, y, 0)$ und ein Objektfeld $U_0^{\text{Obj}}(x, y, 0)$ aufzuteilen:

$$U_0^{\text{Hg}} = \begin{cases} 0 & \forall (x, y) \in \text{Maske} \\ \sum_{(x,y) \notin \text{Maske}} U(x, y, 0)/N & \forall (x, y) \notin \text{Maske}, \end{cases} \quad (4.6)$$

and

$$U_0^{\text{Obj}} = \begin{cases} U(x, y, 0) & \forall (x, y) \in \text{Maske} \\ 0 & \forall (x, y) \notin \text{Maske}, \end{cases} \quad (4.7)$$

wobei N die Anzahl der Bildelemente (der Träger) außerhalb der Maske ist, und $(x, y) \in \text{Maske}$ die von der opaken Maske bedeckten Punkte sind. Diese Felder werden getrennt behandelt. Das so gewonnene, provisorische Objektfeld wird direkt in die Hologrammebene vorwärtspropagiert. Dort bildet es gewissermaßen den ersten Beitrag zu einer im Lauf der Phasenrückgewinnung sich entwickelnden Reihe $\tilde{U}_z^{\text{Obj}}(\xi, \eta, z)$, die das tatsächliche, vom Zwillingbild befreite Objektfeld in der Hologrammebene immer besser beschreiben soll. Auf das Hintergrundfeld wird die Randbedingung der Objektebene angewandt, die Uniformität des Hintergrundes, indem das Hintergrundfeld durch seinen komplexwertigen Mittelwert ersetzt wird, siehe Gl. 4.6. Dieses gemittelte Feld wird nun ebenfalls in die Hologrammebene vorwärtspropagiert. Sie bildet das Hologrammebenen-Hintergrundfeld $\tilde{U}_z^{\text{Hg}}(\xi, \eta, z)$, das bis zur nächsten Änderung der Maske verwendet werden wird.

Der Algorithmus zur Phasenrückgewinnung setzt nun zunächst die in der Hologrammebene geltende Randbedingung um, dass die Feldamplitude dort der Quadratwurzel aus der aufgetzeichneten Intensität entsprechen muß. Dazu werden $\tilde{U}_z^{\text{Obj}}(\xi, \eta, z)$ und $\tilde{U}_z^{\text{Hg}}(\xi, \eta, z)$ zu einem Gesamtfeld addiert, dessen Amplitude A_z^{tot} dann gegen die Hologrammamplitude \hat{A}_z^{Hol} ausgetauscht wird. Von diesem neuen Feld, das nunmehr der Randbedingung der Hologrammebene entspricht, werden $\tilde{U}_z^{\text{Obj}}(\xi, \eta, z)$ und $\tilde{U}_z^{\text{Hg}}(\xi, \eta, z)$ wieder abgezogen. Das übrig bleibende Korrekturfeld $\Delta\tilde{U}$ wird dann wieder zurück in die Objektebene propagiert. Da wir annehmen, dass das Hintergrundfeld bekannt und gleich dem Feld ist, das anfangs durch die Mittelung ermittelt wurde, wird die Randbedingung der Objektebene jetzt angewandt, indem das rückpropagierete Differenzfeld außerhalb der Maske gleich Null gesetzt wird, siehe Gl. 4.7, und nur das Feld innerhalb der Maske als neuer Beitrag zur Näherung des Objektfeldes wieder vorwärtspropagiert und zu $\tilde{U}_z^{\text{Obj}}(\xi, \eta, z)$ addiert wird. An dieser Stelle schließt sich der Kreis, indem wieder $\tilde{U}_z^{\text{Obj}}(\xi, \eta, z)$ und $\tilde{U}_z^{\text{Hg}}(\xi, \eta, z)$ addiert werden und die Amplitude ausgetauscht.

Die Grundidee ist hier also, dass das wirkliche Objektfeld durch die Ausgangsrekonstruktion und eine Reihe immer kleinerer Korrekturterme beschrieben werden kann, die durch Anwendung der Randbedingungen in Objekt- und Hologrammebene gewonnen werden. Der Algorithmus zur Phasenrückgewinnung endet nach einer gewissen Anzahl von Iterationen und das sich ergebende komplexwertige Hologramm wird gespeichert.

Nach einer gewissen Anzahl von Durchgängen des Algorithmus' zur Phasenrückgewinnung, wird

dieser jedoch durch die Routine der Maskenanpassung unterbrochen, die ebenfalls als Schleife gestaltet ist. Die Maske hat ja die Funktion, in der Objektebene den Objektbereich zu markieren. Daher wird zu Beginn der Maskenanpassung das *Gesamtfeld* von der Hologramm- in die Objektebene zurück propagiert. Unter Benutzung der aktuellen Maske werden nun die Mittelwerte von Phase und Amplitude des Hintergrundes bestimmt. Dann werden diejenigen Randpunkte von der Maske entfernt, in denen die Amplituden- *und* die Phasenwerte näher an den Hintergrundwerten liegen als vorgegebene Schwellen. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis keine oder nur noch wenige Randpunkte im aktuellen Durchgang entfernt wurden. Am Ende der Anpassungsroutine wird die neu gewonnene Maske zur Unterscheidung von Hintergrund- und Objektfeld verwendet, um wie am Ende des Initialisierungsblocks ein mittleres Hintergrundfeld und den ersten Term des neuen Objektfeldes $\tilde{U}_z^{\text{Obj}}(\xi, \eta, z)$ zu bestimmen, und die Phasenrückgewinnung beginnt von Neuem.

Der hier entwickelte Algorithmus macht keine Annahmen bezüglich einer eventuellen Reellwertigkeit des Objektes und ist damit prinzipiell für alle komplexwertigen Objekte geeignet. Für eine erfolgreiche Maskenanpassung sind allerdings klare Kanten erforderlich, so daß die Anwendung auf Objekte, die eine deutliche Tiefenausdehnung haben und deswegen nicht in allen Teilen scharf abgebildet werden können, unter Umständen problematisch ist; allerdings wurde beobachtet, dass der Algorithmus recht robust gegen eine geringe Unschärfe zu sein scheint. Außerdem sollte der tatsächliche Hintergrundwert rund um das Objekt möglichst den Annahmen entsprechen, d.h. uniform sein und möglichst nicht durch ausgeprägte Beugungsmuster anderer Objekte moduliert sein.

In ersten Versionen wurde die getrennte Behandlung von Objekt- und Hintergrundfeld nicht so streng durchgeführt, wie hier beschrieben, sondern das Hintergrundfeld wurde einfach in jeder Iteration wieder gemittelt. Dies scheint auch möglich zu sein, allerdings wurde aus konzeptuellen Gründen letztlich die hier beschriebene Fassung implementiert, da so leichter darstellbar ist, dass der Algorithmus nicht divergiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sehr krude Anfangsmasken verwendet, die die Robustheit des Algorithmus' unterstreichen. Zukünftig wäre es jedoch vorzuziehen, die Masken automatisch von binarisierten und evtl. dilatierten [75] Rekonstruktionen abzuleiten, um so einen einfacheren und besseren Ausgangspunkt zu haben. Ein nützliches Kriterium zum automatisierten Beenden des Programmes ist eine anhaltende Stagnation der Maskenanpassung.

Schließlich sollen noch einige technische Hinweise erfolgen. Wie in [21] beschrieben, werden die Hologramme zunächst auf einen Hintergrundwert von ungefähr 1 normiert. Für die Durchführung der Faltung werden die aus 1024×1024 Bildelementen bestehenden Hologramme in eine 2048×2048 große Matrix mit einem Hintergrundwert von 1 eingebettet. Die Faltungskerne wurden ebenfalls auf einem 2048×2048 -Raster berechnet⁸ und so normalisiert, dass der Hintergrundwert von 1 bei der Faltung erhalten bleibt. Nach jeder Iteration der Phasenrückgewinnung werden in der Hologrammebene die Werte außerhalb des eigentlichen Hologrammes durch ihren Mittelwert ersetzt, um einen Aufbau von Artefakten zu verhindern. Zusätzlich zu den hier vorgeschlagenen Randbedingungen können natürlich noch weitere verwendet werden, um die Effizienz des Algorithmus' zu steigern, eine naheliegende Möglichkeit wäre hier vielleicht eine weitere Verbesserung der Maskenanpassung, indem zusätzlich ähnlich wie in [44] z.B. auch zu hohe Amplitudenwerte $\gg 1$ als Kriterium zur Maskenanpassung verwendet werden.

Die i.a. bestehende Schwierigkeit bzw. Unmöglichkeit, die Konvergenz von Gerchberg-Saxton-

⁸Es wurden mit Blick auf den Rechenaufwand keine größeren Matrizen verwendet.

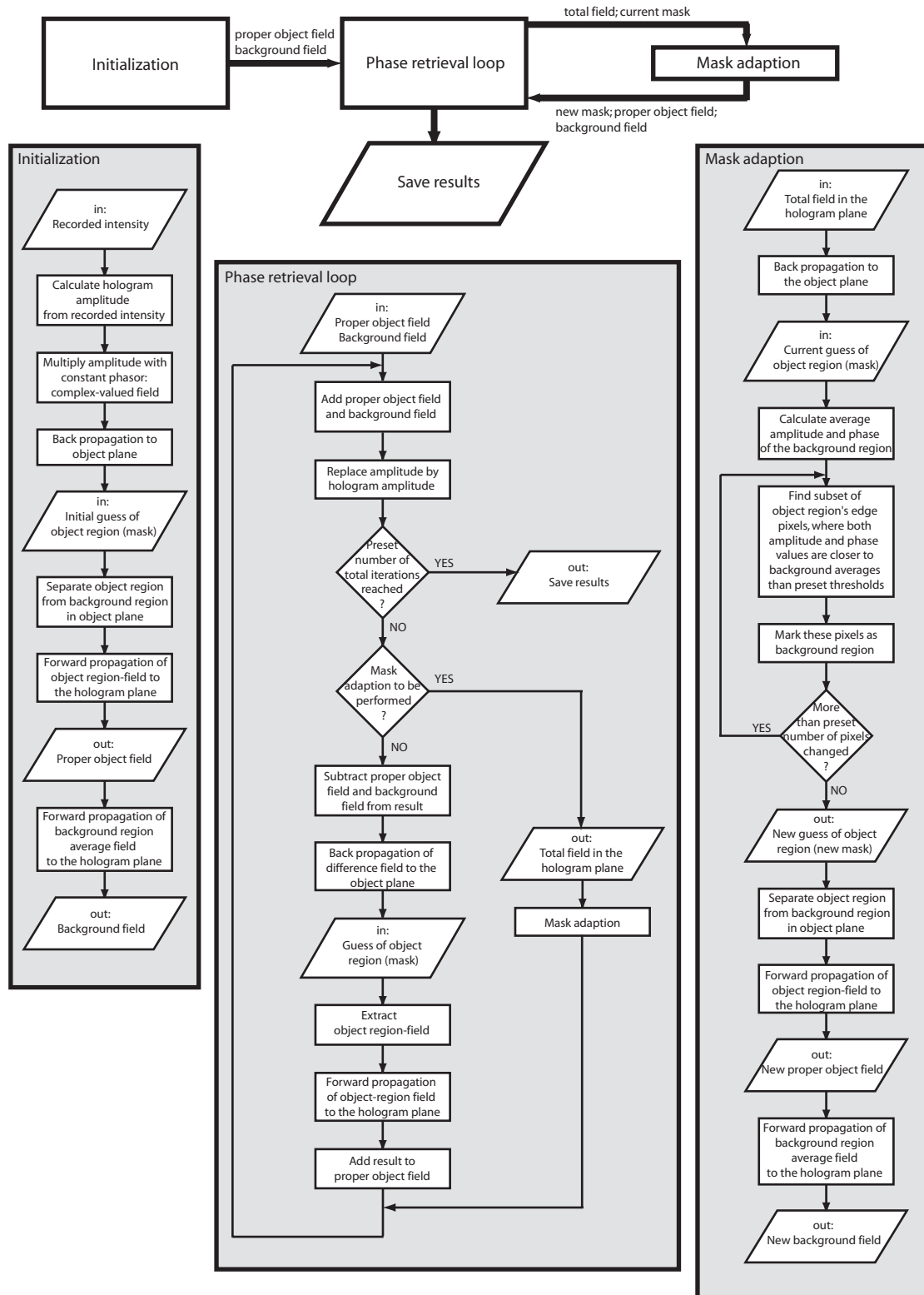


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Algorithmus' zur Phasenrückgewinnung und Maskenanpassung.

artigen Algorithmen und die Eindeutigkeit einer ermittelten Lösung über Plausibilitätsbetrachtungen hinaus zu beweisen, sind generische Probleme dieser Algorithmen [67, 76, 77]. Konsequenterweise findet sich z.T. keine Diskussion der Konvergenzeigenschaften für manche der Algorithmen [44, 45, 63], während sie sich ansonsten auf Nicht-Divergenz beschränkt [64, 67, 65], also auch eine Stagnation nicht ausschließt.

Um die Nicht-Divergenz des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Algorithmus plausibel zu machen, bemerken wir zunächst, dass die Summe der Amplitudenquadrate des Gesamtfeldes in Hologramm- oder Objektebene eine erhaltene Größe des Wellenfeldes ist, die wir in Analogie zu Gerchberg und Saxton [64] als „Energie“ des Wellenfeldes bezeichnen. Diese „Gesamtenergie“ bleibt während des gesamten Algorithmus’ erhalten.

Wie oben beschrieben, wird nach jeder Iteration ein Differenz- oder Korrekturfeld ΔU berechnet. Es stellt die Differenz zwischen dem der Randbedingung in der Objektebene genügendem Feld und dem Feld dar, das die tatsächliche Amplitude in der Hologrammebene berücksichtigt. Nur dieses Differenzfeld wird im nächsten Durchgang hin- und herpropagiert, während ein Teil des Wellenfeldes zu $\tilde{U}_z^{\text{Obj}}(\xi, \eta, z)$ addiert wird. Das bedeutet, dass bildlich gesprochen bei jedem Durchgang ein Teil der Energie des Systems in $\tilde{U}_z^{\text{Obj}}(\xi, \eta, z)$ „gespeichert“ wird, während die für Korrekturen verwendete „Restenergiemenge“ immer geringer wird. Damit wird ein immer größer Teil der Gesamtenergie in einem Feld gespeichert, das mit den Randbedingungen in der Objektebene vereinbar ist⁹. Gleichzeitig zeigen die mit ΔU gegebenen „Korrekturvektoren“ aber stets in Richtung einer Lösung, die auch mit der Randbedingung in der Hologrammebene vereinbar ist. Damit konvergiert das Feld auch in der Hologrammebene in Richtung einer immer besseren Lösung. Damit kann man davon ausgehen, dass für eine gegebene Maske das Wellenfeld in einem Zustand konvergiert, der die Randbedingungen in beiden Ebenen immer besser erfüllt. Allerdings kann dabei nicht ausgeschlossen werden, dass nur ein lokales Optimum erreicht wird.

⁹Aufgrund der Linearität der Faltung genügt eine Summe von Termen, die einzeln dieser Randbedingung genügen, ihr ebenfalls.

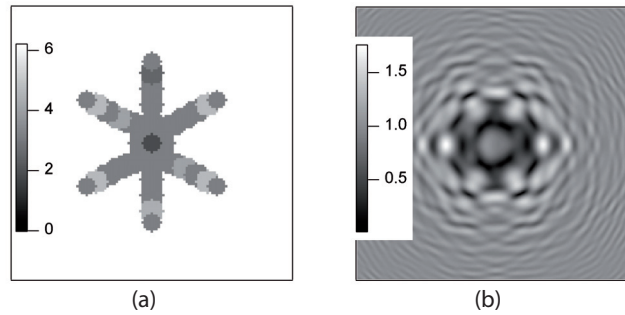


Abbildung 4.4: Ein fiktives Phasenobjekt für Testzwecke. Tafel a) zeigt die Phasenverteilung einer durch ein reines Phasenobjekt fallenden ebenen Welle (die Amplitude ist also konstant und hier nicht dargestellt), Größe des Bildausschnitts: $804\mu\text{m}\times 804\mu\text{m}$; Grauwertskala: Phasenwerte in Radian; Tafel b) zeigt einen Ausschnitt der Amplitudenverteilung, die sich in einer Entfernung von 0.072m ergeben würde. Ihr Quadrat würde dem simulierten Hologramm entsprechen, die dazugehörige Phasenverteilung würde bei der Aufnahme verloren gehen; Größe des Bildausschnittes: $1675\mu\text{m}\times 1675\mu\text{m}$, Grauwertskala: Amplitude (in beliebigen Einheiten).

4.4 Anwendung des Algorithmus' auf simulierte Hologramme

Wie im vorigen Abschnitt ausgeführt, ist ein mathematischer Beweis der Konvergenz und Eindeutigkeit der Lösung im allgemeinen nicht möglich. Daher ist es wichtig, den Algorithmus durch Anwendung auf ein Problem zu verifizieren, dessen Lösung bekannt ist. Zu diesem Zweck wurde z.B. das Hologramm eines fiktiven Phasenobjektes simuliert (siehe Abb. 4.4) das die grobe Näherung eines dendritischen Kristalls darstellt. Zunächst wurde dabei ein rauschfreies Hologramm verwendet, während in einem zweiten Schritt experimentelles Rauschen zu dem simulierten Hologramm addiert wurde.

4.4.1 Ein rauschfreies simuliertes Hologramm

Das Ergebnis einer Anwendung des Algorithmus' auf das in Abb. 4.4 wiedergegebene Hologramm ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Maskenanpassung fand nach dem 11. und dann nach jedem 10. Durchgang der Phasenrückgewinnung statt. Die Schwellwerte für die Amplitude bzw. Phase betragen dabei 0.16 bzw. 0.10 . Bei der Wahl der Schwellwerte muß stets ein Kompromiß eingegangen werden zwischen einer raschen Maskenanpassung und der Forderung, dass sie nicht die Objektgrenze überschreitet. Zum Zeitpunkt des Verfassens dieser Arbeit dauert eine solche Phasenrückgewinnung mehrere Stunden.

Wie man von der Darstellung in der Einleitung erwarten würde, führt eine gewöhnliche Rekonstruktion, für die man implizit einfach eine konstante Phasenverteilung in der Hologrammebene annimmt, zu einer stark verfälschenden Darstellung der inneren Struktur. Dies wird hier insbesondere bei Betrachtung der rekonstruierten Amplitude deutlich, die ja eigentlich konstant und uniform sein sollte. Tafeln e) und f) zeigen das Ergebnis der Rückpropagation des nach Anwendung des in dieser Arbeit entwickelten Algorithmus' erhaltenen komplexwertigen Hologrammes. Hier ist die Amplitude abgesehen von den Phasengrenzen (siehe Abschnitt 4.7) praktisch konstant und die Phasenverteilung stellt eine korrekte (allerdings konjugierte) Repräsentation der

Originalphasenverteilung dar. Das Problem einer möglichen Phasenkonjugation liegt generisch in der Symmetrie des Problems begründet [70, 69, 77].

Um das Ergebnis verschiedener Durchgänge zu vergleichen, können Fehler in Form von Verletzungen der Randbedingungen in der Objekt- bzw. Hologrammebene definiert werden. So könnte man für die Objektebene die mittlere Summe der Werte, die außerhalb des Objektes liegen, als Fehler definieren:

$$V_O = \left(\sum_{(x,y)} A_o(x,y) \right) / N, \quad \forall (x,y) \notin \text{Maske}, \quad (4.8)$$

wobei $A_o(x,y)$ die Amplitude in der Objektebene ist und N die Anzahl der außerhalb der Maske gelegenen Punkte ist. Für die Hologrammebene verwendet man typischerweise die Definition:

$$V_z = \left(\sum_{(\xi,\eta)} \left| \tilde{A}_z(\xi,\eta) - \hat{A}_z^{\text{Hol}}(\xi,\eta) \right| \right) / N_t, \quad \forall (\xi,\eta), \quad (4.9)$$

wobei $\tilde{A}_z(\xi,\eta)$ die berechnete Amplitude ist, während $\hat{A}_z^{\text{Hol}}(\xi,\eta)$ wie oben die tatsächliche Hologrammamplitude darstellt, N_t ist die Gesamtpixelzahl. Abbildung 4.6 stellt V_O und V_z für die Rekonstruktion des simulierten Hologramm dar. Für eine gegebene Maske (die ausgeprägten Maxima sind eine Folge der Maskenanpassung), werden die „Fehler“ wie erwartet immer kleiner, während ihr Niveau sich zwischen den verschiedenen Maskenanpassungen verändern kann. Die lokale Steigung des Fehlerverlaufs kann als Kriterium für die automatisierte Auslösung einer Maskenanpassung verwendet werden. Der Umstand, dass selbst in der rauschfreien Simulation das Endniveau des Fehlers in der Hologrammebene kein globales Minimum darstellt, deckt sich mit z.T. ähnlichen Beobachtungen für andere Algorithmen [67]. Eine mögliche Ursache neben der Möglichkeit, dass der Algorithmus möglicherweise nur ein lokales Optimum erreicht hat, wäre der nicht-ideale Faltungskern wie weiter unten beschrieben.

Entsprechend der in Abschnitt 4.2 entwickelten Theorie sollte jede Maske eine korrekte Phasenrückgewinnung ermöglichen, sofern sie nicht einen zu großen Teil der Objektebene bedeckt. Tatsächlich ist dies jedoch unter Umständen nicht praktikabel, wie Abbildung 4.7 illustriert: Während nach 100 Iterationen mit einer groben Maske das Ergebnis insbesondere mit Blick auf die Amplitude immer noch sehr unbefriedigend ist, ist das Ergebnis unter Verwendung einer exakten Maske bereits nach 20 Iterationen deutlich besser. Obwohl es natürlich unter Umständen einfacher wäre, einfach eine grobe Maske zur Markierung der Objektregion zu verwenden, kann dies in der Realität zu einem extrem ineffizienten und damit langwierigen Verlauf der Phasenrückgewinnung führen. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine automatische Maskenanpassung entwickelt, die eine grobe Maske schrittweise in eine relativ exakte überführt.

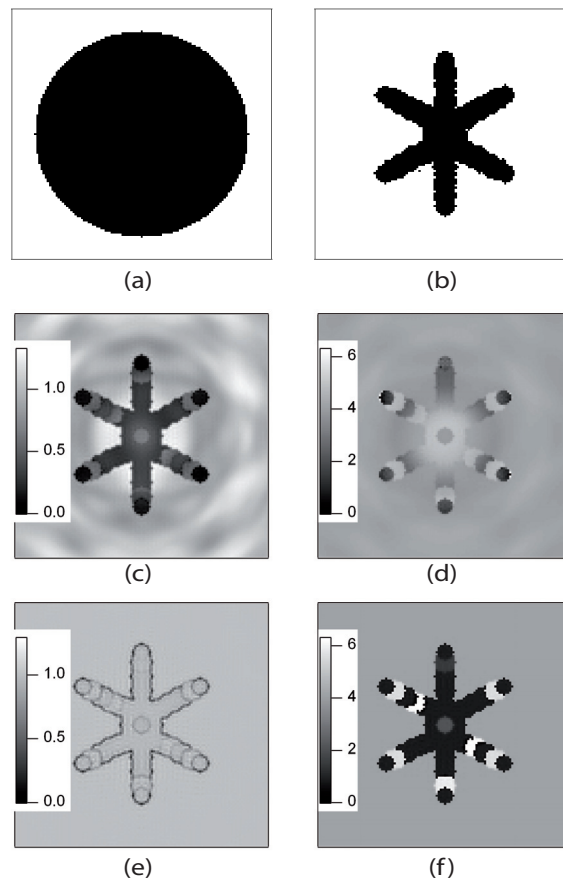


Abbildung 4.5: Anwendung des im Rahmen der Arbeit entwickelten Verfahrens auf ein simuliertes, rauschfreies Hologramm (305 Durchgänge). Tafeln a) und b): die Anfangsmaske und die automatisch angepaßte Maske nach 305 Durchgängen; Tafeln c) und d): Amplitude und Phase der Rekonstruktion unter der konventionellen Annahme einer uniformen Phasenverteilung; Tafeln e) und f): Amplitude und Phase der Rekonstruktion unter Verwendung der durch Anwendung des Verfahrens gewonnenen Phasenverteilung; die Gebiete konstanter Phase sind invertiert aber gut erkennbar, vgl. Abb. 4.4a). Die Grauwertskaleten geben die Phasenwerte in Radian bzw. die normalisierten Amplitudenwerte an.

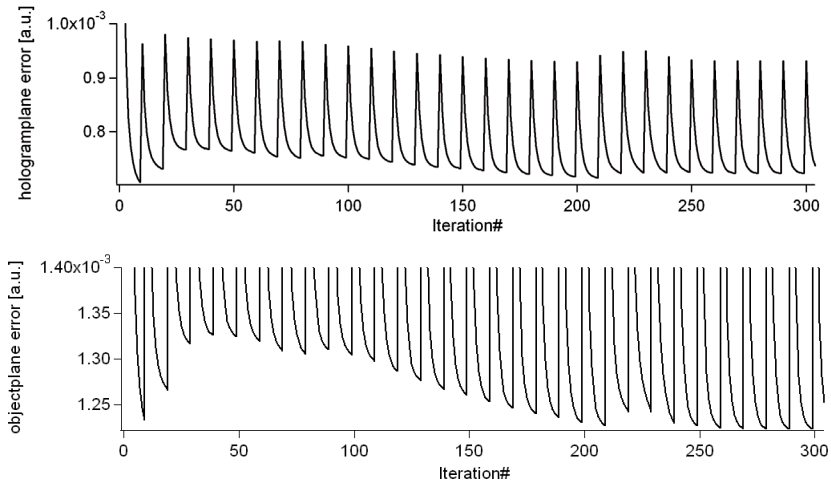


Abbildung 4.6: Verlauf der im Text definierten Verletzungen der Randbedingungen V_z und V_O .

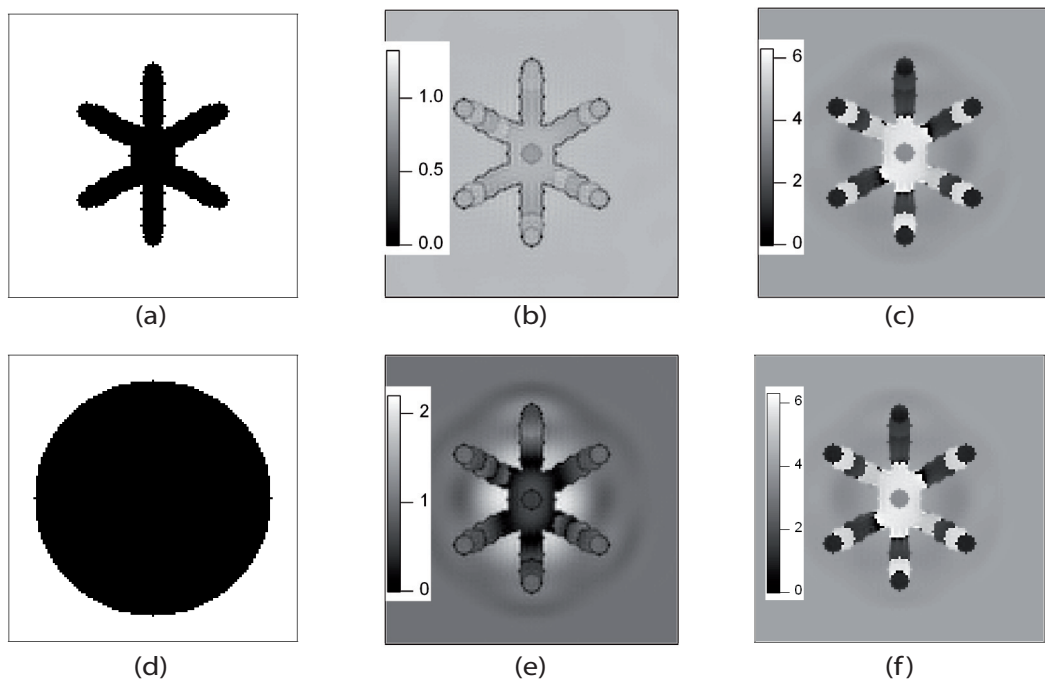


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Effizienz des Verfahrens von der Genauigkeit der Maske (ohne Maskenanpassung): a) perfekte Maske; Tafeln b) und c): rekonstruierte Amplituden- und Phasenverteilung nach 20 Iterationen mit Maske a); d) grobe Maske; Tafeln e) und f): Amplituden- und Phasenverteilung nach 100 Durchgängen mit Maske d). Man sieht insbesondere in Tafel e), dass die resultierende Amplitudenverteilung weit von einer gleichförmigen Amplitude entfernt ist. Die Phasenwerte sind in Radian gegeben, die normalisierten Amplitudenwerte in willkürlichen Einheiten.

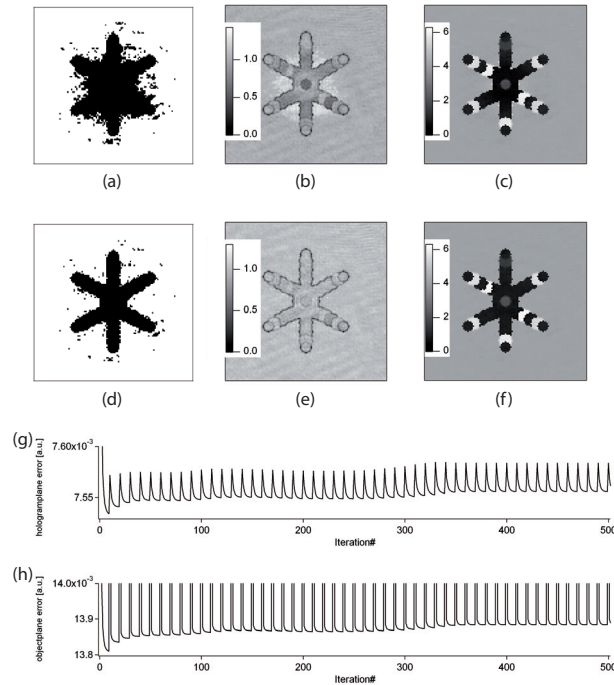


Abbildung 4.8: Anwendung des Verfahrens auf ein simuliertes Hologramm mit addiertem experimentellen Rauschen: a) angepasste Maske nach 305 Durchgängen; Tafeln b) und c) rekonstruierte Amplituden- und Phasenverteilung nach 305 Durchgängen; d) angepasste Maske nach 503 Durchgängen; Tafeln e) und f): rekonstruierte Amplituden- und Phasenverteilung nach 503 Durchgängen; Tafeln g) und h): Verlauf der Verletzung der Randbedingungen V_z und V_O .

4.4.2 Ein verrauschtes simuliertes Hologramm

Echte digitale Hologramme sind im allgemeinen nicht rauschfrei sondern mehr oder weniger stark von Rauschen betroffen. Dies kann beispielsweise durch Reflexionen, Kratzer oder Staub auf optischen Oberflächen verursacht werden, sowie durch elektronisches Rauschen der Bildsensoren. Um den Effekt von Rauschen auf die Phasenrückgewinnung zu untersuchen, wurde „experimentelles Rauschen“ zu dem simulierten Hologramm addiert. Dieses Rauschen wurde gewonnen, indem zwei reale „Leerhologramme“, also zwei Hologramme, auf denen keine zu untersuchenden Objekte abgebildet waren, miteinander normalisiert wurden und der Mittelwert subtrahiert wurde. Abbildung 4.8 demonstriert die Anwendung des Algorithmus' auf solcherart verrauschte Hologramme für zwei Fälle: für 305 Iterationen wie im rauschfreien Fall und für 503 Durchgänge des Algorithmus'. Abgesehen von der Addition des Rauschens und im zweiten Fall der veränderten Anzahl der Durchgänge sind alle Parameter identisch zu dem oben beschriebenen rauschfreien Fall.

Wie man der Abbildung entnimmt, steigt durch die Zugabe des Rauschens die Anzahl der Durchgänge, die notwendig ist, um ein Ergebnis zu erzielen, das dem rauschfreien Fall vergleichbar ist. Zusätzlich zeigen die Rekonstruktionen aufgrund des Rauschens eine stärkere Grobkörnigkeit. Die Größe der Verletzung der Randbedingungen V_O und V_z liegen etwa eine Größenordnung über denen im rauschfreien Fall. Während die Verletzungen wiederum für eine gegebene Maske abnehmen, *steigt* ihr Gesamtniveau mit der Anzahl der Iterationen in beiden Fällen leicht an. Insbesondere sind die Verletzungen nach 305 Iterationen kleiner als nach 503

Iterationen, während die visuell beurteilte Güte der Rekonstruktion offenbar ein gegenteiliges Verhalten zeigt. Die Ursache für den leichten Anstieg des Fehler ist hier vermutlich darin zu suchen, dass der Algorithmus implizit einen ebenen Hintergrund annimmt und das Rauschen damit nicht berücksichtigt. Der etwas paradox erscheinende Widerspruch zwischen Fehlerverlauf und Güte der Rekonstruktion ist auch für andere Algorithmen in der Literatur zu finden [67] und stellt das Konzept der Fehlerdefinition trotz seiner weiten Anwendung etwas infrage. Es bleibt festzuhalten, dass der Fehlerverlauf nicht notwendigerweise ein einfaches Maß für den Verlauf der Güte der Rekonstruktion darstellt. Tatsächlich ist der Verlauf der Maskenanpassung unter Umständen ein von dem hier entwickelten Algorithmus zur Verfügung gestelltes, besseres Maß.

Nachdem der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Algorithmus anhand simulierter Hologramme getestet wurde, soll der Algorithmus auf echte Hologramme von Eiskristallen angewandt werden.

4.5 Anwendung auf echte Hologramme

In diesem Abschnitt wird die beispielhafte Anwendung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahrens zur Entfernung des Zwillingsbildes auf wirkliche Hologramme von Eiskristallen beschrieben. Die Kristalle unterscheiden sich dabei durch die An- bzw. Abwesenheit ausgeprägter innerer Strukturen in der „normalen“ Rekonstruktion (mit Zwillingsbild), sowie durch ihre Größe und Aufnahmeentfernung, die wir durch die maximale Fresnel-Zahl [78] der Kristalle charakterisieren:

$$F_{max} = \frac{r_{max}^2}{z\lambda}. \quad (4.10)$$

Dabei sind r_{max} die halbe Maximalausdehnung des Kristalls, z die Rekonstruktionsentfernung und λ die Wellenlänge von 532nm.

Abbildung 4.9 zeigt die Masken und Rekonstruktionen eines aus zwei dendritischen Einzelkristallen bestehenden Doppelkristalls, die jeweils einen maximalen Durchmesser von 910 μ m bzw. 490 μ m besitzen. Die Rekonstruktionsentfernung beträgt $z \approx 0,072$ m. Hier wie im Folgenden wurden als Ausgangsmasken, (Tafel 4.9a), sehr einfache Kreisformen verwendet, die die Robustheit des Algorithmus' demonstrieren.

Der Doppelkristall hat eine Maximalausdehnung von ca. 1,26mm, dies entspricht einer maximalen Fresnelzahl von etwa 10,36. Das Hologramm wurde am 20. März 2006 auf der Höhenforschungsstation „Jungfraujoch“ im Rahmen der Meßkampagne „CLACE V“ in situ aufgenommen. Das Nyquist-Verhältnis (siehe 4.7.2) des Hologramms beträgt ca. 1.20, es befindet sich damit im Nyquist-Regime. Für die Maskenanpassung wurden als Schwellwerte für die Amplitude bzw. Phase die Werte 0.10 bzw. 0.11 bestimmt, die Maskenanpassung fand im 14. und dann in jedem 13. Durchgang statt. In den direkt rekonstruierten Amplituden, (Tafeln 4.9c) und e), zeichnet sich auf den einzelnen Kristallarmen ein Muster von Querstreifen ab, eine Variation der Amplitude die man in transparentem, reinem Eis so nicht erwarten würde. Darüber hinaus sind die Kristalle in ein stark ausgeprägtes Muster eingebettet, das vom Zwillingsbild herrührt.

Tafel 4.9b) zeigt das Ergebnis der automatischen Maskenanpassung, die die Form des Doppelkristalls sehr gut wiedergibt. Gleichzeitig erkennt man als Folge des Bildrauschens, dass wie in der Simulation vereinzelte Maskenpunkte außerhalb der Objekte erhalten bleiben (vgl. Abb. 4.8). Tafeln 4.9g) und h) zeigen die Amplitude und Phase, die sich nach Rekonstruktion des komplexwertigen Hologrammes ergibt, nachdem mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahren die ursprüngliche Phaseninformation in 420 Durchgängen wiederhergestellt wurde. Offenbar konnten dadurch deutliche Verbesserungen erzielt werden. Bereits auf den ersten Blick erkennt man, dass die durch das Zwillingsbild hervorgerufenen Beugungsmuster erfolgreich entfernt wurden und die Abbildung einen wesentlich höheren Kontrast aufweist. Noch entscheidender ist, dass sich bei noch näherer Betrachtung nach Entfernung des Zwillingsbildes zeigt, dass Details erkennbar werden, die vorher allenfalls zu erraten oder gänzlich durch die artifiziellen Muster unbeobachtbar waren (siehe Abb. 4.10). Dies sind beispielsweise die nunmehr deutlich erkennbaren Mittelgrate der einzelnen Kristallarme, aber auch die kreisförmig scheinenden, mit einer Größe $< 30\mu$ m gerade noch auflösbaren Strukturen an der Spitze des linken unteren Arms des größeren Einzelkristalls, bei denen es sich vielleicht um gefrorene Wolkentröpfchen handeln könnte, die durch Bereifung an den Kristall gelangten. Das Querstreifenmuster ist dagegen fast verschwunden. Betrachtet man die Eiskristalle als reine Phasenobjekte kann man sich die Sichtbarkeit dieser Strukturen als eine Phasenkontrastabbildung erklären, siehe 4.7. Falls das Eis homogen mit einem konstanten Brechungsindex ist, resultieren solche Phasensprünge aus

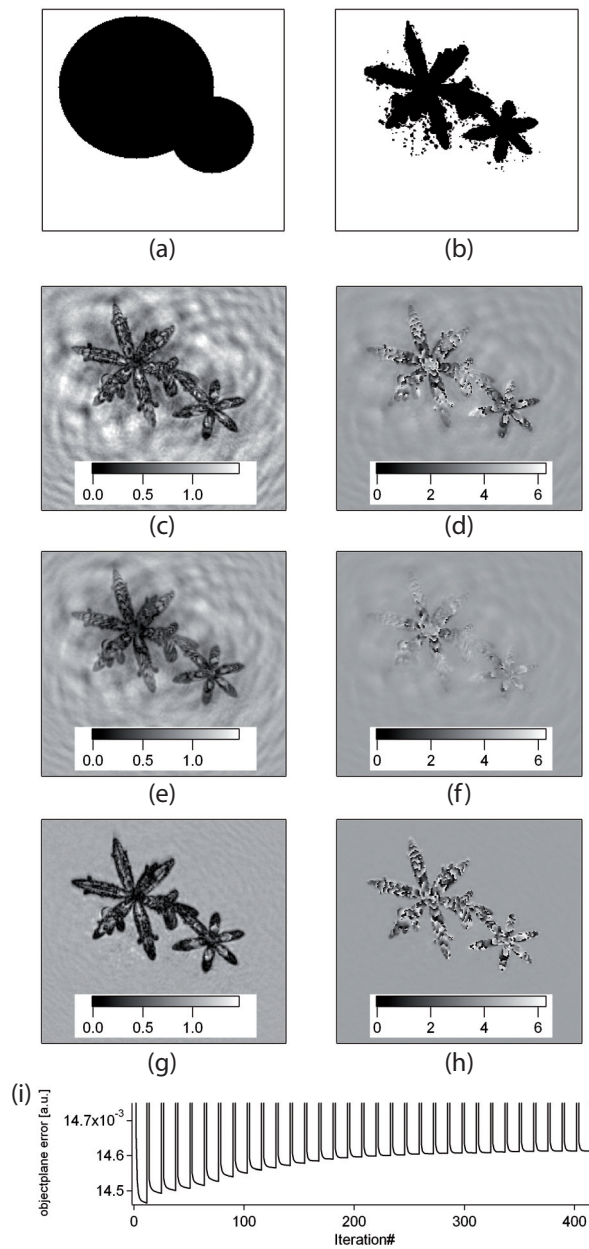


Abbildung 4.9: Anwendung des Verfahrens auf das Hologramm eines dendritischen Doppelkristalls (420 Durchgänge): a) Anfangsmaske, b) automatisch angepaßte Maske; Tafeln c) und d): Amplituden- und Phasenverteilung bei konventioneller Rekonstruktion von der Hologrammintensität; Tafeln e) und f): Amplituden- und Phasenverteilung bei Rekonstruktion von der Hologrammamplitude unter Annahme einer uniformen Phasenverteilung; Tafeln g) und h): Amplituden- und Phasenverteilung der Rekonstruktion unter Verwendung der durch Anwendung des Verfahrens gewonnenen Phasenverteilung; i) V_O . Die Amplituden sind in willkürlichen Einheiten gegeben, die Phasenwerte in Radian. Die Größe der Bildausschnitte beträgt $1,6 \times 1,6$ mm.

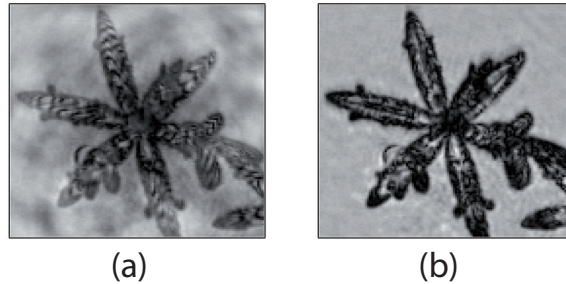


Abbildung 4.10: Vergrößerte Ausschnitte aus Abb. 4.9: a) Ausschnitt aus Tafel 4.9c); b) Ausschnitt aus Tafel 4.9g). Die Größe der Bildausschnitte beträgt $871\mu\text{m}\times 871\mu\text{m}$.

plötzlichen Unterschieden in der durchleuchteten Dicke des Eises (sofern die Unterschiede nicht gerade ein Vielfaches von 2π sind). Die kontinuierlich Variation der Phase, Tafel 4.9h), könnte man dann mit einer allmählichen Variation der Kristalldicke erklären¹⁰. Eine kontinuierliche Phasenvariation auf einer wesentlich kleineren Skala wäre vermutlich aufgrund der begrenzten Auflösung nicht beobachtbar.

Abbildung 4.11 zeigt die Rekonstruktionen von Amplitude und Phase einer kleinen hexagonalen Platte mit einem Durchmesser von ca. $120\mu\text{m}$ bei einer Rekonstruktionsentfernung von $0,155\text{m}$. Dies entspricht einer maximalen Fresnelzahl F_{max} von etwa $0,044$. Dieser Kristall wurde künstlich in der Wolkensimulationskammer „AIDA“ (*Aerosol Interactions and Dynamics in the Atmosphere*) am Forschungszentrum Karlsruhe im Rahmen der HALO01 Kampagne im Frühjahr 2007 erzeugt (Nyquist-Verhältnis des Hologramms ca. $0,56$). Die Amplituden- bzw. Phasenschwellwerte für die Maskenanpassung waren jeweils $0,09$, die Maskenanpassung wurde im 11. und dann in jedem 10. Durchgang durchgeführt.

Bei einer derart geringen Fresnelzahl $F_{max} \ll 1$ ist der Rekonstruktion im Unterschied zum vorigen Fall keine merkliche Zwillingsbildstruktur überlagert. Während eine konventionelle Rekonstruktion von der Hologrammamplitude, Tafel 4.11e), etwas verwaschen wirkt, ist die herkömmliche, wie üblich mittels der aufgezeichneten *Intensität* erfolgte Rekonstruktion praktisch identisch mit dem Ergebnis nach Anwendung des Verfahrens zur Zwillingsbildbeseitigung, insbesondere bleiben die inneren Strukturen praktisch unverändert.

Die Phasendarstellung des Kristalls zeigt zwei deutlich unterscheidbare Bereiche, deren Grenzen auch im Amplitudenbild sichtbar sind: einen inneren, in seiner Form nicht sicher auflösbaren Bereich mit Phasenwerten von etwa 5 Radian, und einen umgebenden Bereich mit Phasenwerten von etwa 2 Radian. Geht man davon aus, dass der Kristall homogen ist und eine auf der Größenordnung der Wellenlänge glatte Oberfläche besitzt, entsprechen den in der Phase deutlich getrennten Bereichen vermutlich verschiedene Kristalldicken. Rein theoretische wäre als Gedankenspiel alternativ auch die Erklärung möglich, dass beide Bereiche eine sehr kleinskalige, jeweils verschiedene Oberflächenrauigkeit aufweisen, die zu jeweils verschiedenen mittleren beobachteten Phasenwerten führt.

Dieses Beispiel demonstriert, dass für durch sehr kleine Fresnelzahlen charakterisierte Objekte die Überlagerung durch das Zwillingsbild im Objektbereich praktisch keine Rolle spielt und daher in diesem Fall keine Notwendigkeit für die Anwendung des rechenintensiven Algorithmus' zur Phaserrückgewinnung entfällt. Nichtsdestotrotz befinden sich natürlich Zwillingsbildmuster

¹⁰Die Phase kann nur modulo 2π bestimmt werden, daher die scheinbaren Phasensprünge in der Abbildung.

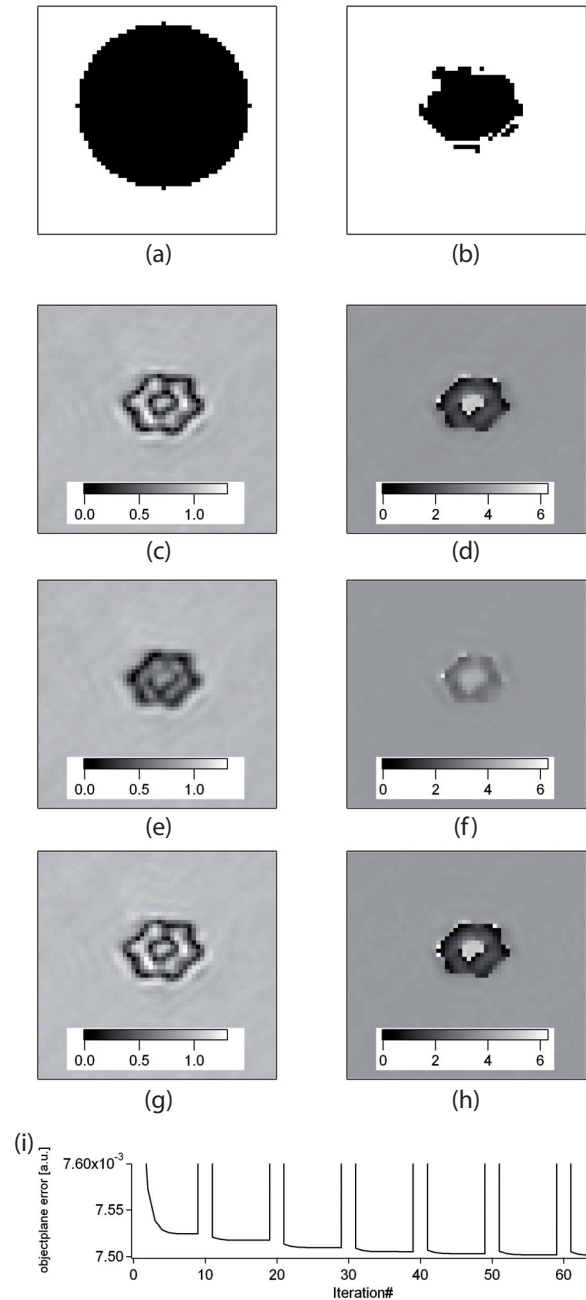


Abbildung 4.11: Anwendung des Verfahrens auf das Hologramm einer künstlich erzeugten hexagonalen Platte (65 Durchgänge): a) Anfangsmaske, b) automatisch angepaßte Maske; Tafeln c) und d): Amplituden- und Phasenverteilung bei konventioneller Rekonstruktion von der Hologrammintensität; Tafeln e) und f): Amplituden- und Phasenverteilung bei Rekonstruktion von der Hologrammamplitude unter Annahme einer uniformen Phasenverteilung; Tafeln g) und h): Amplituden- und Phasenverteilung der Rekonstruktion unter Verwendung der durch Anwendung des Verfahrens gewonnenen Phasenverteilung; i) V_O . Die Amplituden sind in willkürlichen Einheiten gegeben, die Phasenwerte in Radian. Die Größe der Bildausschnitte beträgt $369\mu\text{m} \times 369\mu\text{m}$.

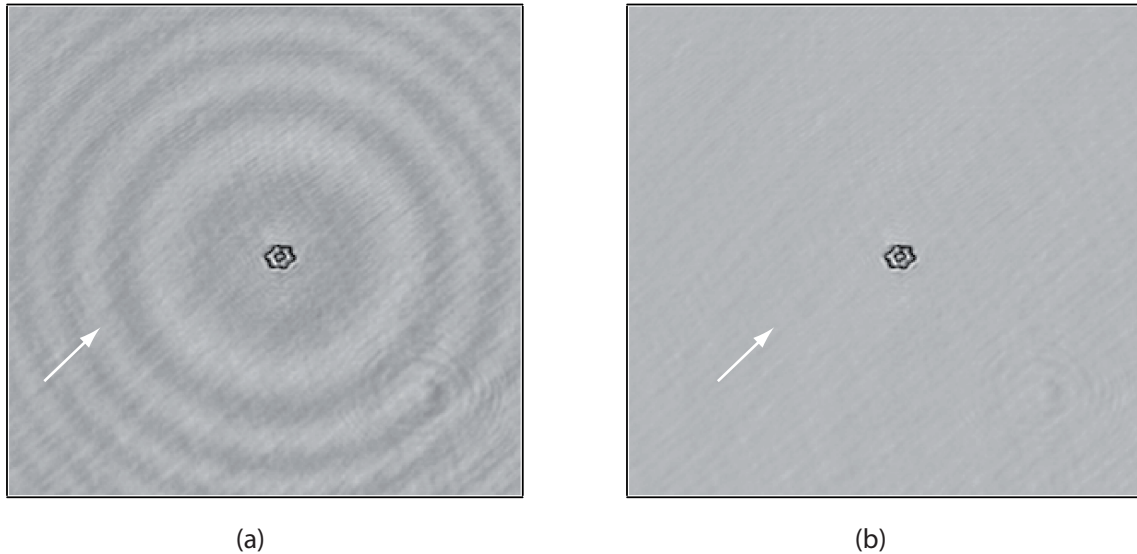


Abbildung 4.12: Entfernung des Zwillingsbildes (größere Bildausschnitte). Tafel a) entspricht Tafel 4.11c), Tafel b) entspricht 4.11g). Die Größe der Bildausschnitte beträgt jeweils $2,01\text{mm} \times 2,01\text{mm}$.

in einiger Entfernung vom Objekt (siehe Abb. 4.12), die durch das hier entwickelte Verfahren zuverlässig entfernt werden. Eine interessante Nebenbeobachtung bei Betrachtung von Abb. 4.12 ist, dass die diagonalen Hintergrundmuster und das bei der Normalisierung übriggebliebene kreisförmige Muster unten rechts auch nach Anwendung des Algorithmus erhalten bleiben. Dies legt nahe, dass die eingangs aufgestellt Forderung an eine Isolierung des Objektes nicht unter allen Umständen eine notwendige Bedingung für die Anwendbarkeit des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahrens darstellen muß.

Bei den Rekonstruktionen in Abbildung 4.13 handelt es sich wieder um einen atmosphärischen Eiskristall. Das Hologramm wurde am 21. März 2006 auf der Höhenforschungsstation „Jungfrauojoch“ in den Schweizer Alpen aufgenommen. Der Kristall („Hydrometeor“) besitzt in der Rekonstruktion eine Maximalausdehnung von etwa $1,32\text{mm}$, die Rekonstruktionsentfernung beträgt $0,0973\text{m}$. Dies entspricht einer Fresnelzahl von $F_{max} \approx 8,42$ (Nyquistverhältnis des Hologrammes: $0,89$). Bei dem hier aufgenommenen Kristall handelt es sich um einen Säulenbündel, das im Englischen auch als „bullet rosette“ bezeichnet wird [1]. Die Säulenenden werden hier durch Formen gebildet, die an dendritische Kristalle erinnern. Da die Wachstumsbedingungen für Säulen- und Dendritenwachstum mit Blick auf Temperatur und Übersättigung verschieden sind [1], ist dies ein Hinweis darauf, dass der Kristall während des Wachstums verschiedene Bedingungen erfahren hat.

Für die Maskenanpassung wurde wieder der Wert $0,09$ sowohl als Amplituden- als auch als Phasenschwellwert gewählt. Die Maskenanpassung fand im 11. und dann in jedem 10. Durchgang statt. Bezüglich der Wahl der Anfangsmaske war es notwendig, diese mit „Löchern“ in den Bereichen zu versehen, die von dem Objekt eingeschlossen werden. Dies ist notwendig, da die Maskenanpassung von sich aus (im Idealfall) keine Objektgrenzen überschreiten kann und daher „blind“ für eingeschlossene Hintergrundbereiche ist.

Wie Tafeln 4.13g) und h) durch die Abwesenheit des „Halos“ demonstrieren, konnte das Zwill-

lingsbild durch das hier vorgestellte Verfahren erfolgreich entfernt werden. Mit Blick auf die innere Struktur des Kristalls ist die Verbesserung gegenüber der konventionellen Rekonstruktion dagegen weit weniger ausgeprägt als im ersten Beispiel. Im Unterschied zum zweiten Beispiel, wo eine Anwendung des Verfahren ebenfalls kaum eine Verbesserung bzgl. der inneren Struktur brachte, ist hier jedoch die Fresnelzahl $F_{max} \gg 1$, d.h. die Überlagerung durch das Zwillingbild ist stark ausgeprägt, und es sollte im Objektbereich zunächst eigentlich nicht unbedingt vernachlässigbar sein. Ein Unterschied zu den beiden vorigen Beispielen ist jedoch, dass keine der Rekonstruktionen, auch nicht die konventionelle Rekonstruktion, überaus ausgeprägte innere Strukturen aufweist. Eine besondere Überraschung ist es dabei, dass die Phasenwerte nur gering und anscheinend unsystematisch schwanken, ohne das gesamte Intervall von 2π zu umfassen. Anders als im vorigen Beispiel stellen die Säulen natürlich keine ebenen Kristalle dar, sondern besitzen typischerweise einen hexagonalen Querschnitt, so dass man insbesondere über die Breite der Säulen entsprechend starke Phasenvariationen erwarten würde. Der Umstand, dass keine derartigen Variationen zu beobachten sind, weist möglicherweise darauf hin, dass die Annahme der Homogenität des Eises oder der Glattheit seiner Oberfläche hier nicht unbedingt zutrifft, sondern dass es so kleinskalige Phasenvariationen gibt, dass sie nicht mehr aufgelöst werden können und statt dessen nur mittlere Werte zu beobachten sind.

Während also im vorigen Beispiel die geringe Fresnelzahl mit der damit einhergehenden Bedeutungslosigkeit des Zwillingbildes kaum eine Verbesserung zuließ, scheint es hier die von vornherein bestehende Abwesenheit jeglicher beobachtbarer innerer Strukturen der Grund zu sein.

Auch wenn die Phasenrückgewinnung und Entfernung des Zwillingbildes in Abwesenheit ausgeprägter innerer Strukturen keine neuen Details enthüllen kann, kann das Verfahren zumindest der Verifikation dieses Umstandes dienen. Gleichzeitig erleichtert die Entfernung des „Halos“ um das Objekt die Segmentierung, die typischerweise den ersten Schritt in einer automatisierten Bildverarbeitung darstellt. Im Grunde könnte sogar die angepasste Maske direkt für diesen Zweck verwendet werden.

Bei näherer Betrachtung der Rekonstruktion des Säulenbündels zeigen sich einige interessante Details (siehe Abb. 4.14).

Das Ende der unteren rechten Säule scheint an seinen Ecken nicht „direkt“ in einen Dendriten ausgespreizt zu sein, wie es bei einer hexagonalen Platte der Fall wäre, sondern die Säule scheint kleine Spitzen an ihren Ecken entwickelt zu haben, auf denen der Dendrit zu sitzen scheint, (siehe Tafeln 4.14a) und b). Falls es sich hier nicht um eine optische Illusion aufgrund der zweidimensionalen Darstellung handelt, könnte man vermuten, dass die Säule an ihrem Ende zunächst hohl war und dass ein Teil dieser Säulenwand während der Formierung oder des Wachstums des Dendriten sublimierte, die diese „Spitzen“ stehen ließ. Tatsächlich deutet auch das Aussehen des Endes der oberen rechten Säule auf ein hohles Ende hin, das in der Phasendarstellung hier vielleicht noch etwas besser zu sehen ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen, dass sich durch das digital-holographische Verfahren in Verbindung mit dem hier entwickelten Verfahren zur Entfernung des Zwillingbildes, durch Unabhängigkeit von der Objektposition in der Tiefe und besonders durch Nutzung der Phaseninformation ein wesentlich größerer Informationsreichtum nutzen läßt, als mit herkömmlichen fotografischen Verfahren.

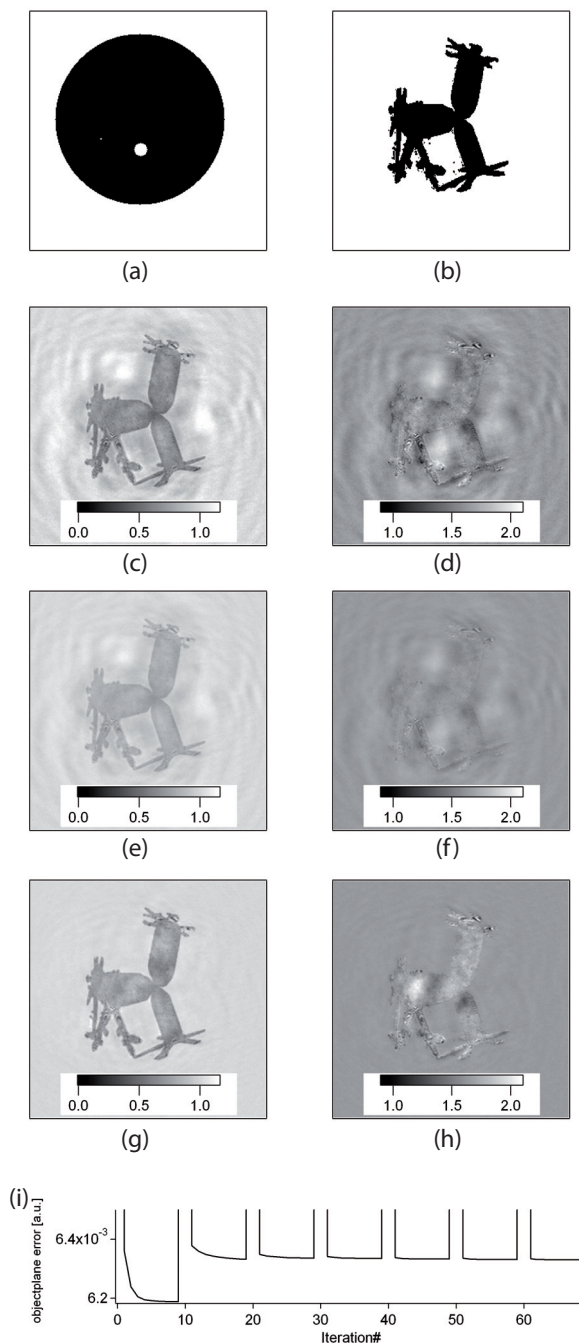


Abbildung 4.13: Anwendung des Verfahrens auf das Hologramm eines Säulenbündels (70 Durchgänge): a) Anfangsmaske, b) automatisch angepaßte Maske; Tafeln c) und d): Amplituden- und Phasenverteilung bei konventioneller Rekonstruktion von der Hologrammintensität; Tafeln e) und f): Amplituden- und Phasenverteilung bei Rekonstruktion von der Hologrammamplitude unter Annahme einer uniformen Phasenverteilung; Tafeln g) und h): Amplituden- und Phasenverteilung der Rekonstruktion unter Verwendung der durch Anwendung des Verfahrens gewonnenen Phasenverteilung; i) V_O . Die Amplituden sind in willkürlichen Einheiten gegeben, die Phasenwerte in Radian. Die Größe der Bildausschnitte beträgt $1,943 \times 1,943$ mm.

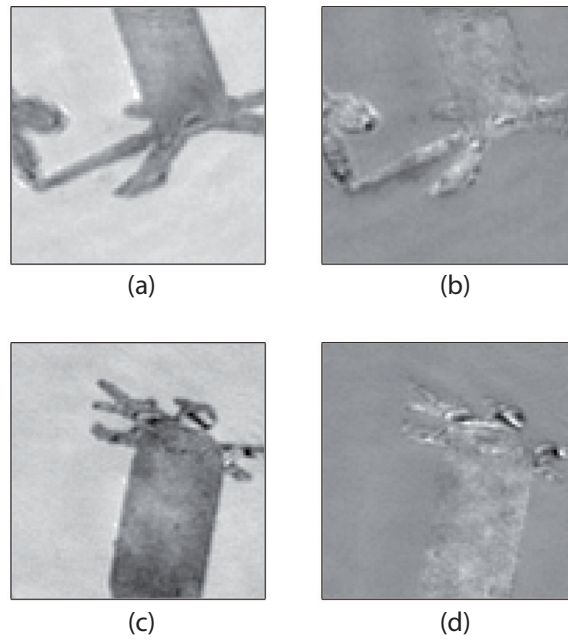


Abbildung 4.14: Vergrößerte Ausschnitte aus Abb. 4.13: Tafeln a) und c) Ausschnitte aus Tafel 4.13g); Tafeln b) und d) Ausschnitte aus Tafel 4.13h). Die Größe der Bildausschnitte beträgt $536\mu\text{m}\times 536\mu\text{m}$ für die oberen Tafeln und $603\mu\text{m}\times 603\mu\text{m}$.

4.6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit, in der nach Wissen des Autors erstmals der Versuch einer Phasenrückgewinnung bezogen auf echte Hologramme atmosphärischer Objekte unternommen wurde, wurde ein Verfahren zur Entfernung des Zwillingsbildes aus den digitalen Rekonstruktionen von Einstrahl-Hologrammen entwickelt und angewandt. Es basiert insbesondere auf der durch eine Maske vermittelten Unterscheidung zwischen einem Objekt- und einem Hintergrundbereich, wobei eine automatische Maskenanpassung stattfindet.

Um die Praktikabilität des Algorithmus zu untersuchen, wurde er zunächst auf simulierte Hologramme fiktiver Phasenobjekte ohne und mit experimentellem Rauschen angewandt. Es wurde demonstriert, dass im Rahmen iterativer Phasenrückgewinnung üblicherweise definierte Fehlermaße nicht notwendigerweise ein gutes Maß für die Güte der Rekonstruktion sind. Es wurde weiterhin herausgestellt, dass die Effizienz der Phasenrückgewinnung stark vom Grad der Übereinstimmung der Objektmaske mit der tatsächlichen Objektform abhängt.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Phasenrückgewinnung wurde beispielhaft auf in situ-Hologramme von Eiskristallen angewandt, die durch maximale Fresnelzahlen deutlich größer bzw. deutlich kleiner als 1 gekennzeichnet waren. Während in allen Fällen das Zwillingsbild erfolgreich entfernt werden konnte, hat sich eine deutliche Verbesserung bezüglich der inneren Strukturen nur in dem Fall gezeigt, dass eine hohe Fresnelzahl und eine bereits in der konventionellen Rekonstruktion deutlich erkennbare innere Strukturierung zusammentrafen. Dies scheint die Notwendigkeit der Anwendung des Verfahrens auf entsprechende Fälle zu beschränken, sofern nur die Untersuchung innerer Strukturen von Interesse ist.

Schließlich wurde noch ein interessantes Objektdetail am Übergang von einem säulenförmigen zu einem dendritischen Teil des Kristalls beschrieben.

4.7 Effekte der Einschränkungen der digitalen Holographie

Bisher wurde implizit davon ausgegangen, dass die Hologramme zwar aus diskreten Elementen aufgebaut sind, aber ansonsten *ideale* Hologramme darstellen. Diese implizite Annahme ist in der Literatur weit verbreitet und für bestimmte Anwendungen, bei denen nur geringe Ortsfrequenzen in der Hologrammebene auftreten auch näherungsweise gerechtfertigt. Streng genommen stellen digitale Hologramme jedoch alles andere als den Idealfall dar: sie sind eben und besitzen nur eine endliche, im allgemeinen sehr geringe Ausdehnung, d.h. es wird nur ein kleiner Raumwinkel erfaßt, die diskreten Bild“punkte“ liegen nicht beliebig dicht, und es handelt sich nicht einmal um Punkte sondern um ausgedehnte Flächen, deren Seitenlänge typischerweise deutlich größer ist als die verwendete Wellenlänge (in unserem Fall z.B. $6,7\mu\text{m}$ vs 532nm). Darüber hinaus können die Meßwerte nicht beliebig fein gemessen werden, sondern werden beispielsweise in unserem Fall nur durch einen von 256 Werten dargestellt (bei 8Bit/Pixel).

Hier soll eine kurze Untersuchung der Konsequenzen dieser Abweichungen vom Idealfall vorgenommen werden. Es wird gezeigt, dass dies zu einem besseren Verständnis der Rekonstruktionen digitaler Hologramme führt und zum Beispiel erklärt, warum in der Rekonstruktion der Amplitudenverteilung selbst nach Entfernung des Zwillingsbildes Phasengrenzen sichtbar werden. Darüber hinaus verweist sie auf bestimmte Fehlerquellen, die zur Divergenz iterativer Algorithmen wie des oben beschriebenen führen können. Tatsächlich war ein derartiger Effekt bei der Implementierung eines in der Literatur beschriebenen Verfahrens eine Motivation für die Entwicklung des in diesem Kapitel beschriebenen Verfahrens zur Beseitigung des Zwillingsbildes. Um die Diskussion dieser Thematik hier von den Effekten des Zwillingsbildes zu trennen, gehen wir in diesem Abschnitt davon aus, dass wir einen Sensor besitzen, der nicht nur die Intensität, sondern auch die Phase des Wellenfeldes aufzeichnen kann. Es wird also angenommen, wir kennen das komplette, *komplexwertige* Wellenfeld.

4.7.1 Endliche Sensorgröße

Das ebene Hologramm kann in der linsenlosen Holographie bei nicht zu kleinen Aufnahmeentfernungen¹¹ als die Apertur betrachtet werden, die die Auflösung der Aufnahme begrenzt [36]. Es liegt also eine durch die endliche Sensorfläche und damit endlichen Hologrammausdehnung begrenzte Auflösung vor. Die Auflösung, die ein Hologramm der Seitenlänge L erreichen kann, kann anschaulich mithilfe der Spektralanalyse abgeschätzt werden [44, 26]: Es falle in \vec{z} -Richtung eine ebene Welle $\exp(\phi(z) - \omega t)$ auf ein komplexwertiges Objekt, das wir der Einfachheit halber als eindimensional annehmen. In der Objektebene ergibt sich das Feld als Multiplikation der einfallenden Welle mit der „Objektfunktion“. Für diese Betrachtung denken wir uns die Objektfunktion in ihre Fourierkomponenten $\exp(2\pi i \nu x)$ zerlegt und betrachten jede Fourierkomponente einzeln (siehe Abb. 4.15a). Ohne Beschränkung der Allgemeinheit setzen wir zur Vereinfachung in der Objektebene $\phi(z) = 0$. Damit ergibt sich als Wellenfeld in der Objektebene:

$$u(x, 0) = \sum_{\nu} \exp(2\pi i \nu x - \omega t). \quad (4.11)$$

¹¹Bei geringen Aufnahmeentfernungen kommt die endliche Pixelperiode ins Spiel, s.u..

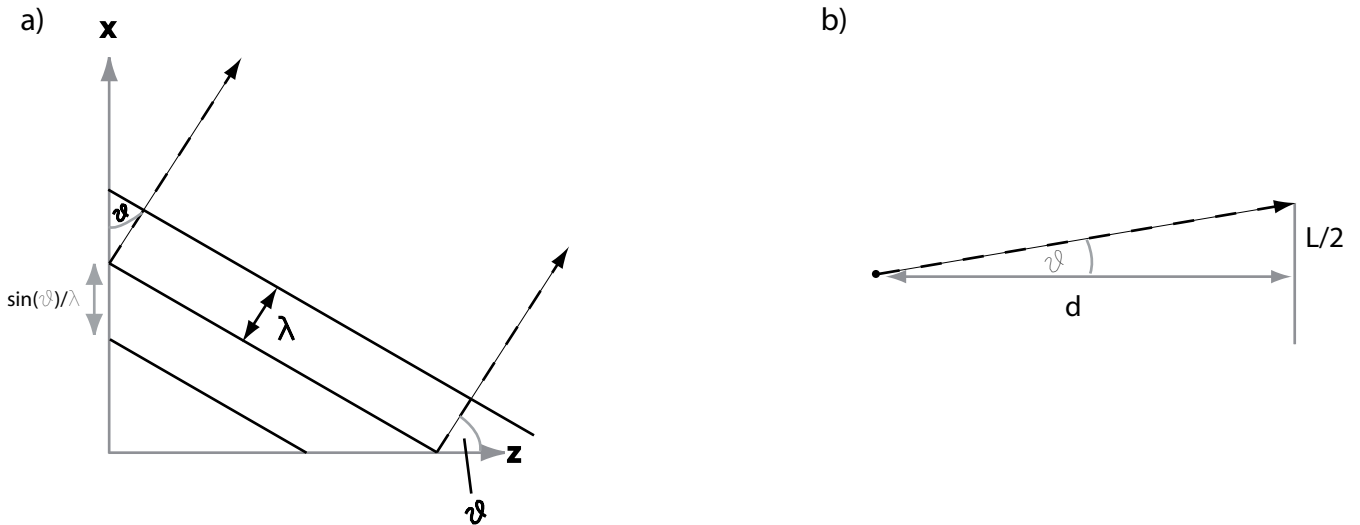


Abbildung 4.15: Zur Illustration der Spektralanalyse, a) Fourierkomponente als ebene Welle, b) begrenzte Apertur des Hologramms.

Im Weiteren werden die Zeitabhängigkeit zur Vereinfachung nicht mehr explizit geschrieben und stellvertretend nur eine einzelne Fourierkomponente betrachtet. Gleichung 4.11, gibt dann formal gerade das Feld einer ebenen Welle bei $z = 0$ an, deren parallele Wellenfronten abhängig von der Ortsfrequenz ν gegen die z -Achse geneigt sind, siehe Abb. 4.15a).

Dies kann man sehen, wenn man formal ν durch einen Richtungssinus ausdrückt:

$$\begin{aligned} 2\pi\nu x &= 2\pi \frac{\sin(\theta)}{\lambda} x \\ \nu &= \sin(\theta)/\lambda, \end{aligned}$$

wobei θ den Winkel zwischen z -Achse und Ausbreitungsrichtung der Wellenfront bedeutet. Das bedeutet: Jede Fourierkomponente der Objektfunktion kann als Ausgangspunkt einer ebenen Welle gesehen werden, die gegeben ist durch:

$$u(x, z) = \exp\left(2\pi i \left(\frac{\sin(\theta)}{\lambda} x + \frac{\cos(\theta)}{\lambda} z\right) - \omega t\right) = \exp\left(2\pi i \left(\nu x + \frac{\sqrt{1 - \lambda^2 \nu^2}}{\lambda} z\right) - \omega t\right). \quad (4.12)$$

Für die weitere Abschätzung nehmen wir vereinfachend an, dass nur die Komponenten von dem Hologramm aufgezeichnet werden können, die vom Objekt ausgehend in der Entfernung d nicht an dem Hologramm „vorbeilaufen“¹². Damit also in einer Entfernung d auf einem Hologramm der Seitenlänge L das vom Objekt in $x = L/2$ durch die Ortsfrequenz ν gebeugte Licht registriert werden kann (siehe Abb. 4.15b)) muß gelten:

$$\frac{L}{2d} \geq \tan(\theta) = \frac{\lambda\nu}{\sqrt{1 - \lambda^2 \nu^2}}, \quad (4.13)$$

¹²Das widerspricht streng genommen der Annahme ebener, d.h. unendlich ausgedehnter Wellenfronten. Eine zweite Konsequenz ist, dass das Hologramm für die Aufzeichnung von Systemen ebener Wellen, die von hohen Ortsfrequenzen ausgingen und daher unter einem großen Winkel (\rightarrow hohe Ortsfrequenz der Phasenvariation in der Hologrammebene) auf das Hologramm treffen, eine entsprechend hohe Auflösung in der Aufnahme bis hin zur Wellenlänge des Lichts aufweisen muß. Effekt der in der Realität begrenzten Aufnahmeerlöschung sind weiter unten besprochen.

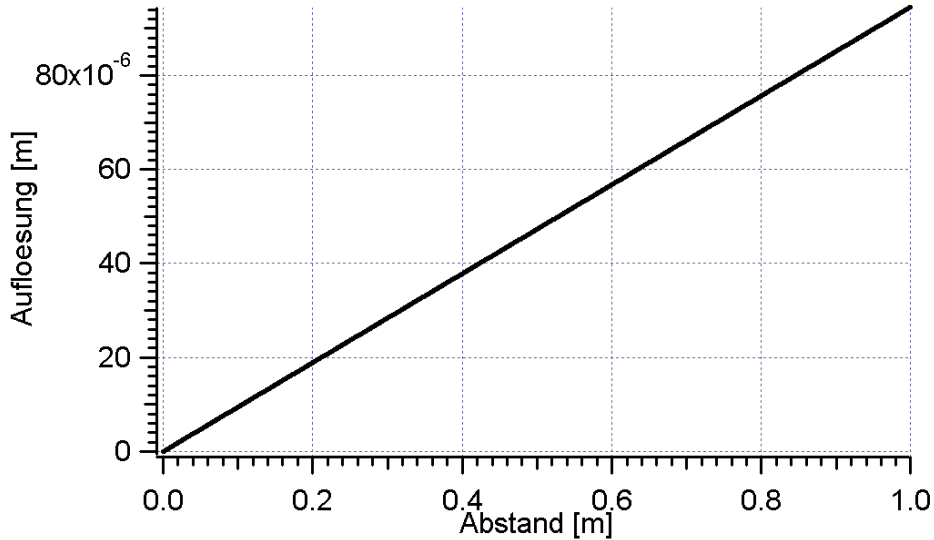


Abbildung 4.16: Berechnete Rayleigh-Auflösung in x - und y -Richtung für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Bildsensoren und Wellenlänge. Bei einem Abstand von 7,1cm entspricht die rechnerische Auflösung ungefähr der Pixelgröße von $6,7\mu\text{m}$.

$$\Leftrightarrow \nu \leq L/2d\lambda\sqrt{1 + L^2/(4z^2)} \approx L/2d\lambda \quad (4.14)$$

$$\Rightarrow \Delta x \geq 2\lambda d/L. \quad (4.15)$$

Aus Gleichung 4.13 ist ersichtlich, dass zur Aufzeichnung der höchstmöglichen Raumfrequenzen $\nu = 1/\lambda$ im Fall ebener Wellen und ebener Aufzeichnungsebenen theoretisch eine unendlich ausgehende Hologrammfläche oder eine um das Objekt gewölbte Fläche erforderlich wäre. Gleichung 4.15 gibt die ungefähre Auflösung an, die sich bei einer gegebenen Hologrammfläche erreichen läßt. Wählt man als Auflösung nicht $\delta x = 1/\nu$, d.h. den Abstand zwischen zwei Maxima von z.B. $\cos(2\pi\nu x)$, sondern ähnlich dem Rayleighschen Auflösungskriterium den Abstand zwischen Maximum und Minimum, so ergibt sich $\Delta x \approx \lambda d/L$. Diesem Wert entspricht in guter Näherung die aus praktischen Überlegungen unter Anwendung des Rayleighschen Auflösungskriteriums bestimmte eindimensionale/kreisförmige Auflösung [24, 50]:

$$\Delta x \approx 1.22 \frac{\lambda d}{L}. \quad (4.16)$$

Abb. 4.16 stellt die Rayleigh-Auflösung entlang der x - und y -Achse des Sensors dar. Zum Verständnis der Konsequenzen der begrenzten Apertur ist es praktisch, den die Ausbreitung des Lichtfeldes beschreibenden Faltungskern K_{\pm} des Sommerfeld-Kirchhoff-Integrals zu betrachten. Um dabei die Brücke zu dem oben beschriebenen iterativen Verfahren zu schlagen, propagieren wir das Feld dabei einmal vorwärts und zurück über die Distanz z , d.h. wir betrachten $K_{-+}(z)$:

$$K_{-+}(z) = K_{-}(z) \otimes K_{+}(z). \quad (4.17)$$

Damit ist die Propagation eines Wellenfeldes $U_O(0)$ von der Objektebene in die Hologrammebene in der Entfernung z und zurück:

$$U_O(0) \otimes K_{-}(z) \otimes K_{+}(z) = U_O(z) \otimes K_{+}(z) = U_O(0) \otimes K_{-+}(z). \quad (4.18)$$

K_{-+} kann damit als „Punktquellenspreizungsfunktion“ betrachtet werden, also als Komplement zu der die Auswirkung auf einen opaken Punkt beschreibenden Punktspreizungsfunktion (*point spread function*). Im Idealfall würde man erwarten, dass die Propagation des Lichtfeldes vorwärts und wieder zurück einfach wieder das ursprüngliche Lichtfeld in der Objektebene ergibt, d.h. man würde erwarten:

$$K_{-+}(z) = \delta, \quad (4.19)$$

wobei δ die δ -Distribution symbolisiert. Aufgrund der endlichen Ausdehnung des Hologramms, also des endlichen Trägers des Faltungskernes, ist Gleichung 4.19 jedoch im allgemeinen nicht erfüllt. Abbildung 4.17 zeigt den Real- bzw. Imaginärteil von K_{-+} für verschiedene Entfernungen z . Der Träger des Faltungskernes ist dabei das Minimum von $2 \cdot 1024$ Pixeln bzw. $2 \cdot r_{\text{Ng}}$ ¹³ und die Faltungskerne wurden punktweise berechnet. Wie man von einer δ -artigen Funktion erwarten würde, ist der Imaginärteil der Faltungskerne praktisch gleich Null, während der Realteil ein ausgeprägtes Maximum aufweist. Allerdings verändert sich die Form des Maximums mit zunehmender Entfernung dahingehend, dass es flacher und dafür breiter wird. Das spiegelt einerseits natürlich den zu erwartenden Umstand wieder, dass die Auflösung des Systems bei gleichbleibender Trägergröße mit zunehmender Entfernung immer schlechter wird, d.h. eine Punktquelle erscheint in der Rekonstruktion immer verschwommener (Analoges gilt natürlich für opake Punktobjekte und die Punktspreizungsfunktion). Dieser Umstand ist für Amplitudenobjekte natürlich bekannt. Betrachtet man jedoch auch Phasenobjekte, die einem einfallenden Lichtfeld einfach eine ortsabhängige Phasenverschiebung aufzwingen ohne die Amplitude zu beeinflussen, ergibt sich ein weiterer Effekt.

Dieser Phasenkontrasteffekt ist in Abbildung 4.18 illustriert. Für die Abbildung wurde ein fiktives Phasenobjekt simuliert, das dem durch es fallenden Teil des Wellenfelds einen Phasenunterschied von π relativ zum Hintergrund aufprägt. Dieses Phasenobjekt bzw. das entsprechend modulierte Wellenfeld in der Objektebene wurde mit $K_{-+}(z)$ für verschiedene Entfernungen gefaltet. Es zeigt sich, dass in der Amplitudenverteilung plötzlich die Phasengrenzen linienhaft sichtbar werden, wobei dieser Effekt über den hier gezeigten Bereich mit zunehmender Entfernung ausgeprägter ist. Gleichzeitig ist der Effekt stärker mit einer Phasendifferenz, die sich π annähert.

Diese Beobachtung läßt sich bei Betrachtung der Form des zentralen Maximums von K_{-+} erklären. Mit zunehmender Entfernung wird dieses Maximum immer breiter (bei konstanter Größe des Trägers der Faltungsfunktion/-distribution). Bei einer Faltung führt ein solches verbreitertes Maximum zu einer gewichteten Addition der Umgebung jedes Ebenenelementes. Stellt man die komplexen Zahlen, die die Objektebene in jedem Punkt charakterisieren als Vektoren dar, so zeigen im gewählten Beispiel die Vektoren innerhalb des Objektes und die Vektoren außerhalb des Objektes bei einer Phasenverschiebung von π gerade in entgegengesetzte Richtungen. Damit wird verständlich, warum sich die Phasengrenzen durch eine geringere Amplitude auszeichnen, hier werden nämlich gerade antiparallele Vektoren gewichtet miteinander addiert, so daß die Amplitude des Summenvektors geringer ist als in den anderen Bereichen, in denen nur parallele Vektoren addiert werden. Diese Vektordarstellung erklärt auch den auf den ersten Blick erstaunlichen Umstand, dass sich im Unterschied zu der Amplitudenverteilung in der Phasenverteilung keinerlei Unschärfe der Objektgrenzen mit zunehmender Objektentfernung bemerkbar macht. Da es in der Objektebene sozusagen nur parallele und antiparallele Vektoren gibt, können nur zwei scharf getrennte Phasenwerte auftreten: ϕ und $\phi + \pi$. Das heißt aufgrund der gewählten

¹³Nyquistverhältnis, s.u.

binären Ausgangsphasenverteilung kann es keine Unschärfe geben, sondern es können allenfalls Objektpunkte „verschwinden“, indem sie den anderen möglichen Phasenwert annehmen, der dem Hintergrundwert entspricht¹⁴.

Der allein durch die begrenzte Auflösung verursachte Phasenkontrasteffekt ist aufgrund seiner weiten Bedeutung recht bemerkenswert, da er im Umkehrschluß nahelegt, dass Entdeckungen wie beispielsweise die erste Beobachtung von Zellen unter dem Mikroskop nur deshalb möglich war, weil das Mikroskop eben keine perfekte Auflösung lieferte und damit die Zellwände als Phasengrenzen - wenn auch nur schwach - sichtbar wurden.

Schließlich sollte noch betont werden, dass hier von symmetrischen Faltungskernen und entsprechend in der Bildmitte platzierten Objekten ausgegangen wurde. In echten Hologrammen können sich die Objekte natürlich ebenso gut am Rand des Hologramms befinden, so dass sich eine asymmetrische Auflösung ergibt.

¹⁴Ein weiterer Effekt ist in den Simulationen zu beobachten, nämlich dass es zwischen Objektinnerem und Hintergrund in der Amplitudenverteilung einen leichten Unterschied in der Amplitude gibt, der sich nicht systematisch mit der Entfernung zu ändern scheint. Hierbei scheint es sich um ein Artefakt des numerischen Faltungskernes zu handeln. Im Unterschied zu Abb. 4.17 wurde hier bereits eine Form eines integrierten Faltungskernes verwendet als erste Näherung an ausgedehnte Pixel (siehe Abb. 4.19). Es scheint, dass diese Niveaushiftung unter anderem davon abhängt, wo innerhalb des 0. Bildelements man den Ursprung des Faltungskernes wählt und wie weit sich der Träger des Faltungskernes erstreckt, da der Faltungskerne keine perfekte Deltadistribution ist, sondern auch außerhalb des Hauptmaximums Variationen aufweisen kann, s. folgender Abschnitt.

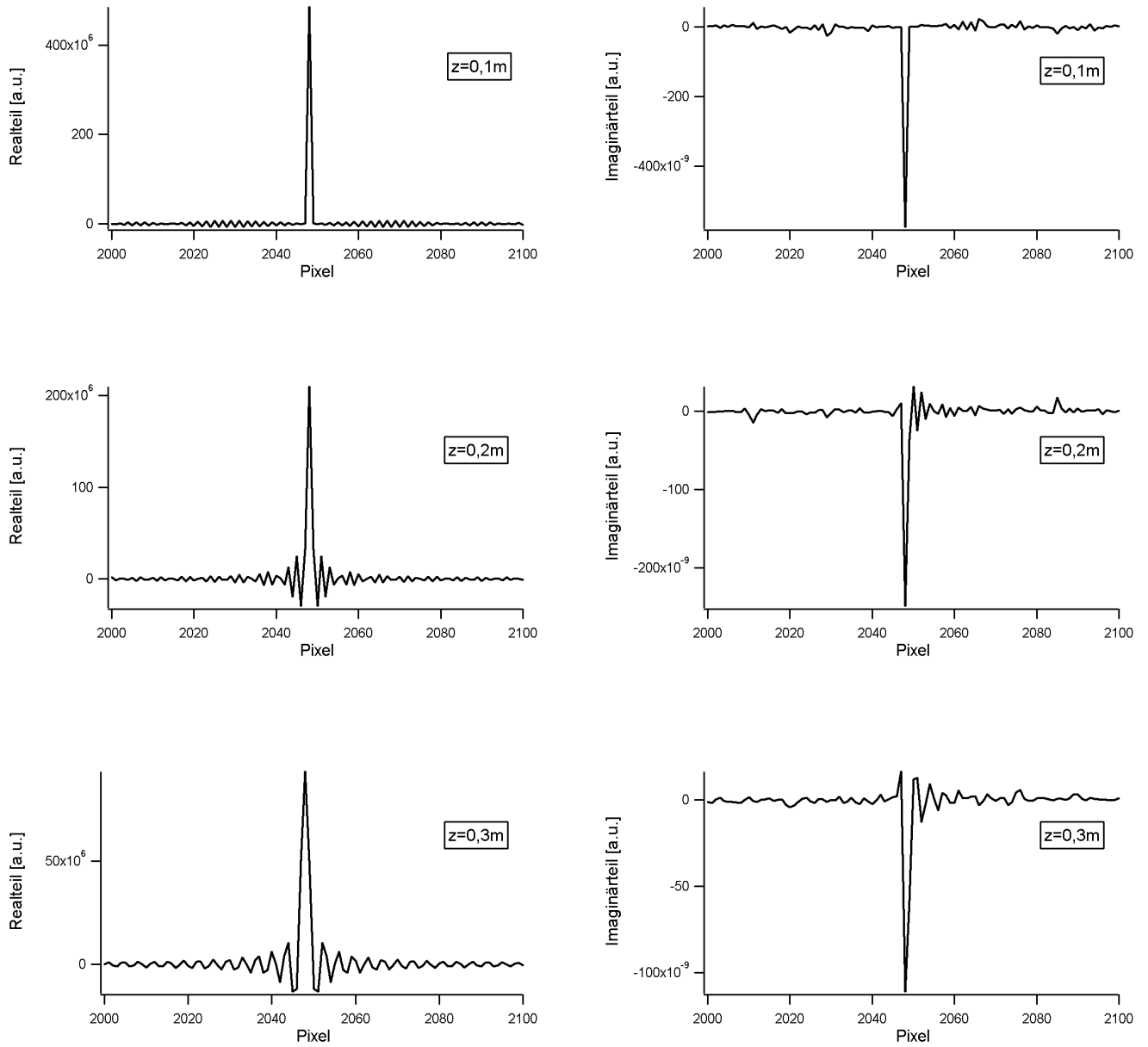


Abbildung 4.17: Realtteil und Imaginärteil von K_{-+} für verschiedene Entfernungen. Man beachte die verschiedenen Größenordnungen von Real- und Imaginärteilen.

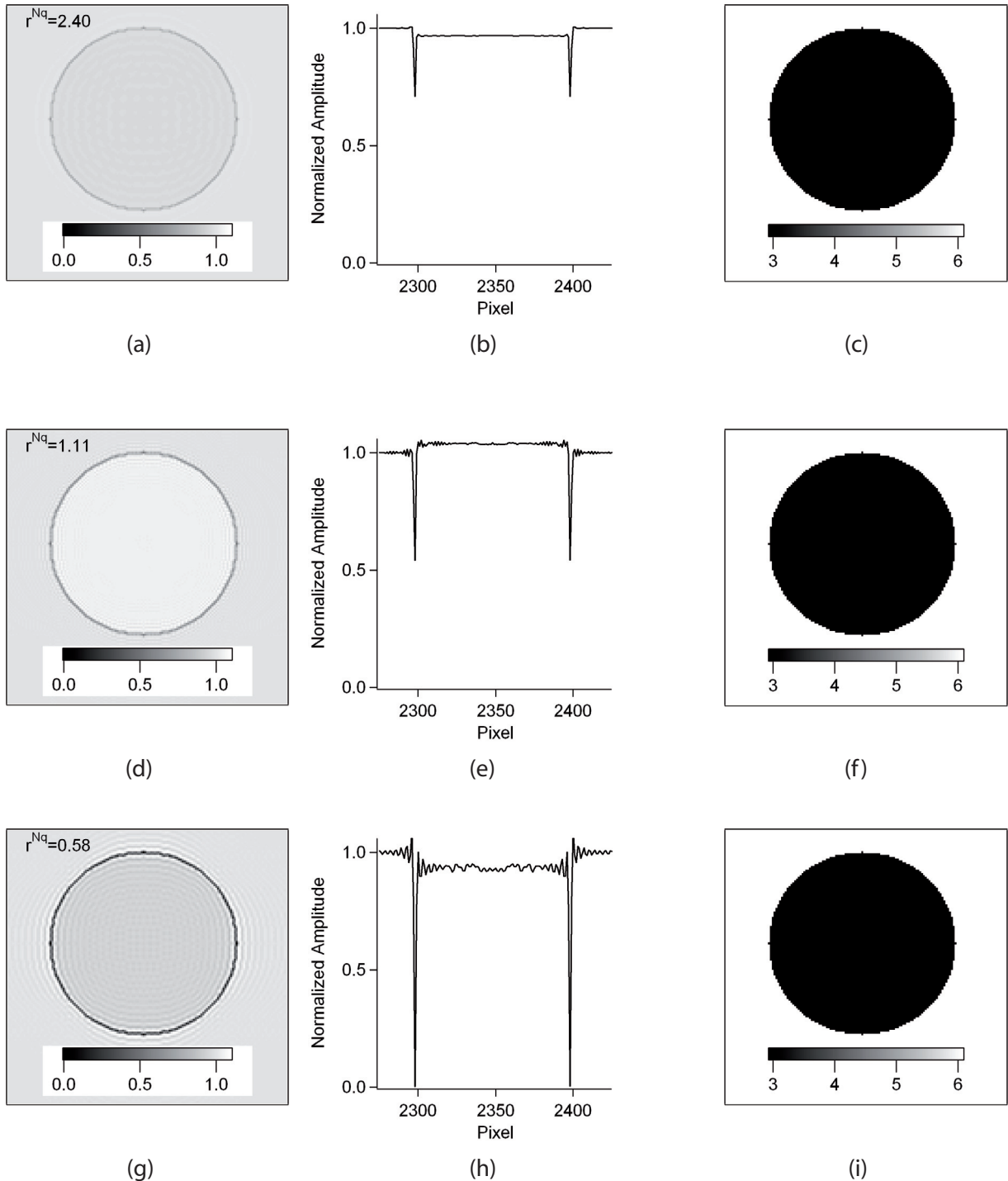


Abbildung 4.18: Beispiel für den Phasenkontrasteffekt bei verschiedenen Auflösungen (r^{Nq} =Nyquistverhältnis, s. Abschnitt 4.7.2). Ein simuliertes, kreisförmiges reines Phasenobjekt (Phasendifferenz π) wurde mit verschiedenen $K_{-+}(z)$ gefaltet. Tafeln a)-c): $z=0.072\text{m}$; Tafeln d)-f): $z=0.155\text{m}$; Tafeln g)-i): $z=0.300\text{m}$. Gezeigt sind die sich ergebende Amplitudenverteilung (a,d,g), ein Profil durch ihre Mitte (b,e,h) und die sich ergebende Phasenverteilung (c,f,i), die Grauwertschalen geben die normalisierten Amplitudenwerte in willkürlichen Einheiten und die Phasenwerte in Radian an.

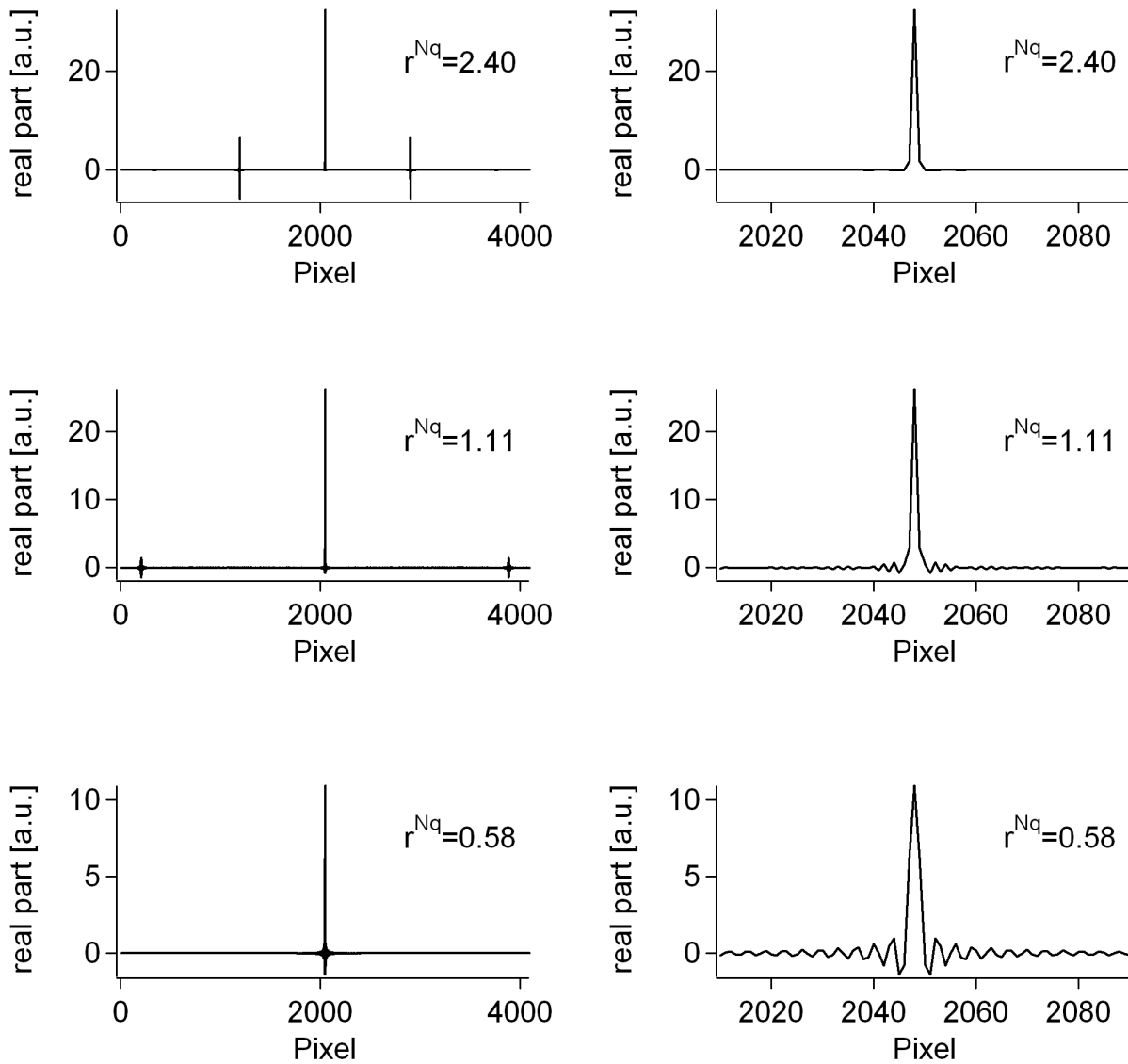


Abbildung 4.19: Realteile der für Abbildung 4.18 verwendeten Faltungskerne (r^{Nq} =Nyquistverhältnis).

4.7.2 Endliche Pixelperiode

Eine weitere Randbedingung der digitalen Holographie besteht wie oben angedeutet darin, dass das Hologramm *nicht* aus unendlich dicht liegenden mathematischen Meßpunkten besteht, sondern dass die Bildelemente in der Hologrammebene einen endlichen Abstand voneinander und eine endliche Ausdehnung besitzen. Während wir Letzteres in diesem Abschnitt weiter vernachlässigen, untersuchen wir die Auswirkung der endlichen Pixelperiode, die für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Bildsensoren immerhin mehr als das Zehnfache der verwendeten Wellenlänge beträgt.

Offensichtlich bedeutet eine endliche Pixelperiode, dass in der Hologrammebene nicht beliebig feine Details, d.h. nicht beliebig hohe Ortsfrequenzen der Intensität aufgezeichnet werden können. Betrachten wir dazu das Argument der Faltungskerne $K_{\pm}(z) = \exp(i2\pi R(x, y)/\lambda)/R(x, y)$ etwas genauer:

$$\frac{2\pi}{\lambda}R(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad (4.20)$$

wobei λ wie immer die Wellenlänge des Lichtes bezeichnet, z die Propagationsentfernung und $x^2 + y^2 = r^2$ den Abstand vom gegenüberliegenden Punkt in der im Abstand z befindlichen Hologramm- oder Rekonstruktionsebene. Offensichtlich bestehen Real- und Imaginärteil des Faltungskernes ähnlich einer Fresnelschen Platte aus einem System konzentrischer Ringe mit dem Mittelpunkt $x = y = 0$. Betrachten wir einen Augenblick das eindimensionale Profil mit $y = 0$: $\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{x^2 + z^2} = \frac{2\pi x}{\lambda}\sqrt{1 + z^2/x^2}$. Im Grenzfall $x \gg z$ ist die Periode konstant und beträgt gerade λ . Je kleiner der Objektabstand z ist, desto näher am Zentrum des Ringsystems tritt der Grenzfall ein. Abbildung 4.20 illustriert den Verlauf des Arguments des Faltungskernes, der Einfachheit halber für den eindimensionalen Fall $y = 0$. Nun gilt jedoch für die hinreichend genaue, diskrete Aufzeichnung eines Signals z.B. durch die diskreten Sensorelemente des Kamerasensors, dass die Meßwerte so dicht genommen werden müssen, dass für jede Fourierkomponente des Signals mindestens zwei Meßwerte genommen werden [35]. Das bedeutet im Gegenzug, daß bei einem gegebenen gegenseitigen Abstand δx der als punktförmig angenommener Sensorelemente zwei Ringe sich nicht näher als $2\delta x$ sein dürfen. Für $\delta x > \lambda/2$ wird es daher für jeden Abstand z einen Kreisradius geben, jenseits dessen diese Bedingung verletzt ist. In Analogie zur sogenannten „Nyquistfrequenz“¹⁵ bezeichnen wir den hier eingeführten Grenzradius als „Nyquistradius“.

Für den Nyquistradius x_N gilt bei einer Beschränkung auf die eindimensionale Betrachtung:

$$\frac{2\pi}{\lambda}(R(x_n + 1, z) - R(x_N, z)) > \pi \quad (4.21)$$

$$\Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{(x_n + 1)^2 \delta x^2 + z^2} - \sqrt{x_n^2 \delta x^2 + z^2} \right) > \pi. \quad (4.22)$$

Daraus ergibt sich für den Nyquistradius in Pixeln:

$$x_n = \max \left[0, -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{(\frac{\delta x^4}{\lambda^2} + \frac{\lambda^2}{16} - \frac{\delta x^2}{2} - z^2)}{\delta x^2 (\frac{4\delta x^2}{\lambda^2} - 1)}} \right]. \quad (4.23)$$

Das bedeutet, dass sich in der digitalen Holographie anders als z.T. in der Literatur impliziert [36] die Auflösung nicht notwendigerweise aus der Größe des Sensors ergibt. Im Umkehrschluß führt eine Vergrößerung der Sensorfläche nicht für alle Entfernungen zu einer besseren Auflösung, wenn $\delta x > \lambda/2$.

¹⁵Benannt nach dem schwedisch-amerikanischen Physiker Harry Nyquist (1889-1976).

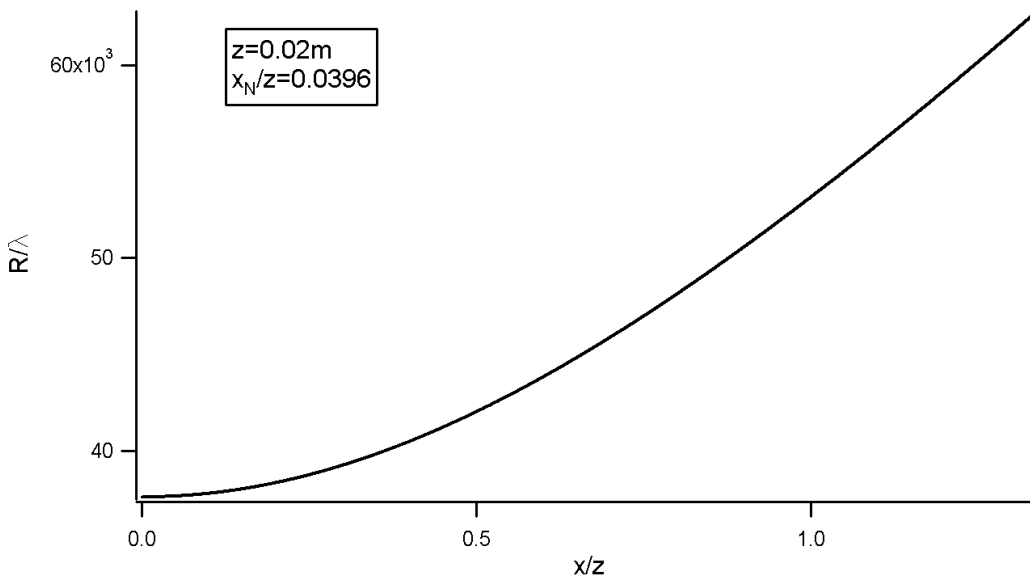


Abbildung 4.20: Das Argument des Faltungskernes in Abhängigkeit vom Verhältnis der lateralen Entfernung vom Ursprung des Faltungskernes, x , zum Abstand z , x_n : Nyquistradius in x -Richtung.

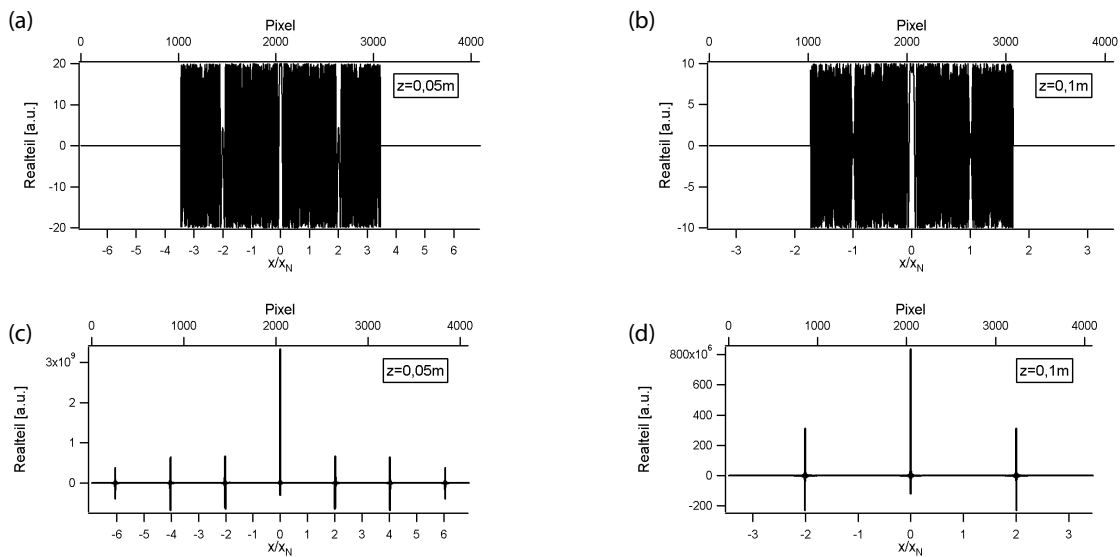


Abbildung 4.21: Alias-Bildung. Tafel a) Realteil des Faltungskernes für $z = 0,05\text{m}$; b) Realteil des Faltungskernes für $z = 0,10\text{m}$; c) Punktquellenspreizungsfunktion (PQSF) für $z = 0.05\text{m}$; d) PQSF für $z = 0,10\text{m}$.

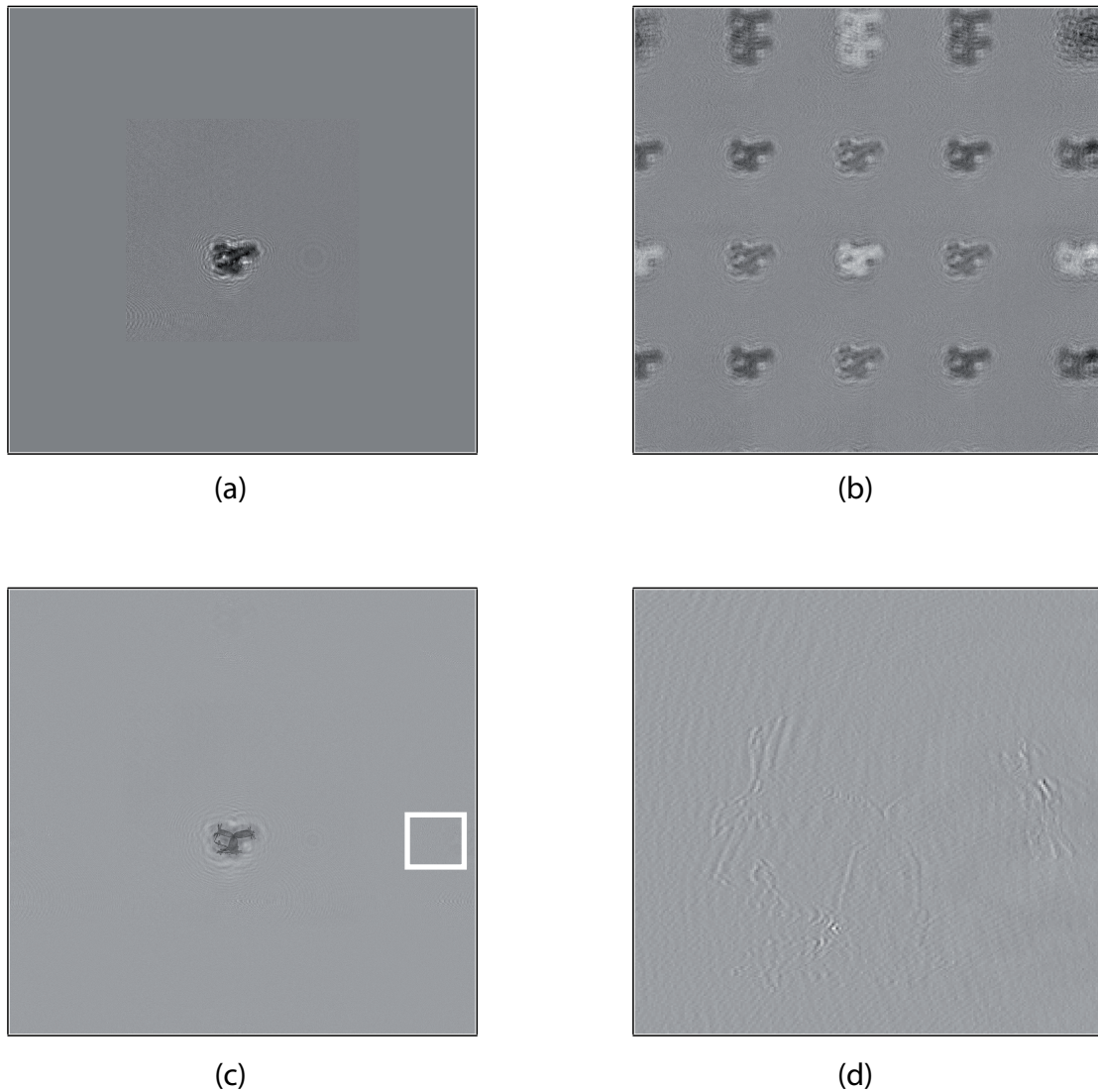


Abbildung 4.22: Alias-Bildung am Beispiel des Hologramms aus Abbildung 4.13. Tafel a) zeigt das eingebettete Hologramm; b) Amplitudenrekonstruktion bei $z = 0,04\text{m}$, entsprechend einem Nyquistverhältnis von ca. 8,65; c) Amplitudenrekonstruktion bei $z = 0,0973\text{m}$; d) Vergrößerung des in Tafel c) markierten Ausschnitts.

Bei Überschreiten des Nyquistradius kommt es zu Artefakten wie dem bekannten „Aliasing“, der fälschlichen Vorspiegelung einer niedrigeren Frequenz. Diese Aliasbildung ist in Abbildung 4.21 demonstriert. Sie zeigt den Realteil des Faltungskernes für aus 2049 punktförmigen Elementen bestehende Träger des Kernes (der Imaginärteil ist einfach konstant phasenverschoben) und die Punktquellenspreizungsfunktion. Es ist deutlich erkennbar, dass es zur Formierung von Aliassen der Punktquelle kommt, die sich in Nebenextrema ausdrücken, deren erstes sich beim Zweifachen des jeweiligen Nyquistradius' x_N befindet. In der Rekonstruktion macht sich die Aliasbildung durch das Auftreten von „Geisterbildern“ des Objektes bemerkbar, bei denen z.T. die Kanten besonders hervortreten. Dieser Effekt ist in Abb. 4.22 illustriert. Für geringe Rekonstruktionsefernungen zeigt sich eine massive Aliasbildung. Dies ist in Tafel 4.22 besonders deutlich, für deren Erstellung zu Demonstrationszwecken eine geringe „Rekonstruktionsefernung“ gewählt wurde. Auch bei größeren Entfernungen kann es zur Aliasbildung kommen, die dann allerdings weniger dramatisch ausfällt, siehe 4.22c) und d). Um zu charakterisieren, ob der Träger des Hologrammes oder des Faltungskernes über den Nyquistradius in x - oder y -Richtung hinausgeht, definieren wir folgende dimensionslose Parameter V_N ¹⁶:

$$V_{N,x} = \frac{L_x}{2x_N \delta x}, \quad V_{N,y} = \frac{L_y}{2y_N \delta y}, \quad (4.24)$$

die im Weiteren als „Nyquistverhältnisse“ bezeichnet werden. Dabei sind $L_x/2$ und $L_y/2$ jeweils die halbe Länge des Trägers, also z.B. die halbe Breite oder Höhe des Sensors in x - bzw. y -Richtung (Breite des Sensors = Höhe des Sensors = $1024 \cdot 6,7 \mu\text{m}$), sie sind im Rahmen dieser Arbeit stets gleich. Aus Gl. 4.24 ergibt sich, dass z.B. für durch die Hologrammapertur begrenzte Aufnahmen $V_N \leq 1$ gilt, während Aufnahmen im Nyquist-Regime durch $V_N > 1$ gekennzeichnet sind.

Ein pragmatisches Vorgehen zur Vermeidung des Aliaseffektes wäre es, den Faltungskern einfach beim Nyquistradius „abzuschneiden“, wobei natürlich die Frage ist, inwieweit es trotzdem eine Aliasbildung durch das aufgenommenen Hologramm selbst gibt. Dies verhindert zwar das Auftreten der Aliasbilder, führt jedoch zu einer Verschlechterung des Verhältnisses von Höhe des Hauptmaximums zu Amplitude der Hintergrundvariationen, also quasi zu einem schlechteren Signal-zu-„Rausch“-Verhältnis. Sofern das Objekt nicht so groß bzw. die Entfernung nicht so gering ist, dass sich Objekt und Geisterbild überlappen, beseitigt das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Phasenbestimmung das Aliasproblem intrinsisch, indem die Rekonstruktion außerhalb des Objektes gemittelt und damit die Entwicklung von Artefakten vermieden wird.

Im folgenden Abschnitt wird sich außerdem zeigen, dass die endliche Ausdehnung der Pixel sich hier als vorteilhaft erweist, da sie das Aliasproblem generell deutlich entschärft.

¹⁶In den Abbildungen wird teilweise synonym das Symbol r^{Nq} verwendet.

4.7.3 Endliche Pixelgröße

Als dritte Abweichung von dem für die Rekonstruktion implizit angenommenen Idealfall kommt hinzu, dass die Bildelemente des digitalen Bildsensors keine mathematischen Punkte darstellen, sondern eine endliche Fläche besitzen¹⁷. Die Ausdehnung von Sensorelementen wird durch den Flächenfüllfaktor charakterisiert, also das Verhältnis der Fläche eines Sensorelementes zum Abstand der Sensorelemente zueinander. Für den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Sensor IBIS5-A beträgt die Pixelperiode $\Delta x, \Delta y$ in x - und y -Richtung $6,7\mu\text{m}$, und der Füllfaktor liegt nach Herstellerangabe bei 100%. Damit besitzt also jedes Bildelement des Sensors eine Fläche von $6,7\mu\text{m} \times 6,7\mu\text{m} \approx 12,6\lambda \times 12,6\lambda$. Das bedeutet, dass man insbesondere für hohe Ortsfrequenzen in der Hologrammebene die von den Sensorelementen aufgezeichneten Intensitätswerte streng genommen nicht als Punktmessungen behandeln darf, sie stellen vielmehr schon räumlich zweidimensional integrierte Werte dar.

Man kann sich zunächst die Frage stellen, wie diese Integration vermutlich stattfindet: Addieren sich die komplexwertigen Amplituden des Feldes über die Sensorelementfläche („kohärente Addition“), oder nur deren Betragsquadrate („inkohärente Addition“)? Das Funktionsprinzip der CCD- und CMOS-Technik basiert im weiteren Sinne auf einem dem photoelektrischen Effekt analogen Effekt. Aufgrund der Natur des photoelektrischen Effektes, der als Paradebeispiel des Teilchenaspektes von Licht von lokalisierten Photonen ausgeht, erscheint Letzteres plausibler. Als weitere, etwas gewagte Plausibilitätsbetrachtung der Lokalisierung der Photonen mag eine Abschätzung mithilfe des Heisenbergschen Unschärfepinzips durchzuführen. Dazu betrachten wir die aus der Linienbreite der Lichtquelle resultierende Impulsunschärfe. Nach Herstellerangaben liegt die Linienbreite des verwendeten Lasertyps bei ca. 34GHz. Damit ergibt sich für die Ortsunschärfe aus der Heisenbergschen Unschärferelation [80]:

$$\Delta X \geq \frac{\hbar}{2\Delta p} = \frac{\hbar}{2h\Delta\nu} \quad (4.25)$$

$$\Delta X \geq 2\text{pm}, \quad (4.26)$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Das heißt, die Photonen sollten im Lichtfeld im Picometerbereich scharf lokalisiert sein, auf einer im Vergleich zur Wellenlänge extrem kleinen Skala. Wenn wir annehmen, dass es auch im Detektormaterial nicht zu entsprechenden Kohärenzeffekten kommt, bedeutet das, dass die gemessenen Hologrammwerte $H(x, y)$ also die Summe bzw. das Integral einzelner Intensitätswerte darstellen:

$$H(x, y) = \int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} U(\tilde{x}, \tilde{y})U^*(\tilde{x}, \tilde{y})d\tilde{x}d\tilde{y}, \quad (4.27)$$

wobei sich das Integral über die Fläche des Sensorelementes erstreckt. Der Effekt dieser Integration ist in Abbildung 4.23 für das in der Hologrammebene registrierte Beugungsbild eines opaken Objektes für ein sehr hohes Nyquistverhältnis illustriert, wobei zur Vereinfachung der eindimensionale Fall dargestellt ist. Dabei ist das Objekt einmal so groß wie ein Sensorelement in der Hologrammebene (Tafel a), und einmal ein „echtes“ Punktobjekt (Tafel b). Für die Berechnung der Simulation wurden die Objekt- und die Hologrammebene, die aus numerischen Gründen jeweils gleich viele Elemente besitzen, 64fach unterteilt¹⁸, entsprechend wurde der

¹⁷Siehe auch [79].

¹⁸Aufgrund der Verwendung der Schnellen Fouriertransformation muß die Unterteilung in Zweierpotenzen erfolgen. Eine noch feinere Unterteilung wäre wünschenswert gewesen, allerdings zeigten sich bei noch feineren Unterteilungen ausgeprägte Artefakte, die wohl ein Problem der begrenzten numerischen Genauigkeit sind.

Faltungskern auf einem 64fach feineren Träger berechnet. Die jeweiligen 64 „Unterelemente“ werden dabei in der Objektebene als punktförmig angenommen, d.h. ein Element der Objektebene enthält 64 Punktquellen. Die Unterteilung eines Pixels in 64 Unterelemente entspricht dabei einer Feinteilung von ca. $\lambda/5$, so dass es in diesem Fall legitim erscheint, sie als einzelne Punktquellen zu behandeln. In der Hologrammebene wurde dann nach Anwendung des Sommerfeld-Kirchhoff-Integrals die Intensität numerisch nach der Simpson-Regel [33] über die jeweilige Sensorelementfläche integriert. Für die Betrachtung des Falls punktförmiger Pixel in der Hologrammebene wurde statt der Integration willkürlich einer der 64 Intensitätswerte herausgegriffen (der 33.).

Augenfälligster Effekt ist, dass für ausgedehnte Objekte die Einhüllende des Beugungsmusters im Fall integrierender Pixel deutlich enger ist und schneller abfällt als im Fall punktförmiger Pixel, noch dramatischer ist der Effekt natürlich für eine einzelne Punktquelle (Tafel b), für die die nicht-integrierten Werte einfach mit $1/R$ abfallen und damit deutlich langsamer. Dies weist darauf hin, dass die Aliasbildung bei Berücksichtigung des Integrationseffektes deutlich schwächer ausfallen wird, als man im Fall punktförmiger Sensorelemente erwarten würde. Bei näherer Betrachtung ist ein weiterer interessanter Effekt zu beobachten. Nicht nur die Größe der Amplitudenschwankungen, sondern auch die *Form* der Einhüllenden ist für ausgedehnte Sensorelemente abhängig von der Größe des Objektes. Dies scheint die Möglichkeit nahezu legen, dass die Größe kleiner Objekte nicht nur aus der absoluten Intensität des gebeugten („gestreuten“) Lichtes bestimmt werden kann, wie bei Streulichtsonden üblich, sondern auch aus der Form der Einhüllenden des in einer Ebene aufgenommenen Beugungsmusters. Allerdings muß einschränkend hinzugefügt werden, dass die Gültigkeit der skalaren Beugungstheorie für sehr kleine Objekte ($\leq \lambda$) nicht automatisch gegeben ist, vgl. Kap. 2.

Die Frage, die sich unmittelbar ergibt, ist, wie sich der Integrationseffekt der ausgedehnten Sensorelemente auf die Rekonstruktion auswirkt. Um dieser Frage nachzugehen, wurde ein komplexwertiges Hologramm nach der oben beschriebenen Methode mit 64facher Unterteilung simuliert, dessen „Pixel“ $6,7\mu\text{m}$ groß sind. Zusätzlich zu der integrierten Intensität müßte dafür noch eine mittlere Phase berücksichtigt werden. Wenn U das Feld in der Hologrammebene ist, berechnen sich die Intensitätswerte $H(x, y)$ des komplexwertigen Hologrammes $\hat{H}(x, y)$ nach Gl. 4.27. Für die Bestimmung der mittleren Phase wurden die 64 Phasenwerte pro Bildelement berechnet und ggf. für Phasensprünge korrigiert, und dann ihr Mittelwert gebildet.

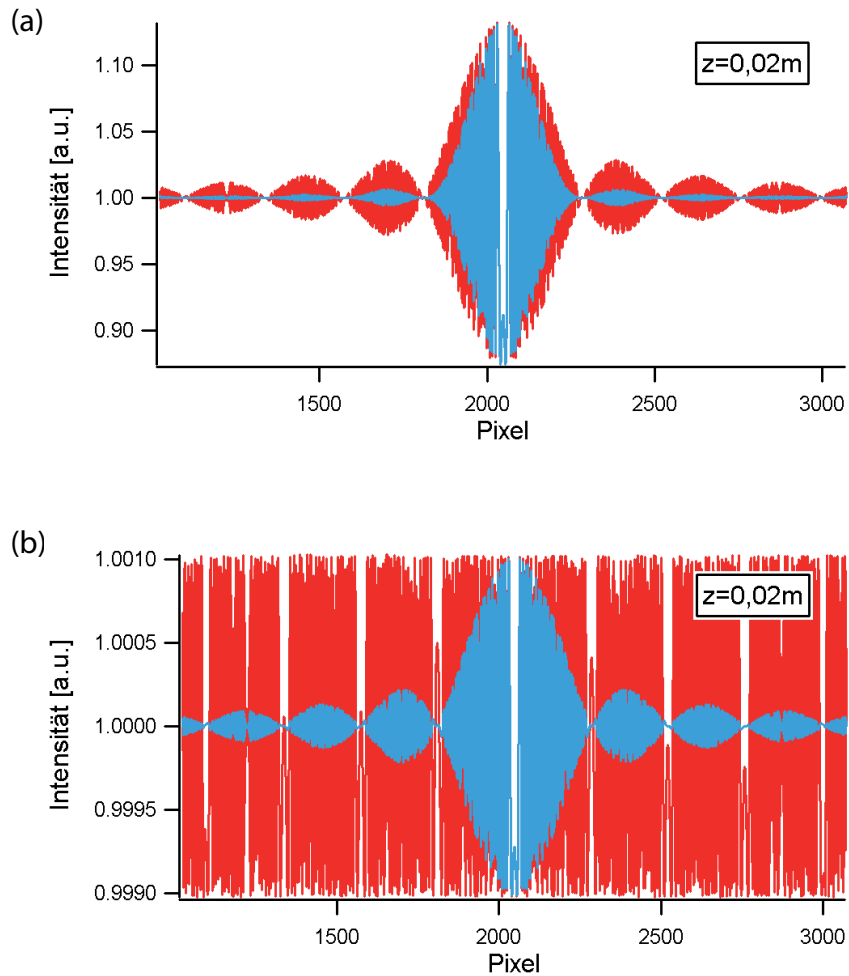


Abbildung 4.23: Integrationseffekt der ausgedehnten Pixel (Nyquistverhältnis des Faltungskerns: 17,34), Tafel a) Objektgröße $6,7\mu\text{m}$, b) Punktobjekt. Jeweils in rot dargestellt ist die auf 1 normalisierte, simulierte Intensität in der Hologrammebene für den Fall, dass die Sensorelemente praktisch punktförmig sind, während in blau die normalisierte Intensität für den Fall ausgedehnter Sensorelemente dargestellt ist.

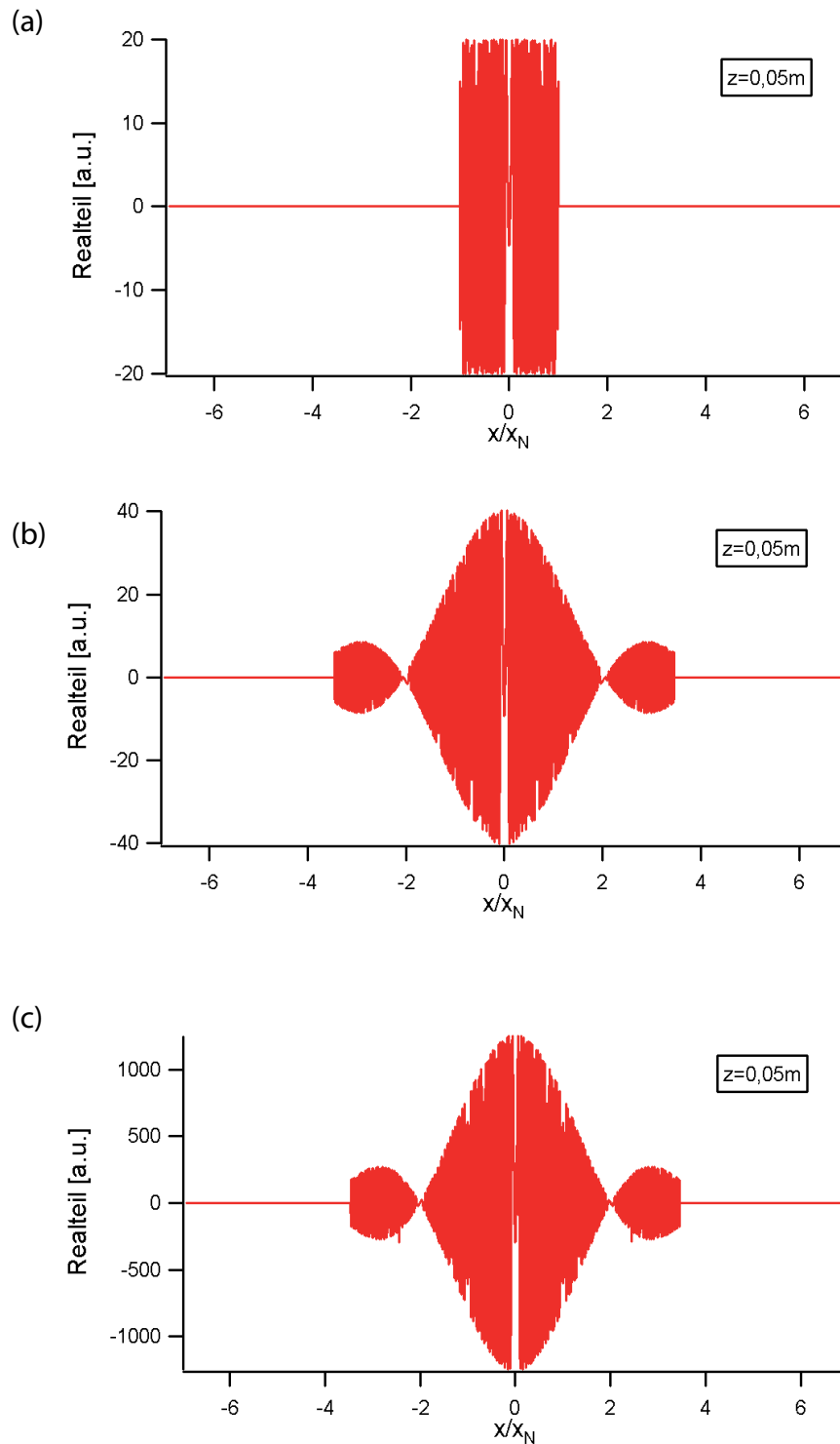


Abbildung 4.24: Für die Rekonstruktion verwendete Faltungskerne (Amplituden der Realteile, $z = 0.05\text{m}$). Tafel a) punktwise berechneter Faltungskern 1, vereinfachend entspricht der Verlauf des Faltungskerns einer „Schwingung“ mit zunehmender Frequenz, die sich bei $x \rightarrow \infty$ einem Grenzwert nähert, vgl. a. Gl. 4.20 in Abschnitt 4.7.2 ; b) Faltungskern 2; c) Faltungskern 3.

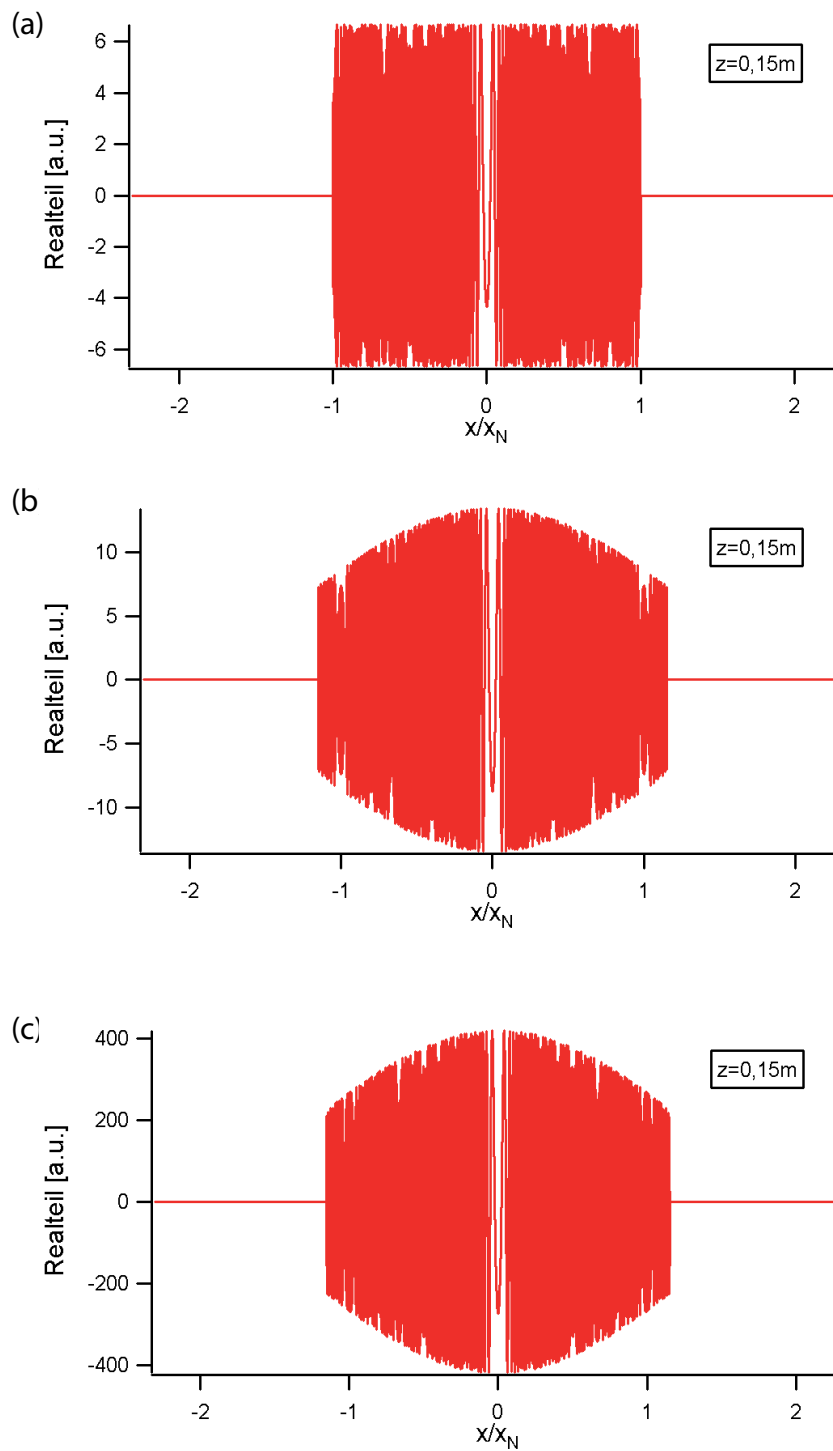


Abbildung 4.25: Für die Rekonstruktion verwendete Faltungskerne (Amplituden der Realteile, $z = 0.15\text{m}$). Tafel a) punktwise berechneter Faltungskern 1; b) Faltungskern 2; c) Faltungskern 3.

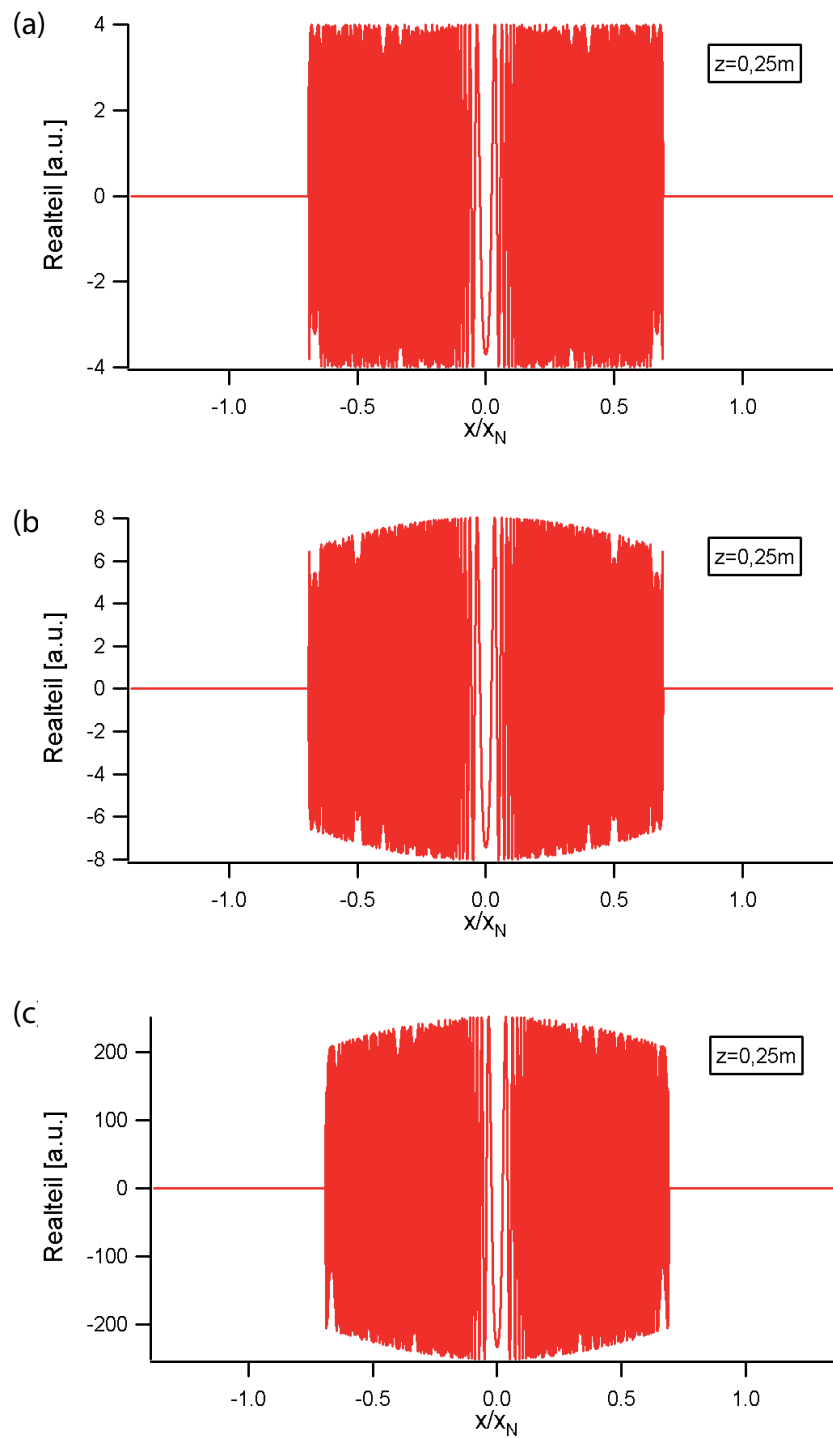


Abbildung 4.26: Für die Rekonstruktion verwendete Faltungskerne (Amplituden Realteile, $z = 0.25m$). Tafel a) punktweise berechneter Faltungskern 1; b) Faltungskern 2; c) Faltungskern 3.

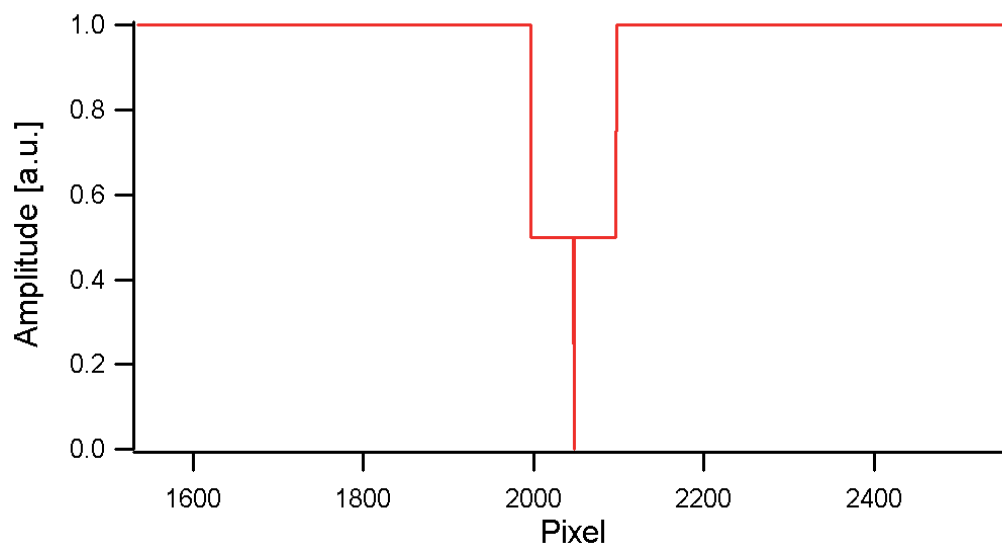


Abbildung 4.27: Halbopakes Amplitudenobjekt mit einem opaken „Punkt“. Amplitude des simulierten Objektfeldes in der Objektebene.

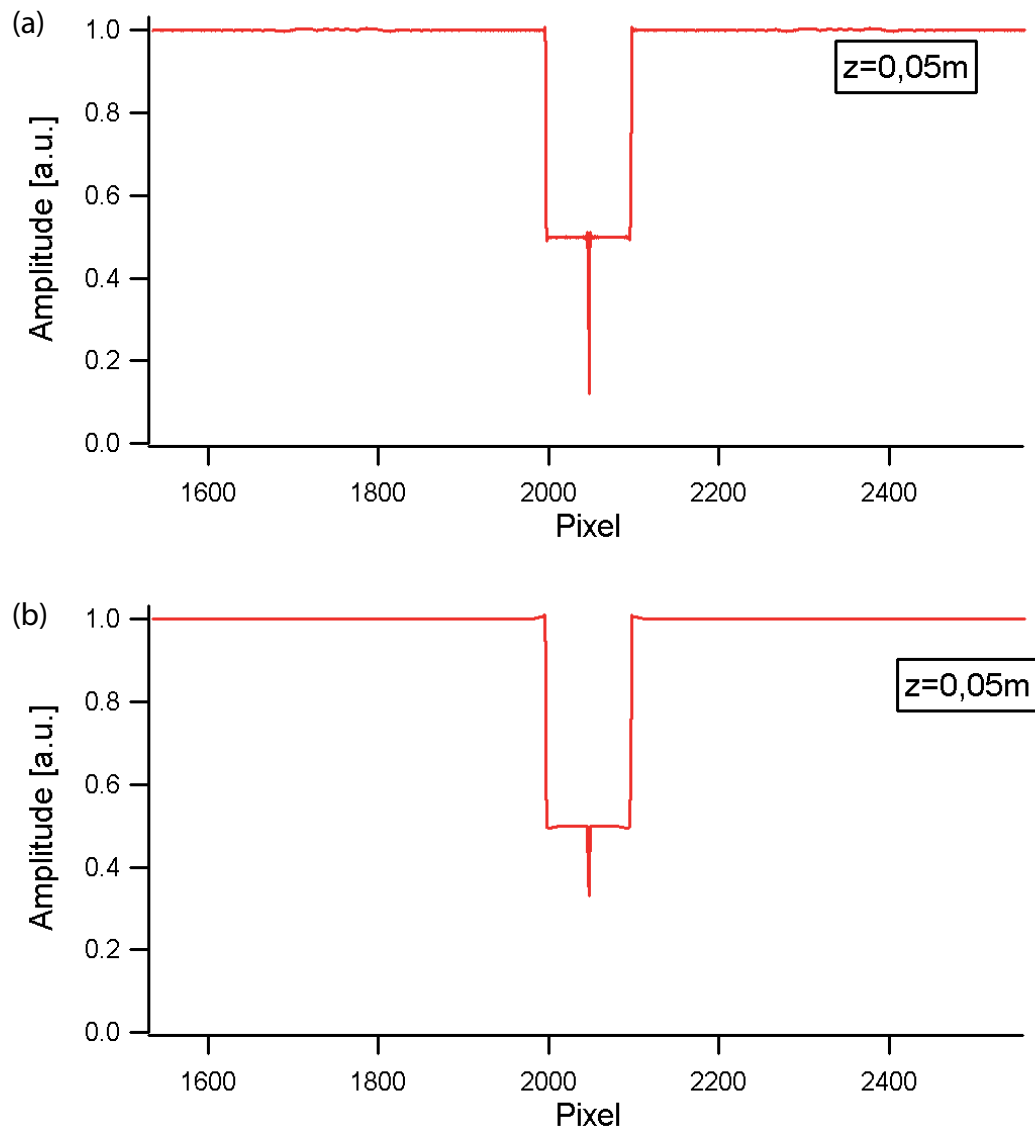


Abbildung 4.28: Rekonstruktionen für eine Objektentfernung von $z = 0,05m$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 1; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 2.

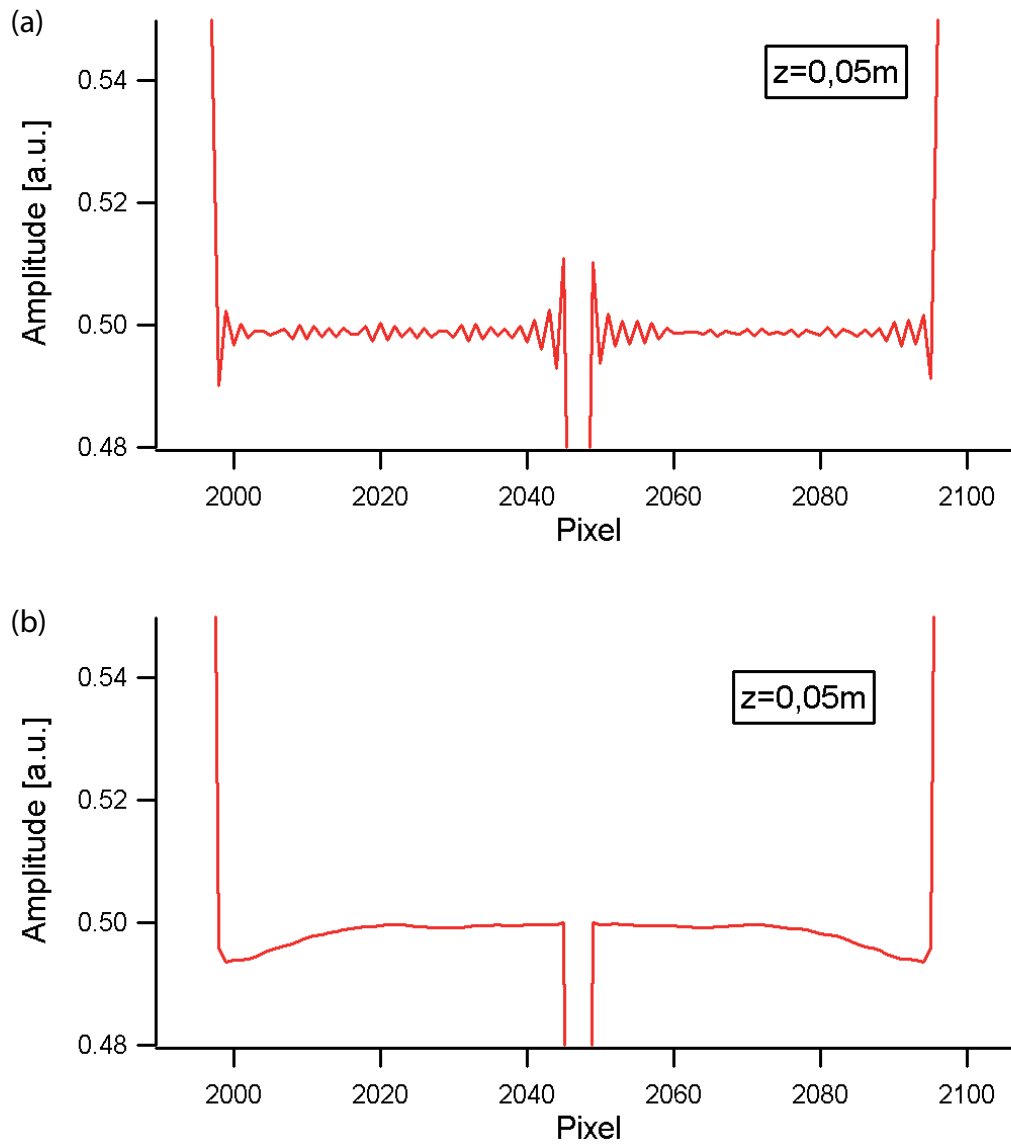


Abbildung 4.29: Rekonstruktionen für eine Objektentfernung von $z = 0,05\text{m}$ (Ausschnitt).
Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 1; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 2.

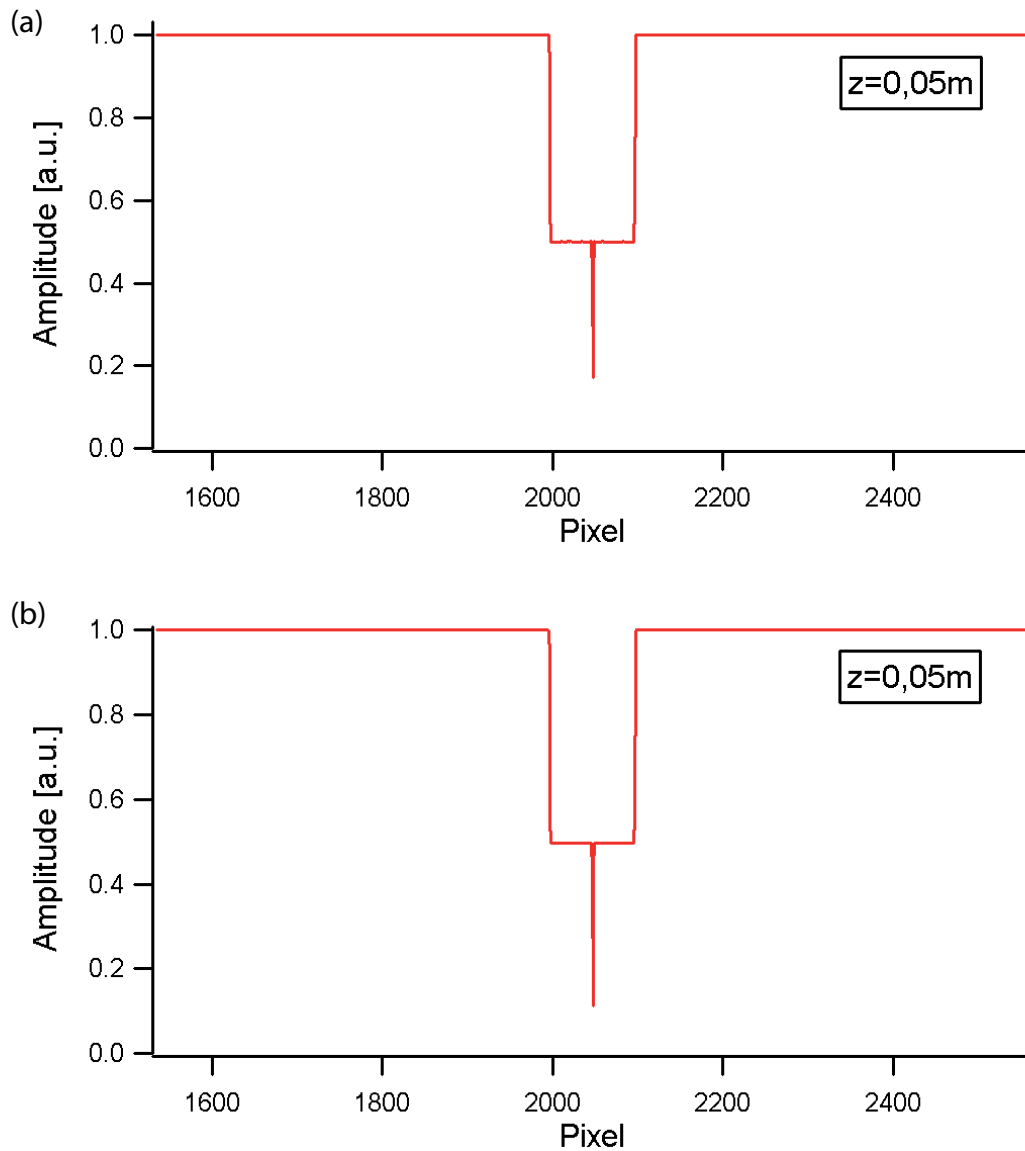


Abbildung 4.30: Rekonstruktionen für eine Objektentfernung von $z = 0,05\text{m}$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 3; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 4.

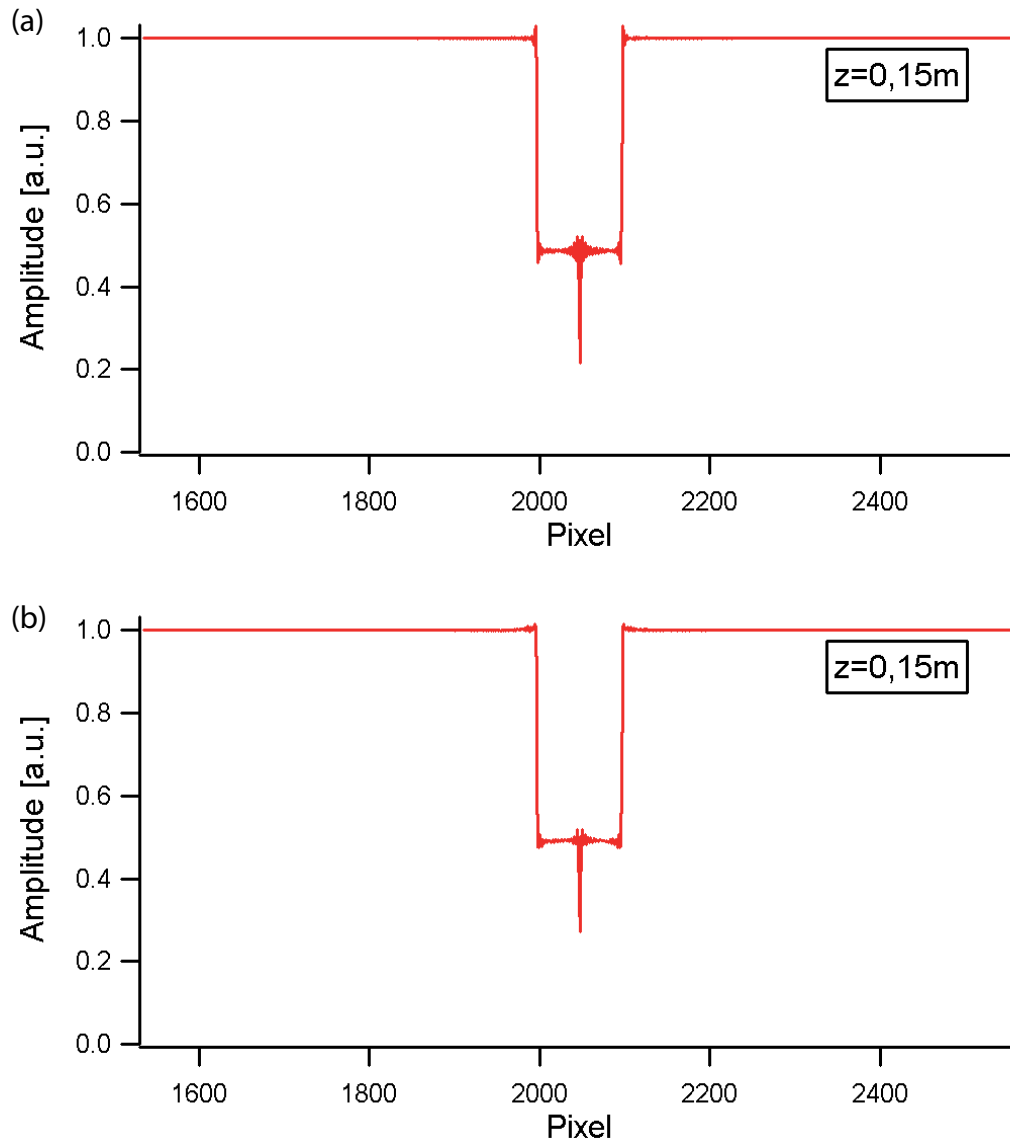


Abbildung 4.31: Rekonstruktionen für eine Objektentfernung von $z = 0,15\text{m}$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 1; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 2.

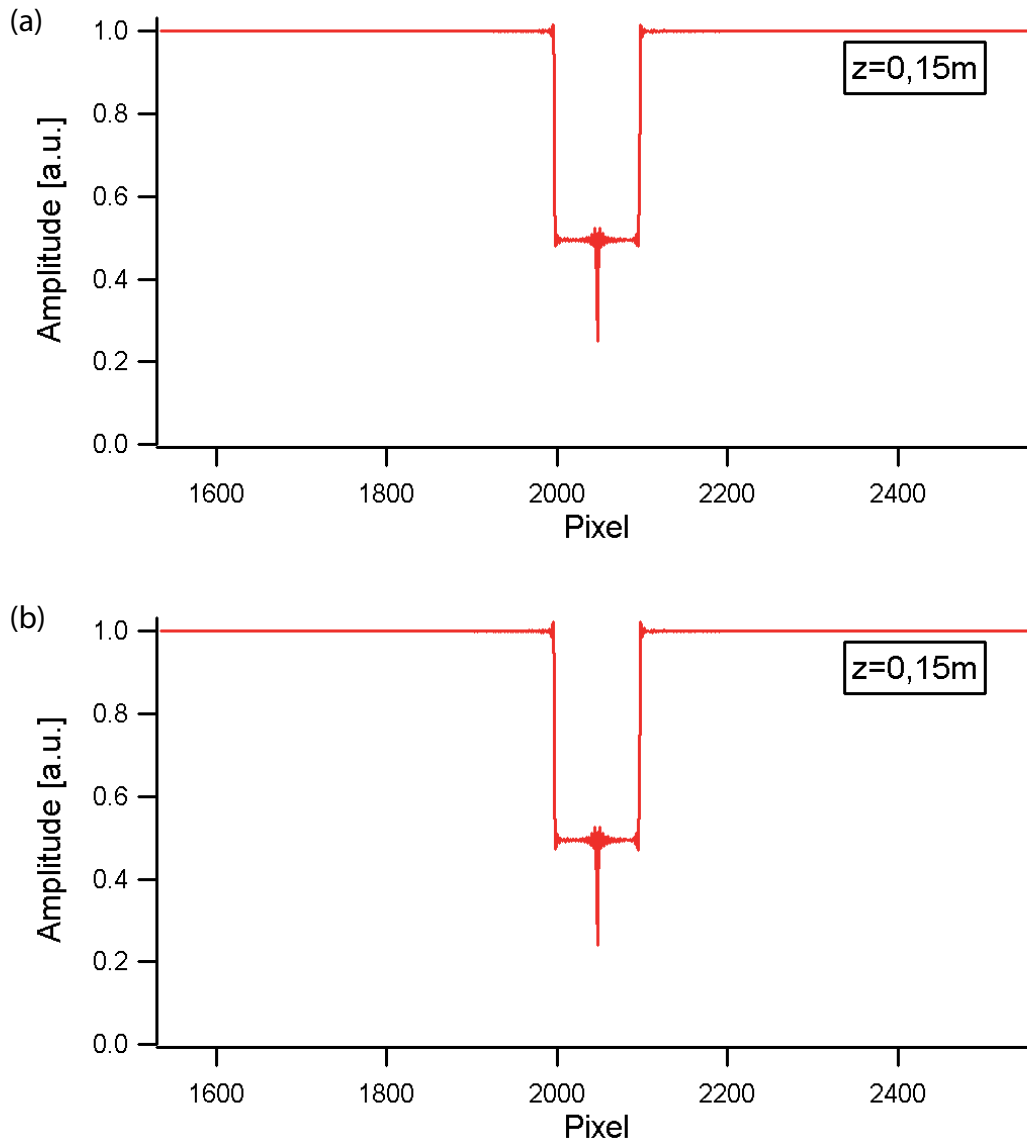


Abbildung 4.32: Rekonstruktionen für eine Objektentfernung von $z = 0,15\text{m}$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 3; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 4.

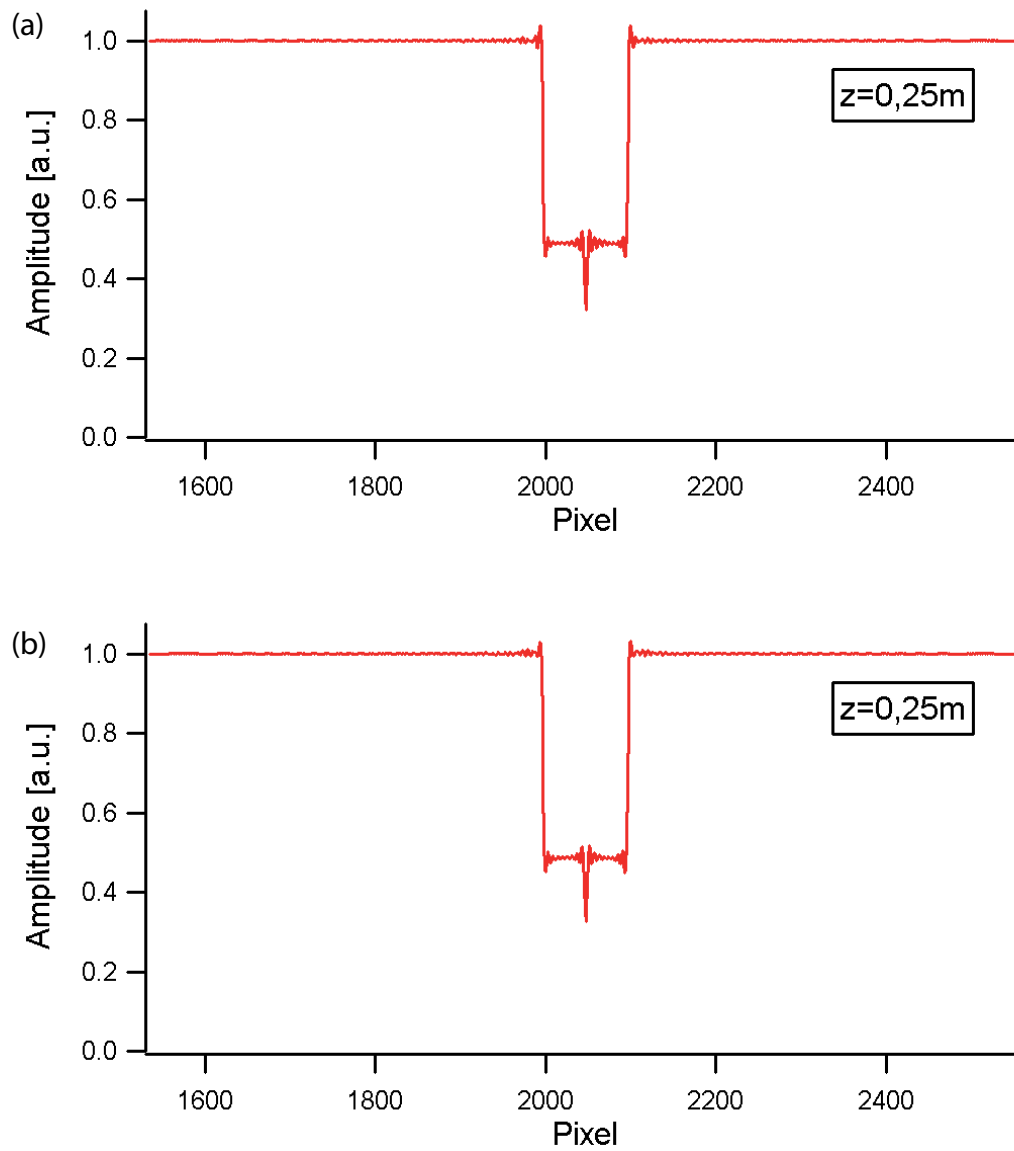


Abbildung 4.33: Rekonstruktionen für eine Objektentfernung von $z = 0,25\text{m}$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 1; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 2.

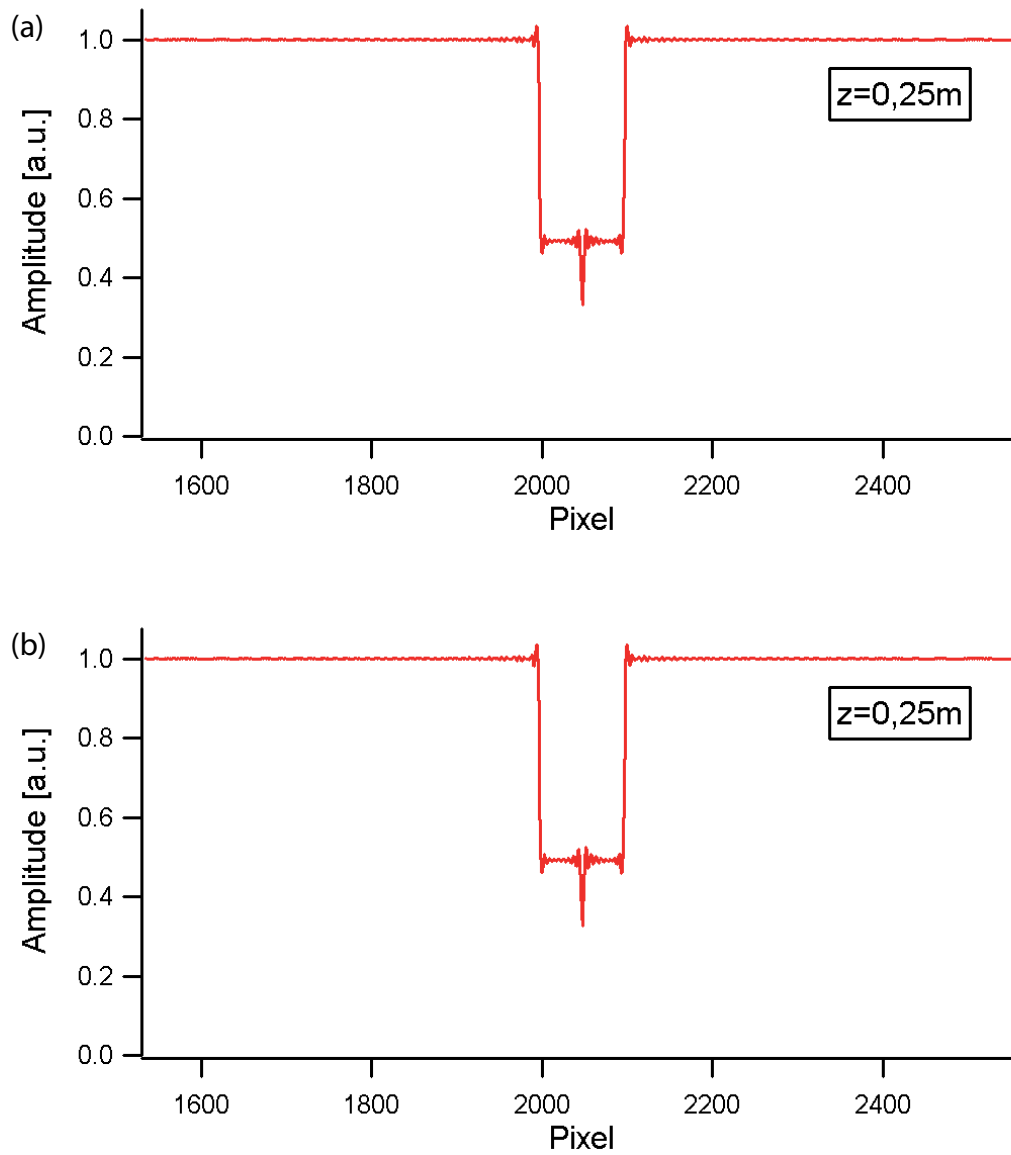


Abbildung 4.34: Rekonstruktionen für eine Objektentfernung von $z = 0,25\text{m}$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 3; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 4.

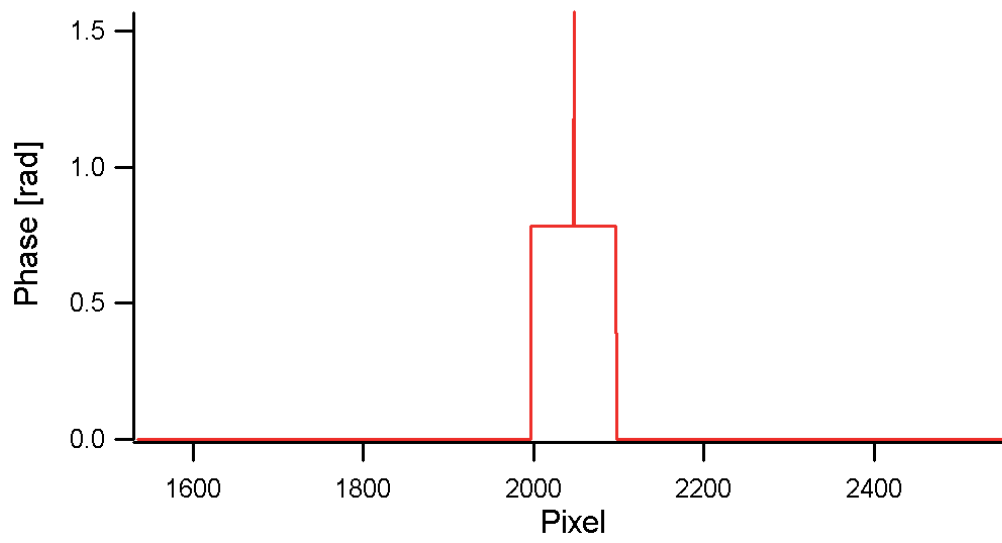


Abbildung 4.35: Phasenobjekt. Phasenverteilung des Objektebenenfeldes.

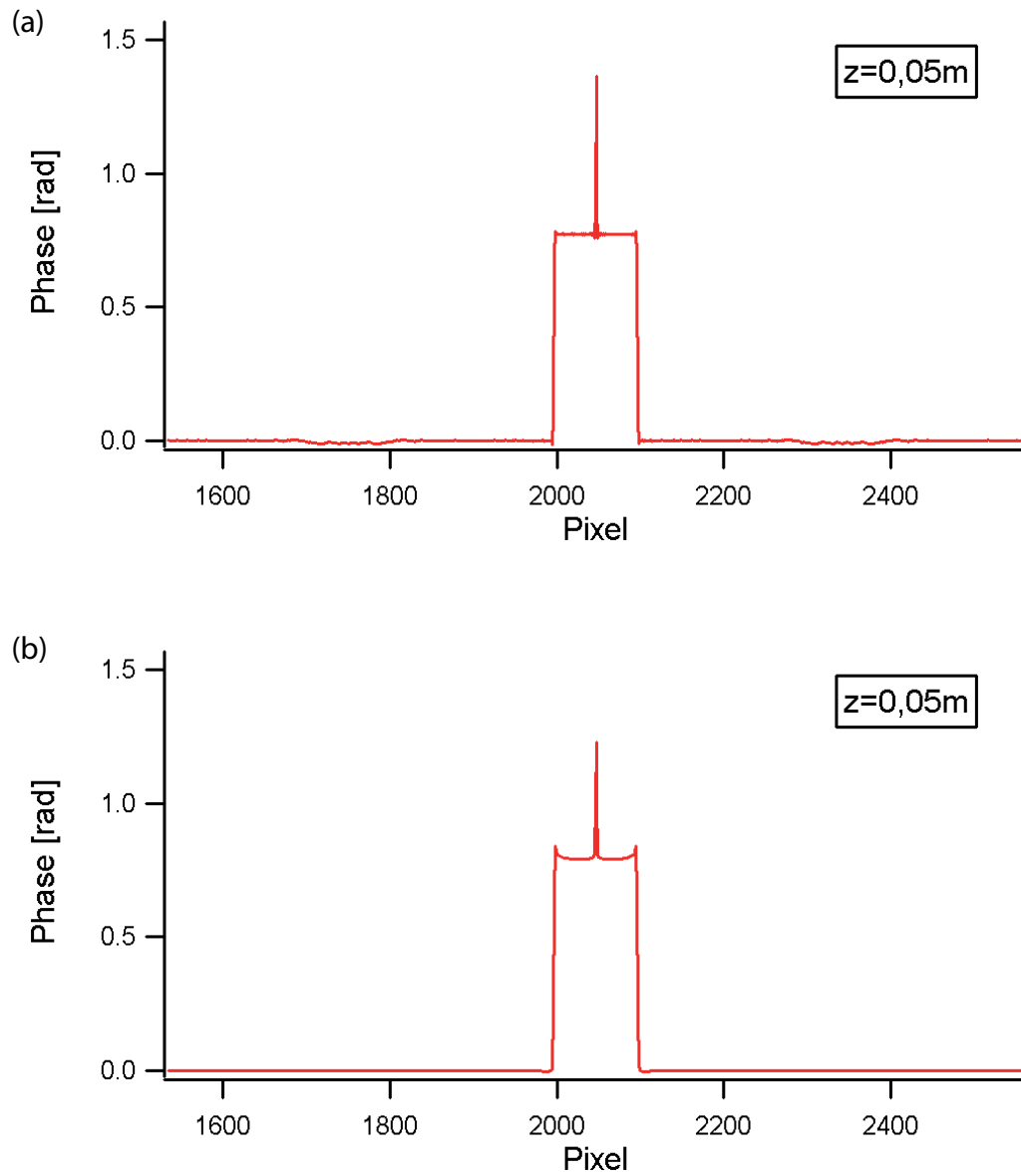


Abbildung 4.36: Rekonstruktionen der Phasenverteilung für eine Objektentfernung von $z = 0,05m$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 1; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 2.

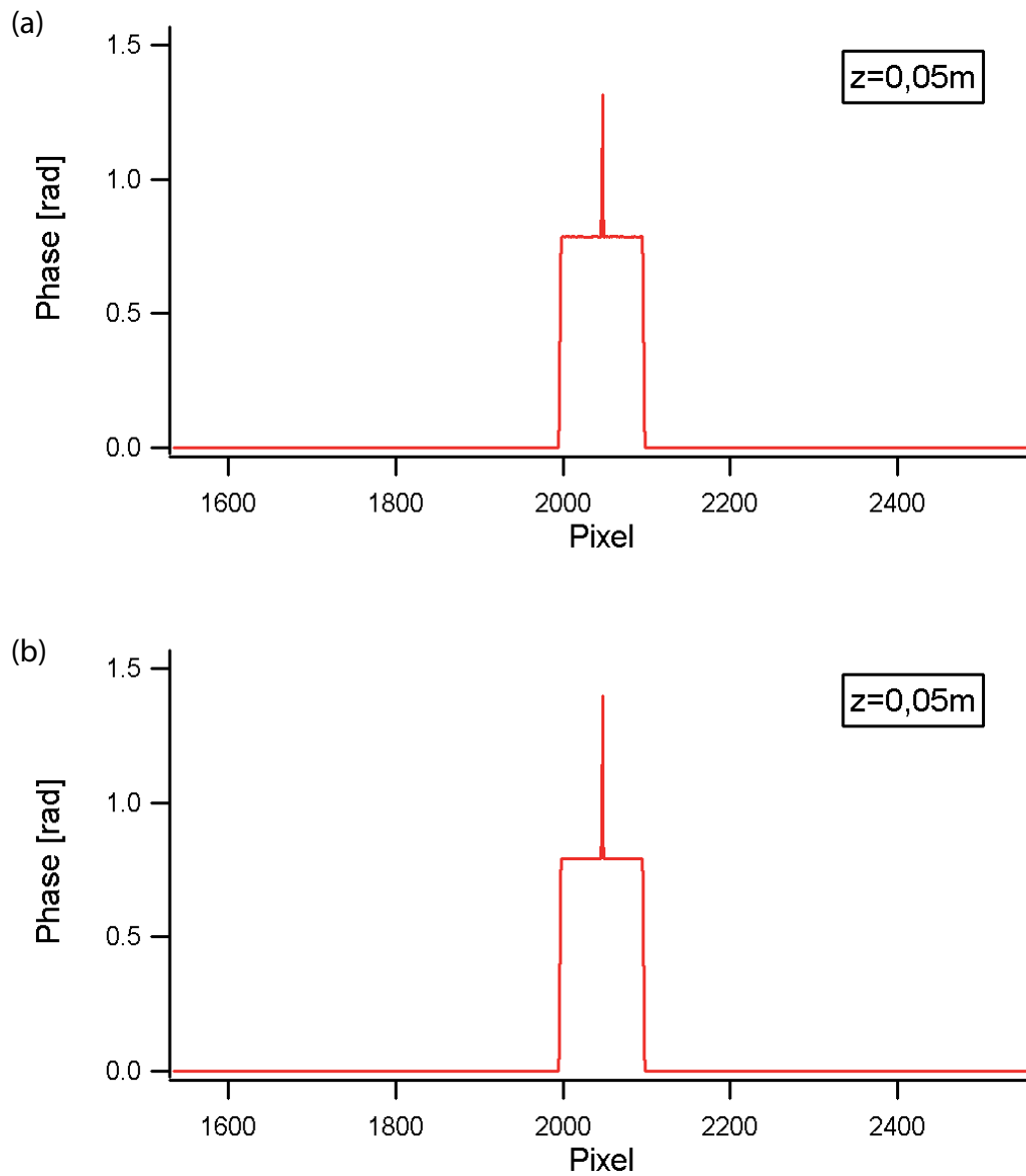


Abbildung 4.37: Rekonstruktionen der Phasenverteilung für eine Objektentfernung von $z = 0,05m$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 3; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 4.

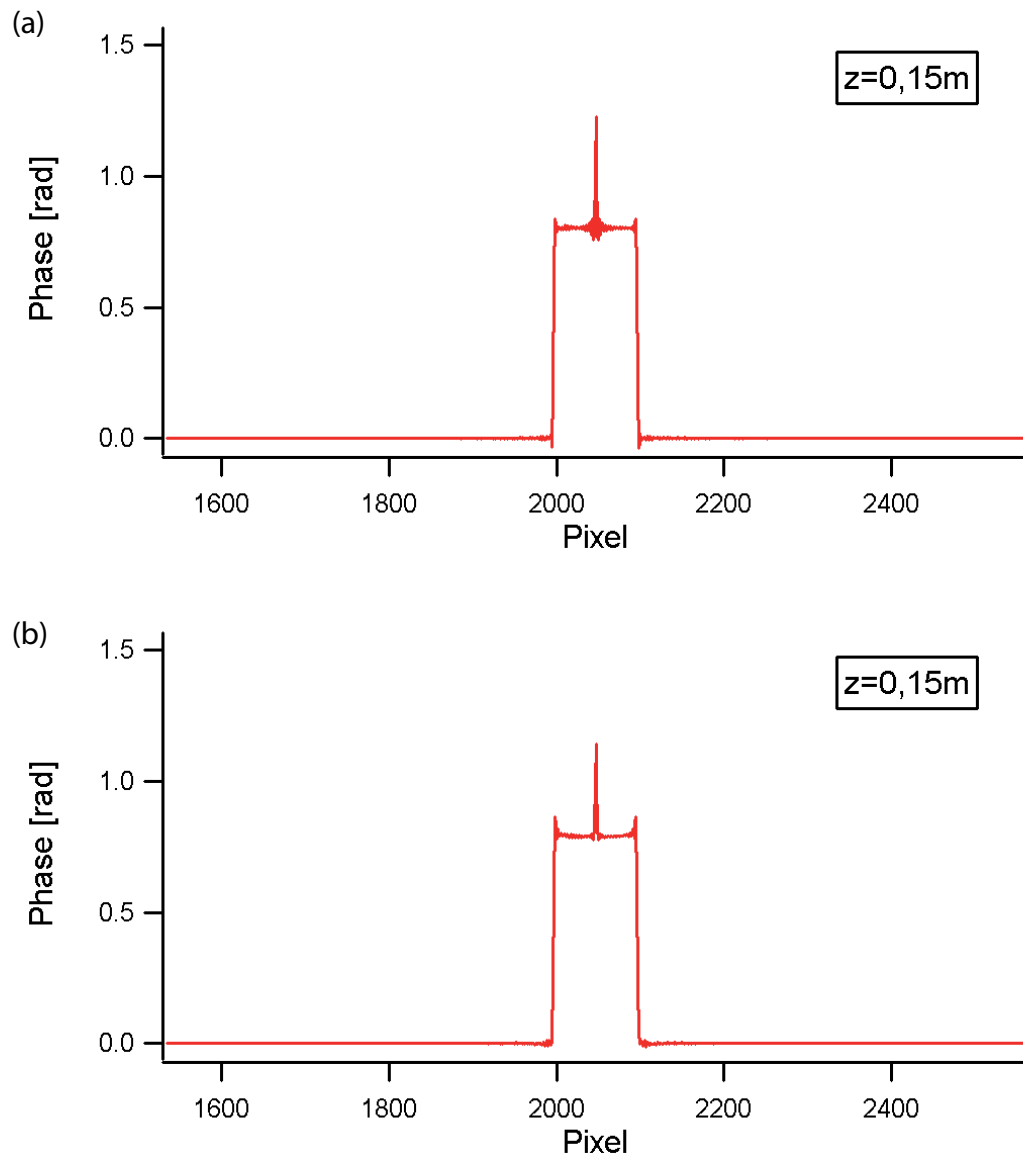


Abbildung 4.38: Rekonstruktionen der Phasenverteilung für eine Objektentfernung von $z = 0,15\text{m}$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 1; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 2.

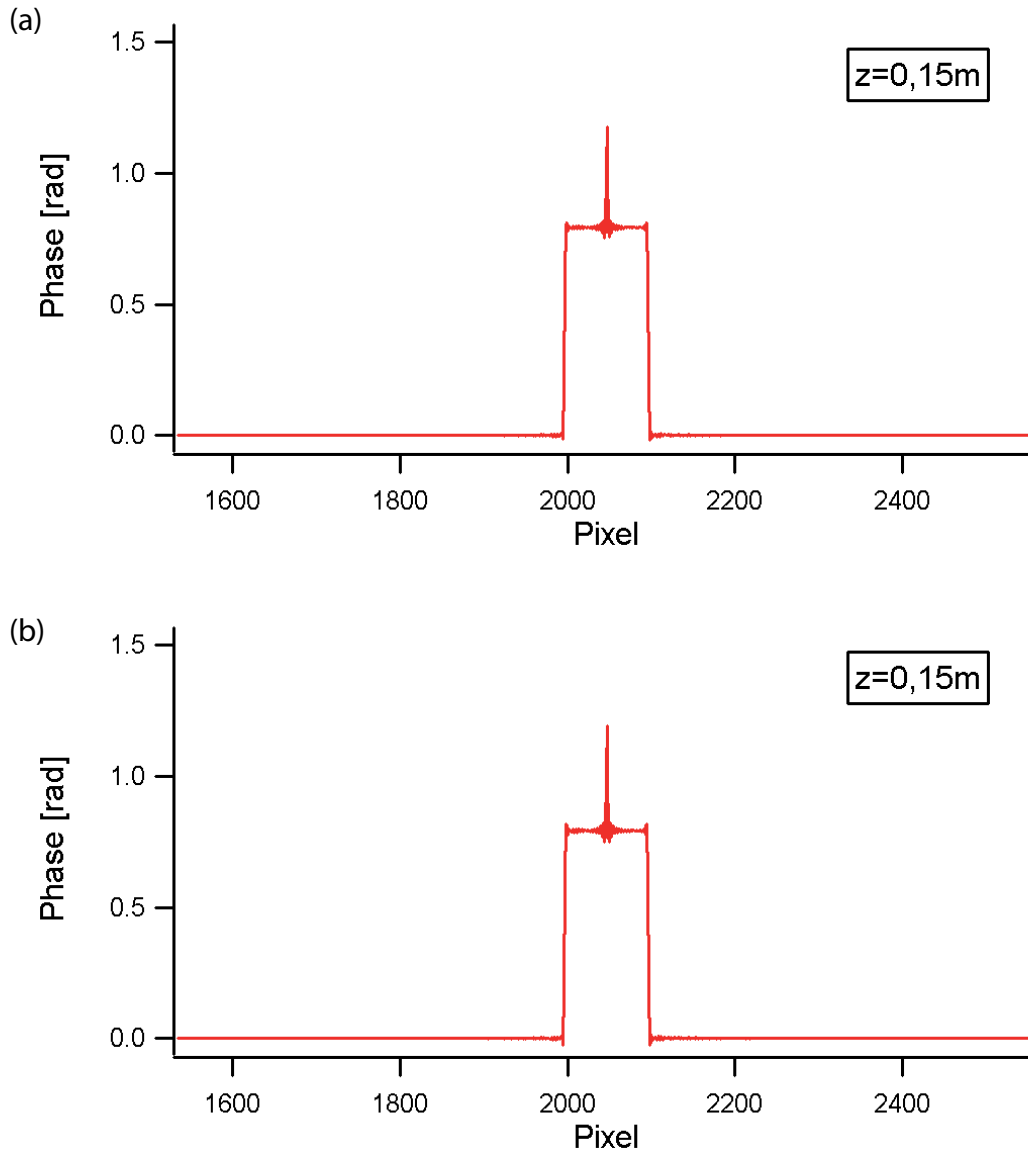


Abbildung 4.39: Rekonstruktionen der Phasenverteilung für eine Objektentfernung von $z = 0,05\text{m}$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 3; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 4.

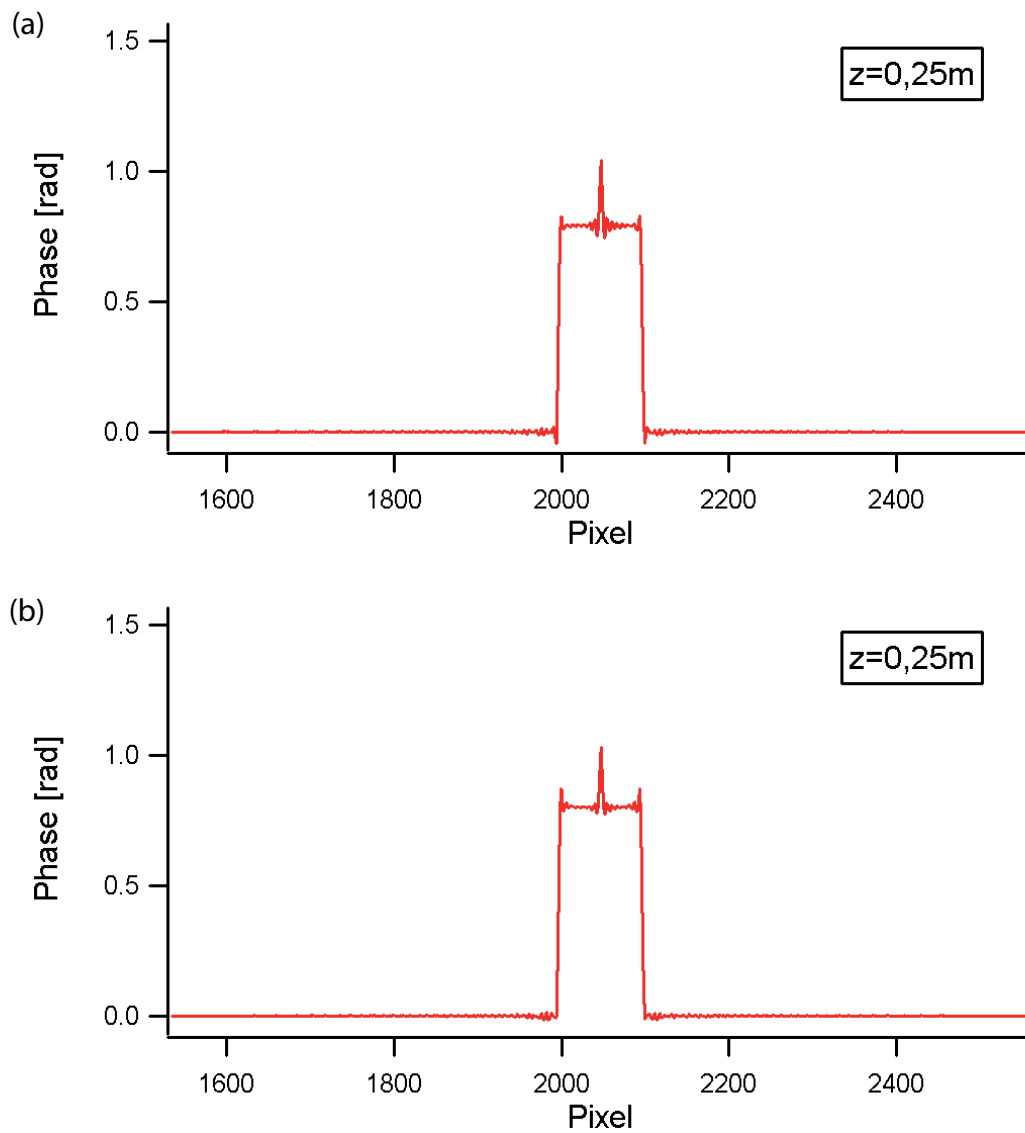


Abbildung 4.40: Rekonstruktionen der Phasenverteilung für eine Objektentfernung von $z = 0,25\text{m}$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 1; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 2.

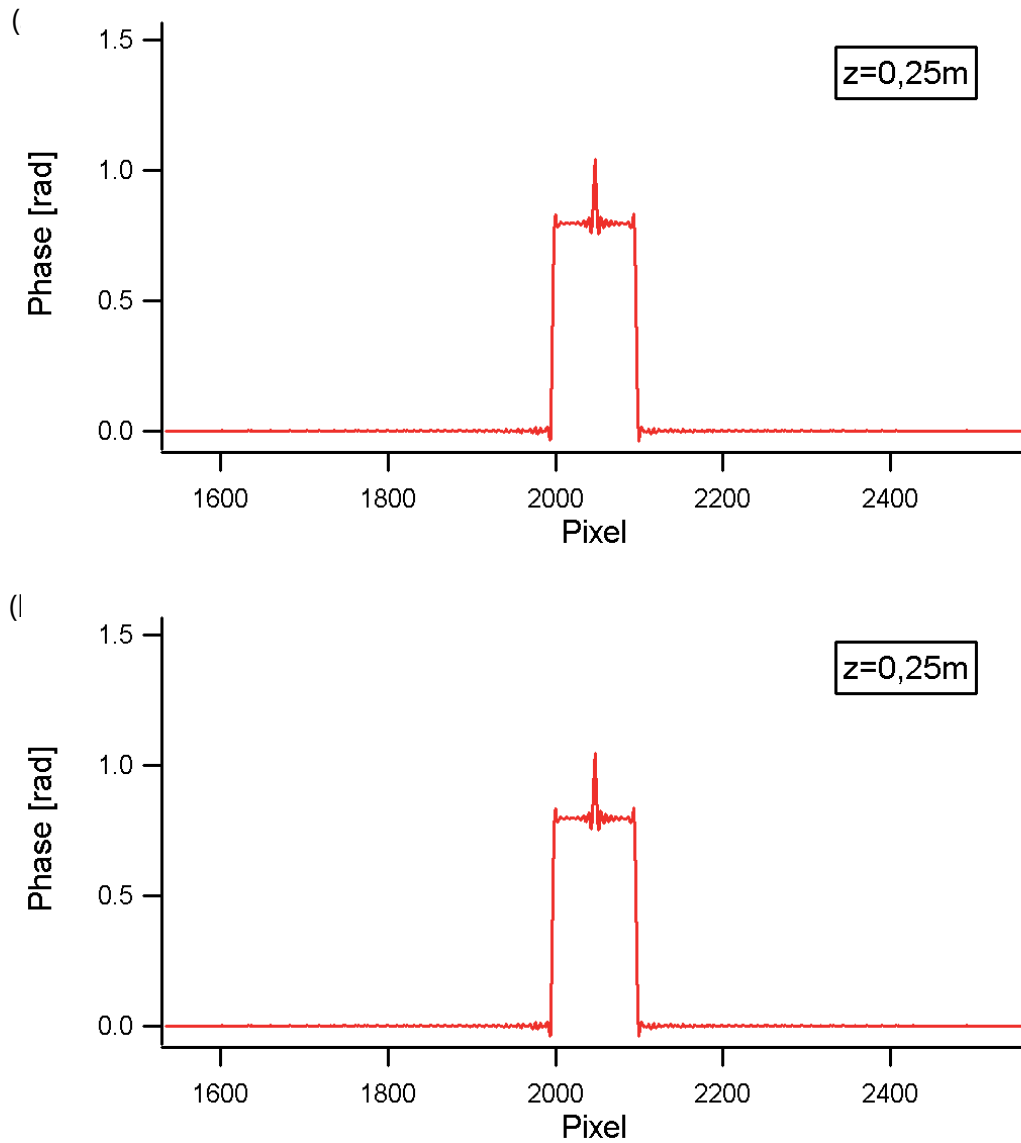


Abbildung 4.41: Rekonstruktionen der Phasenverteilung für eine Objektentfernung von $z = 0,25\text{m}$. Tafel a) Rekonstruktion mit Faltungskern 3; b) Rekonstruktion mit Faltungskern 4.

Die Integration wurde wieder numerisch nach der Simpson-Regel durchgeführt, wobei mit Blick auf die Rechenzeit hier wiederum der eindimensionale Fall gewählt wurde. Weiterhin wurden die Werte des so berechneten Hologramms außerhalb eines 1024 Elemente messenden Bereiches durch ihren Mittelwert ersetzt, da im Rahmen dieser Arbeit die echten Hologramme stets einen Träger mit 1024^2 Elementen besitzen. Dieses komplexwertige Hologramm wurde mit verschiedenen Faltungskernen rekonstruiert. Es wurden vier verschiedene Faltungskerne verwendet: ein Faltungskern, der punktförmige Elemente annimmt, aber bei dem Nyquistradius abgeschnitten ist; ein Faltungskern, der für Rekonstruktion von einer Punktquelle pro Bildelement ausgeht, aber über die Ausdehnung des Elementes komplex integriert wird („kohärente Addition“); ein 64fach unterteilter Faltungskern wie für die Berechnung des Hologramms, wobei für die Berechnung das Ergebnis von Gl. 4.27, d.h. die Hologrammebene wieder 64fach unterteilt wurde (wobei die 64 Unterelemente jetzt natürlich alle den gleichen Wert besitzen);

schließlich ein Faltungskern, für dessen Berechnung die Überlagerung von 64 Punktquellen innerhalb des 0. Elementes angenommen wurden, und dessen Amplitudenbeträge inkohärent über die Fläche der einzelnen Elemente integriert wurden, während die Phasenwerte für jedes Bildelement wieder durch ihr Mittel ersetzt wurden. Der erste Faltungskern (Faltungskern 1) entspricht dem üblicherweise verwendeten, wobei die endliche Pixelperiode durch Abschneiden beim Nyquistradius berücksichtigt wurde. Der zweite Faltungskern (Faltungskern 2), der im Rahmen dieser Arbeit anfänglich verwendet wurde, war als Kompromiß zwischen herkömmlichem Faltungskern und einem vielfach unterteilten gedacht, wobei von einer hypothetischen kohärenten Integration ausgegangen wird. Der dritte Faltungskern (Faltungskern 3) ist der, der im Idealfall gewählt werden müßte, da er die tatsächliche Ausdehnung der Bildelemente in der Hologrammebene korrekt berücksichtigt, wie es auch für die Simulation der Fall war; allerdings ergibt sich hier ein Problem in der praktischen Anwendung auf den zweidimensionalen Fall. Wenn der Faltungskern auf einem Träger mit 2048×2048 Elementen als komplexwertige Matrix mit *double*-Genauigkeit berechnet wird, d.h. mit zweimal 8Byte pro Matrixeintrag, ergibt sich bereits ein Speicherbedarf von ca. 65MByte. Wollte man jedes Element darüber hinaus noch z.B. 64×64 unterteilen, ergäbe sich für jede Matrix bereits ungefähr 266GByte an Arbeitsspeicherbedarf, wobei man mindestens zwei Matrizen (in der Realität eher mehr) gleichzeitig im Arbeitsspeicher halten muss. Gleichzeitig würde sich auch der reine Rechenaufwand (ohne Berücksichtigung von Speicherprozessen), d.h. die notwendige Rechenzeit um mehrere Größenordnungen erhöhen, d.h. eine einzige Berechnung würde dann beispielsweise statt 10 Sekunden etwa 11 Stunden dauern. Daher war im Rahmen dieser Arbeit die Verwendung eines derartigen Faltungskernes nicht möglich und über weite Strecken wurde der zweite Faltungskern eingesetzt. Als weitere Verbesserung dieses Faltungskernes, die dem wünschenswerten Idealfall noch deutlich näher kommt, stellt sich indes der vierte hier angewendete Faltungskern (Faltungskern 4) heraus, der die Rekonstruktion gewissermaßen als Summe der Beugungsbilder separater $6,7\mu\text{m} \times 6,7\mu\text{m}$ -messender Quadrate berechnet und damit außer für die einmalige Berechnung des Faltungskernes, der dann gespeichert werden kann, keine weitere Unterteilung des Trägers verlangt. Die Faltungskerne sind in Abb. 4.24, 4.25 und 4.26 dargestellt. Die integrierten Faltungskerne zeichnen sich u.a. dadurch aus, dass ihre Einhüllenden deutlich schneller abfallen, als man nach der $1/R$ -Abhängigkeit des punktwise berechneten Faltungskernes erwarten würde, wobei dies für abnehmende Entfernungen immer deutlicher wird. Die Einhüllende des aus 64 Punktquellen gebildeten Faltungskernes stellt in guter Näherung eine sinc-Funktion dar, wie man es für rechteckige Bildelemente erwartet. Dies weist nochmals darauf hin, dass die Beugungsbilder nur eine endliche Ausdehnung in der Hologrammebene haben werden und daß in der Realität eine Vergrößerung der Sensorfläche nicht notwendigerweise zu mehr Information über das Objekt führt. Die integrierte Punktquelle, Faltungskern 2, weist einen ähnlichen aber nicht identischen Verlauf sowohl der Einhüllenden als auch der eigentlichen Funktion auf. Simulationen wurden sowohl für ein reines Amplitudenobjekt durchgeführt (Abb. 4.27ff.), als auch für ein reines Phasenobjekt (Abb. 4.35ff.), wobei sich die Resultate für beide Objektarten ähneln. In allen Fällen nimmt, wie zu erwarten, die Auflösung der Rekonstruktion mit zunehmender Entfernung ab. Dabei nimmt nicht nur die Schärfe der Kanten ab, sondern auch die quantitative Übereinstimmung der Rekonstruktionwerte mit dem Original. Faltungskerne 3 und 4 ergeben Rekonstruktionen in sehr guter Übereinstimmung miteinander. Daher scheint Faltungskern 4 tatsächlich einen guten Ersatz für den in der Praxis kaum anwendbaren Faltungskern 3 darzustellen. Die Faltungskerne 1 und 2 ergeben dagegen Rekonstruktionen etwas schlechterer Güte. Dabei zeichnet sich die Rekonstruktion mit dem punk-

tuellen Faltungskern 1 durch einen hohen „Kontrast“ zwischen halbopakem Objekt und seinem opakem Punkt, aber auch durch relativ starke Oszillationen und „Überschwinger“ aus; die Rekonstruktion mit Faltungskern 2 weist keine Oszillationen auf, aber dafür eine deutlich schlechtere Güte und eine Art gedämpfte Überschwinger an den Kanten, er scheint im Vergleich wie eine Art Tiefpassfilter zu wirken. Wie zu erwarten ist, sind, bei fester Trägergröße, die Unterschiede zwischen den einzelnen Rekonstruktionen mit zunehmender Entfernung immer geringer. Nichtsdestotrotz ist rückblickend zu sagen, dass der anfangs weitgehend verwendete Faltungskern 2 nicht die beste Wahl darstellt, sondern dass Faltungskern 4 zu bevorzugen ist (und inzwischen Faltungskern 2 zur Berechnung der Rekonstruktion ersetzt hat), insbesondere bei geringen Objektentfernungen. Weiterhin ist festzuhalten, dass die Ergebnisse für das reine Amplituden- und das reine Phasenobjekt im Grundsatz gleich sind.

Zusammenfassend lassen sich verschiedene Konsequenzen der endlichen Ausdehnung der Bildelemente festhalten: der integrierende Effekt läßt die Amplituden der Beugungsmuster deutlich schneller abfallen, als man bei punktförmigen Bildelementen erwarten würde; während eine Rekonstruktion mit allen betrachteten Faltungskernen grundsätzlich möglich ist und die groben Strukturen des Objektes weitgehend erhält, liefert der hier als „Faltungskern 4“ bezeichnete Faltungskern die besten Ergebnisse. Wie jedoch die Rekonstruktion des eigentlich opaken Minimums in Abbildung 4.32 zeigt, sind jedoch selbst die besten Ergebnisse der Rekonstruktion nicht notwendigerweise quantitativ korrekt, abhängig von Objektentfernung und -größe (für eine feste Sensorgröße). Daher ist unter Umständen nur eine qualitative Interpretation bzgl. des Vorliegens von bestimmten Strukturen, wie sie im Zusammenhang mit der Phasenrückgewinnung durchgeführt wurde, möglich.

4.7.4 Quantisierung

Eine vierte Einschränkung der digitalen Holographie stellt der sehr begrenzte Wertebereich dar, in dem die gemessenen Intensitätswerte dargestellt werden können. Für die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Hologramme standen nur 256 Werte zur Verfügung, entsprechend einer 8Bit-Auflösung¹⁹. Damit hängt zum Einen das Detektionslimit unter Umständen von der Quantisierung ab: Beugungsmuster mit einer Amplitude, die kleiner als $1/255$ des Maximalwertes ist, der einem Bitwert von 255 entspricht, ergeben nach der Quantisierung einen konstanten Wert 0. Schwach ausgeprägte Beugungsmuster würde man insbesondere für geringe Fresnel-Zahlen, d.h. kleine Objekte und große Entfernungen erwarten, sowie für schwach beugende Objekte, also z.B. nur wenig opake Amplitudenobjekte.

Zur Untersuchung von Quantisierungseffekten wurde die Intensität des wie oben simulierten Hologrammes mit 8Bit quantisiert, wobei ein Intensitätsbereich von $0 \dots 1,5$ dem Wertebereich $0 \dots 255$ entspricht²⁰. Dann wurde die Wurzel aus den quantisierten Intensitätswerten gezogen, um die Amplitude zu erhalten, gegen die die Amplitude des komplexwertigen Hologramms dann unter Beibehaltung der Phasorwerte ausgetauscht wurde. Teilweise wurde außerdem die Phase über den Wertebereich von 2π ebenfalls mit 8Bit quantisiert.

Abbildung 4.42 zeigt die Intensitäten der simulierten eindimensionalen Hologramme für drei verschiedene Entfernungen z vor und nach der Quantisierung. Wie man erwarten würde, macht sich die Quantisierung bei geringeren Intensitätsmodulationen, d.h. bei größeren Entfernungen durch Verteilung auf weniger Quantisierungsstufen stärker bemerkbar. Das simulierte Objekt war ein $6,7\mu\text{m}$ großes, völlig opakes Amplitudenobjekt. Abbildungen 4.43, 4.44 und 4.45 zeigen das Ergebnis der Rekonstruktion dieser Hologramme, wobei die Hologramme ohne Quantisierung betrachtet wurden (Tafeln a), einmal mit Quantisierung nur der Intensität aber einer korrekten Phasenverteilung (Tafeln b) und einmal mit Quantisierung sowohl der Intensität als auf der Phase (Tafeln c).

Es zeigt sich dass eine reine 8Bit-Quantisierung der Intensität unter Beibehaltung der korrekten Phasenverteilung die Rekonstruktion fast unverändert läßt, während eine Quantisierung sowohl der Hologrammintensität als auch der Hologrammphase zu einer leichten Verschlechterung des Hintergrundes führt. Es ist jedoch bemerkenswert, dass insgesamt die 8Bit-Quantisierung zu keiner wesentlichen Verschlechterung der Rekonstruktion verglichen mit dem Fall nicht quantisierter Hologramme führt²¹. Dies rechtfertigt die Entscheidung, auf eine feinere Quantisierung zugunsten von Speicher- und Rechenaufwand zu verzichten. In Abbildung 4.46 sind simulierte, eindimensionale Hologramme von opaken Objekten geringerer Ausdehnung vor und nach der Quantisierung dargestellt. Ihre Ausdehnungen entsprechen $1/2$, $1/4$ und $1/8$ von $6,7\mu\text{m}$. Die Entfernung beträgt hier für alle Abbildungen $z = 0,25\text{m}$. Wie erwartet ist der Quantisierungseffekt aufgrund des immer schwächer ausgeprägten Beugungsbildes immer stärker ausgeprägt, bei dem kleinsten Objekt, dessen Beugungsintensität in Tafel f) dargestellt ist, liegen praktisch

¹⁹Alternativ erlauben die verwendeten Kameras auch eine effektive Auflösung von 10Bit, wobei auf diese Alternative aus Gründen des Speicherplatzes und der Bildrate verzichtet wurde.

²⁰Für die Simulationen der Hologramme wurden diese wie oben beschrieben auf einen Hintergrundwert von 1 normiert. Dies geschah durch Division des von der Objekt- in die Hologrammebene propagierten Wellenfeldes mit der Amplitude eines ungestörten Wellenfeldes, das von der Objekt- in die Hologrammebene propagiert wurde, wobei also die Objektebene als „leer“, d.h. vollständig transparent und phasenkonstant angenommen wurde.

²¹Wobei die numerisch simulierten Hologramme streng genommen natürlich auch quantisiert sind, aber im Rahmen dieser Rechnungen in *double*-Variablen beträgt die Quantisierung 64Bit, ist also viel feiner.

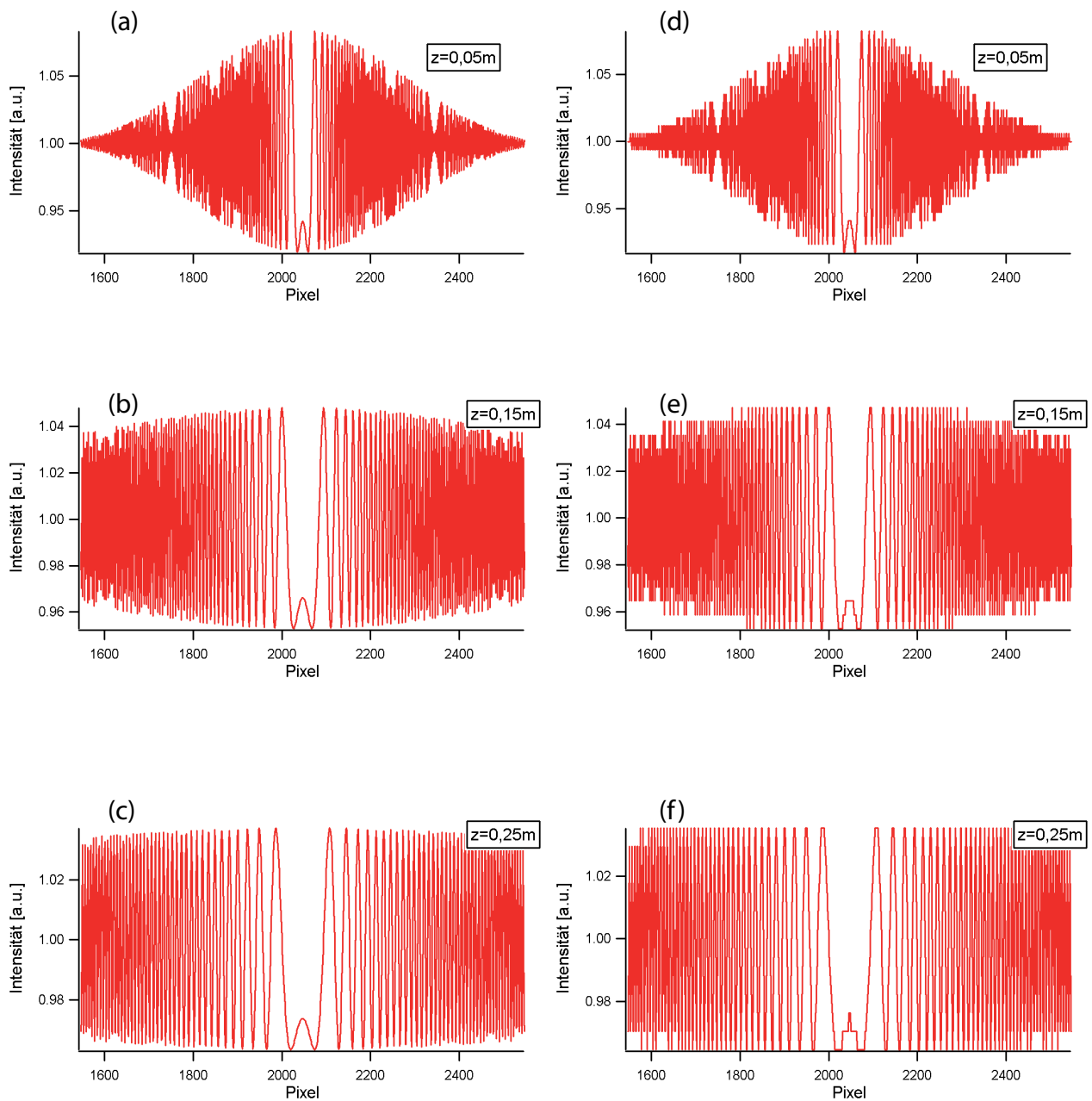


Abbildung 4.42: Quantisierte Hologramme eines $6,7\mu\text{m}$ großen Objektes in verschiedenen Entfernungen: Tafeln a)-c) zeigen die simulierten Hologramme vor, Tafeln d) bis f) nach der Quantisierung für verschiedenen Entfernungen z .

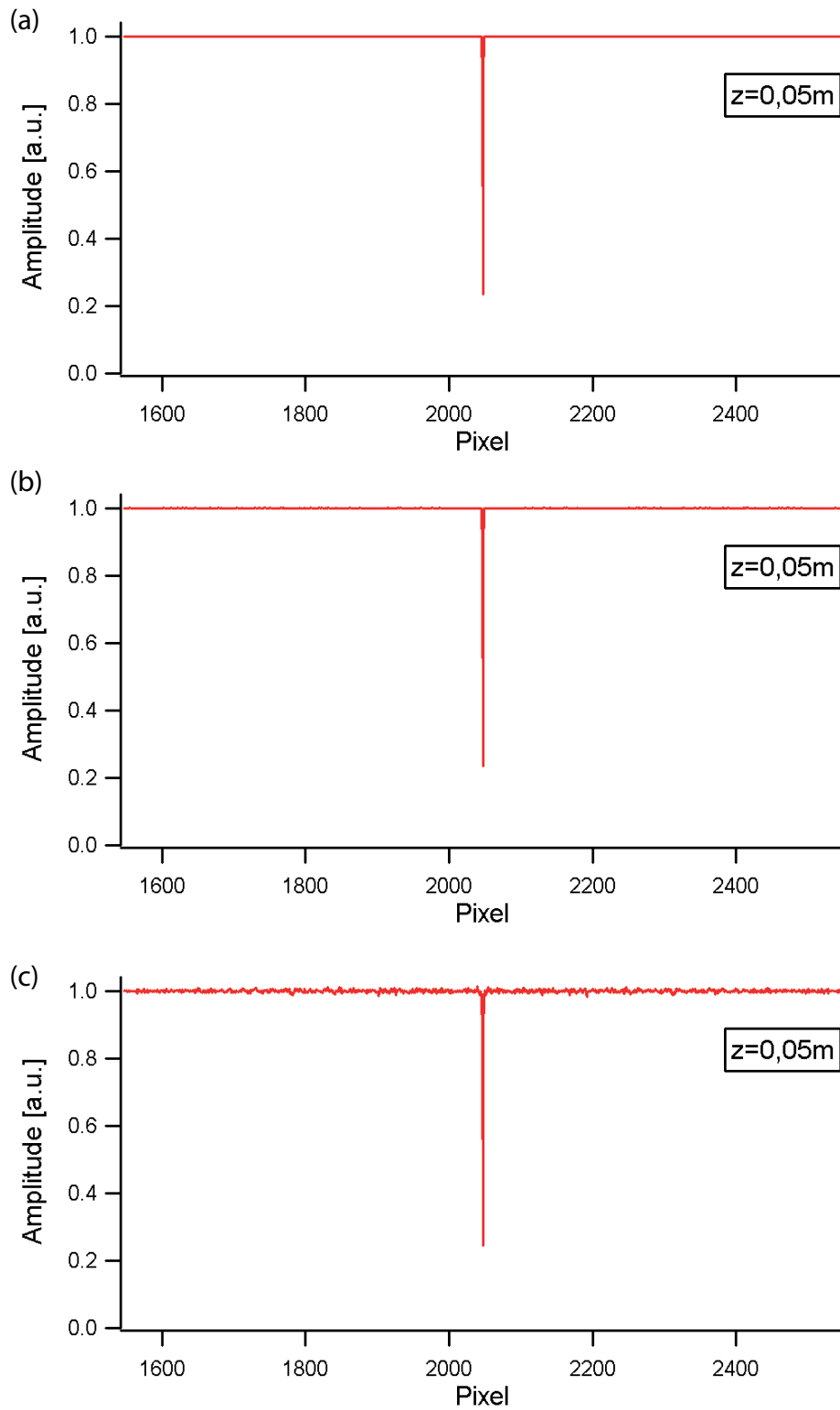


Abbildung 4.43: Rekonstruktionen vom simulierten Hologramm eines $6,7\mu\text{m}$ großen, opaken Objektes bei einer Objektentfernung z von $0,05\text{m}$, a) ohne Quantisierung, b) mit Quantisierung nur der Intensität, c) mit 8Bit Quantisierung auch der Phase.

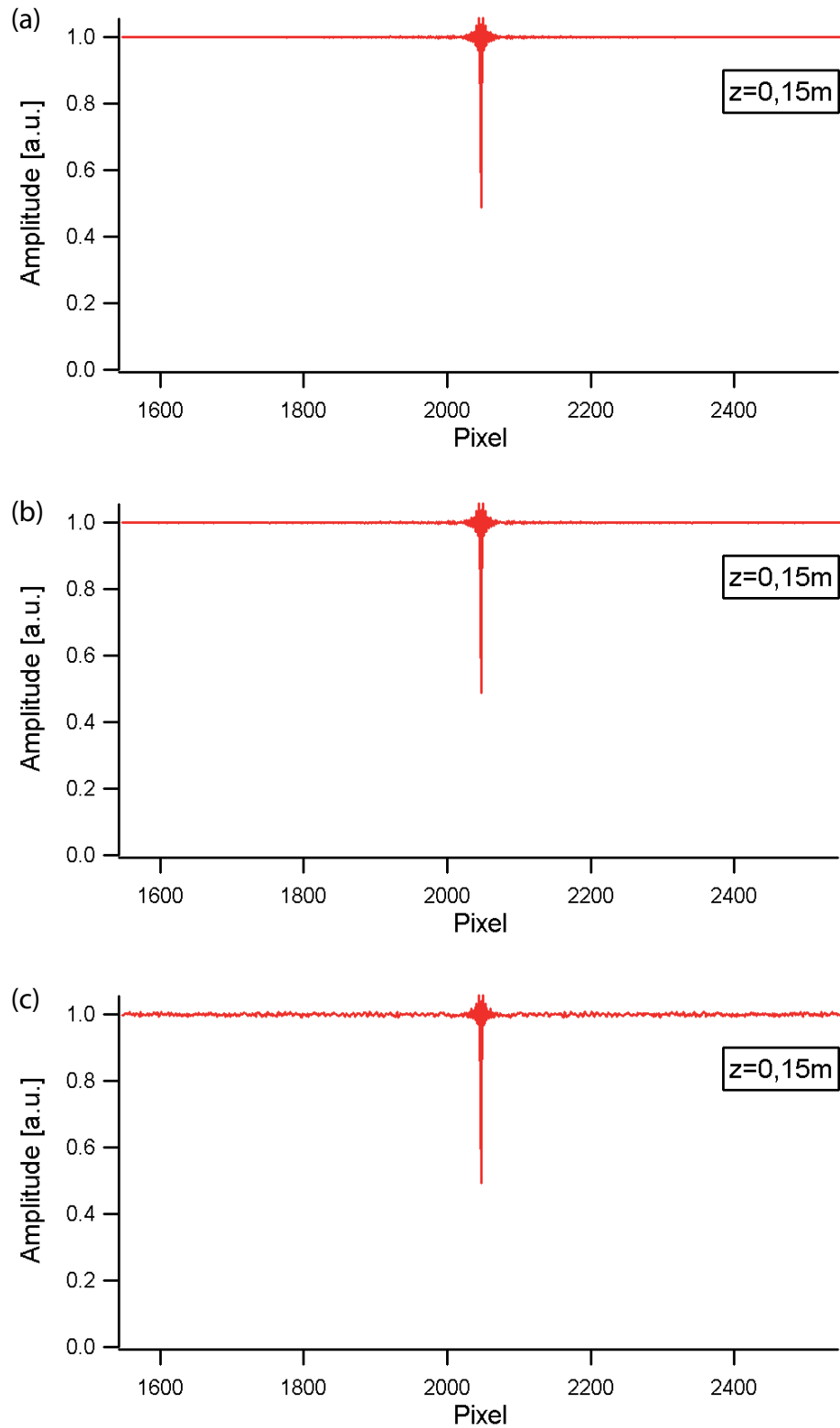


Abbildung 4.44: Rekonstruktionen vom simulierten Hologramm eines $6,7\mu\text{m}$ großen, opaken Objektes bei einer Objektentfernung z von $0,15\text{m}$, a) ohne Quantisierung, b) mit Quantisierung nur der Intensität, c) mit 8Bit Quantisierung auch der Phase.

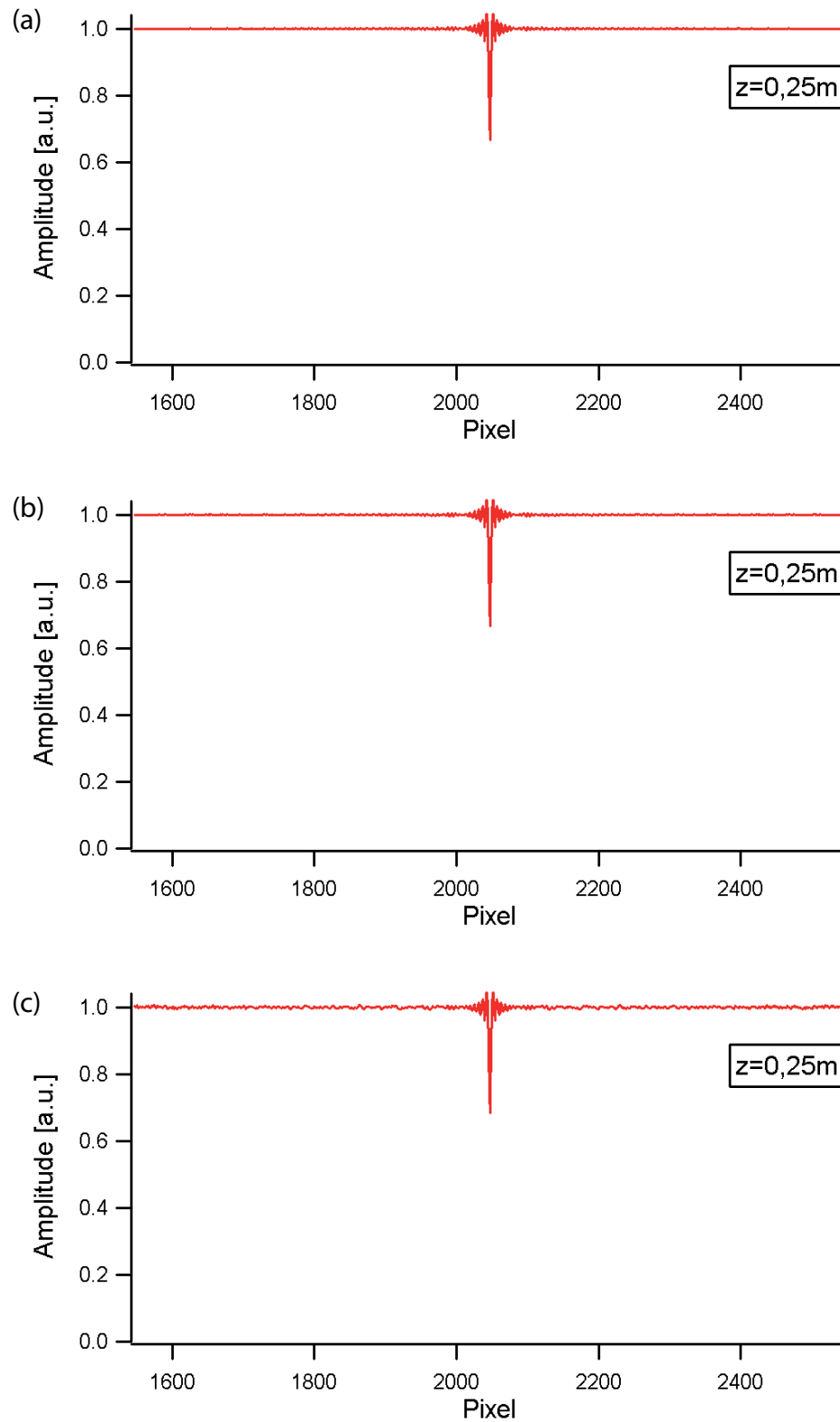


Abbildung 4.45: Rekonstruktionen vom simulierten Hologramm eines $6,7\mu\text{m}$ großen, opaken Objektes bei einer Objektentfernung z von $0,25\text{m}$, a) ohne Quantisierung, b) mit Quantisierung nur der Intensität, c) mit 8Bit Quantisierung auch der Phase.

nur noch drei Werte vor. Gleichzeitig ist aber selbst für diese geringe Objektgröße noch ein Beugungsbild detektierbar, siehe auch die Rekonstruktion in Abb. 4.47.

Daher würde man davon ausgehen, dass das theoretisch zu erwartende Detektionslimit bei einer Objektentfernung von 25cm unterhalb eines Mikrometers liegt. Allerdings sind hier zwei Caveats angebracht: zum Einen wurde hier von völlig opaken und damit maximal beugenden Amplitudenobjekten ausgegangen, schon für Objekte mit einer Transmission von 0,5 statt 0,0 ist für die kleinste Objektgröße kein Beugungsbild mehr zu beobachten; außerdem stoßen natürlich sowohl die Simulation mittels 64facher Unterteilung eines $6,7\mu\text{m}$ messenden Elementes als auch generell die skalare Beugungstheorie bei Objekten mit einer Ausdehnung in der Größenordnung der Wellenlänge hier an ihre Grenzen. Das heißt selbst im Idealfall hängt die Detektionsgrößengrenze stark von den Objekteigenschaften ab. Weiterhin fällt die Amplitude der Objektwelle möglicherweise schneller mit der Entfernung ab, als hier in der Simulation normalisierter Hologramme berücksichtigt. Wie wir sehen werden, wird außerdem die Grenze aufgrund des Bildrauschens weiter beeinträchtigt. Abbildung 4.48 zeigt die Rekonstruktion von (quantisierten) Hologrammen, denen vor der Quantisierung noch ein wie oben beschrieben aus der Normierung zweier Leerbilder stammendes experimentelles „Rauschen“ überlagert wurde. Das „Rauschen“ ist hier in Anführungszeichen gesetzt, weil es kein „weißes Rauschen“ darstellt, sondern auch Effekte von unerwünschten Reflexionen an optischen Oberflächen etc. umfasst. Die Objektentfernung betrug für die Simulation 0,25m. Es zeigt sich, dass das Rauschen einen massiven Einfluss auf die Nachweisbarkeit der Objekte hat. Während ein ideal opakes Objekt mit einer Ausdehnung von $6,7\mu\text{m}$ sich noch deutlich vom Rauschen abhebt, ist ein halb so großes Objekt nur schwer erkennbar. Bemerkenswerterweise ist selbst für die kleinste simulierte Objektgröße noch eine mit dem nächstgrößeren Objekt vergleichbare Rekonstruktion erkennbar; dies ist eine Folge der Phasenquantisierung, die hier den Effekt des Intensitätsrauschens etwas unterdrückt und damit zu einer (ohne Vorwissen: nicht sicher) erkennbaren Rekonstruktion führt. Generell wurde hier nur ein Intensitätsrauschen berücksichtigt, kein Phasenrauschen, da für dieses keine experimentellen Werte vorlagen. Es ist naheliegend, dass ein zusätzliches Phasenrauschen die Nachweisgrenze noch einmal deutlich herabsetzen wird. Wir sind bisher von der Annahme ausgegangen, wir kennen die korrekte, eventuell quantisierte Phasenverteilung in der Objektebene. Für die in Abbildung 4.49b) dargestellte Rekonstruktion wurde diese Annahme fallengelassen und wie in der normalen Rekonstruktion von einer konstanten Phase in der Hologrammebene ausgegangen. Entsprechend wurde nicht die Hologrammamplitude, sondern die Intensität als Ausgangspunkt der Rekonstruktion gewählt. Wie Tafel b) demonstriert, führt dies zu einer größeren Amplitude des Rauschens, so daß das Signal-Rausch-Verhältnis weiter sinkt. Damit sind selbst opake Objekte von der Größe eines Bildelementes bei einer Objektentfernung von 0,25m kaum noch sicher detektierbar. In der Praxis kommt als weiteres Problem hinzu, dass es durch die Natur des „Rauschens“, dass kein „weißes Rauschen“ ist sondern auch z.B. unerwünschte Reflexionen beinhaltet, zu künstlich aus dem Rauschen herausgehobenen Rekonstruktionswerten in einzelnen Pixeln kommen kann, die eine sichere Erkennung tatsächlicher Objekte und ihre Unterscheidung von scheinbaren Objekten weiter erschweren²². Daher erscheint es ratsam, von vornherein eine künstliche Größengrenze von der Größe mehrerer Bildelemente festzusetzen, unterhalb derer Objekte ignoriert werden.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, das die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Si-

²²Allerdings kann in manchen Fällen eine Unterscheidung anhand des Vorhandenseins eines deutlich erkennbaren Beugungsbildes getroffen werden.

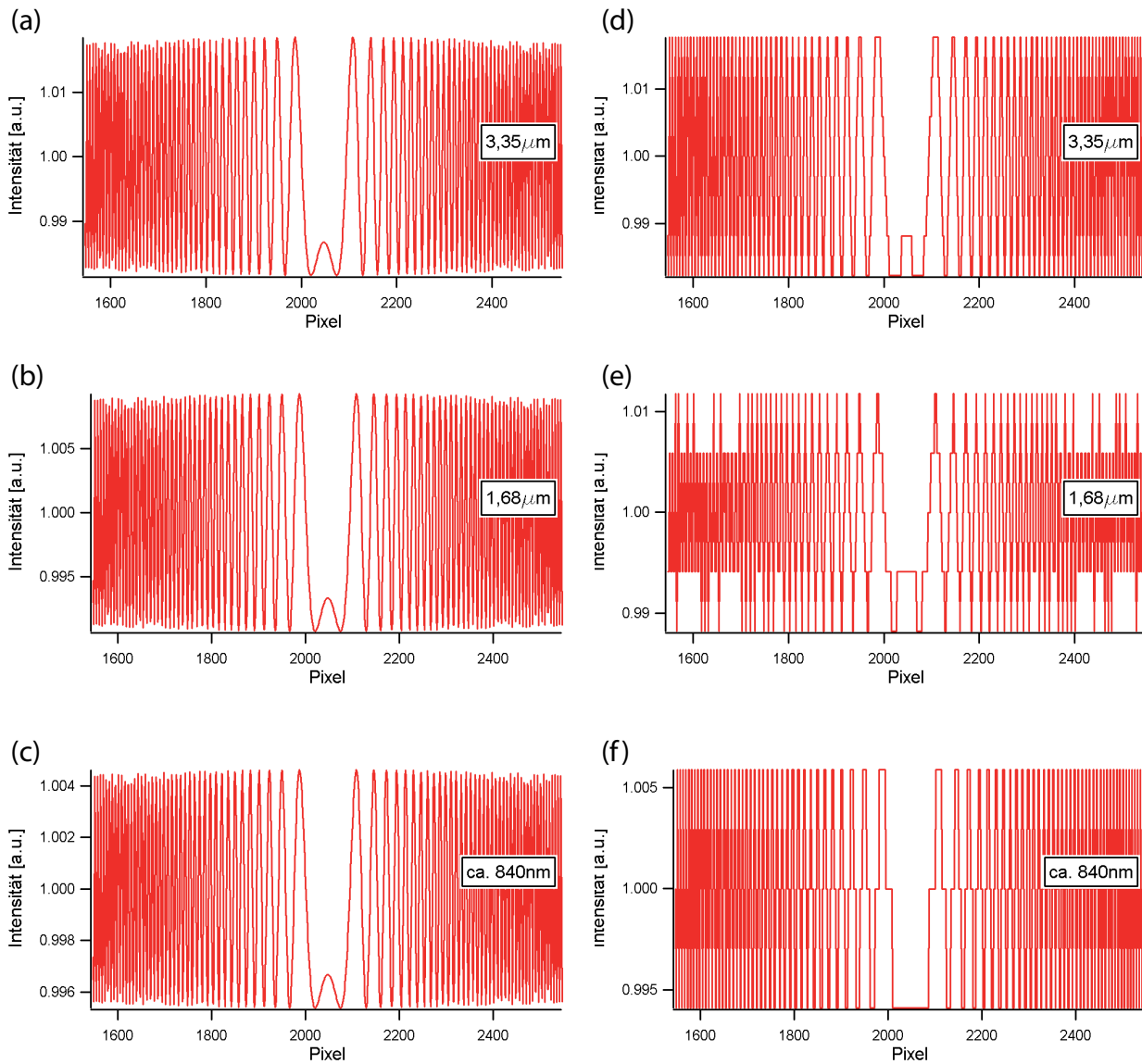


Abbildung 4.46: Quantisierte simulierte Hologramme von Objekten die $1/2$, $1/4$, $1/8$ eines Bildelementes groß sind. Die Entfernung z beträgt $0,25\text{m}$ für alle Tafeln. Tafeln a) bis c) zeigen die Hologramme vor, Tafeln d) bis f) nach der Quantisierung.

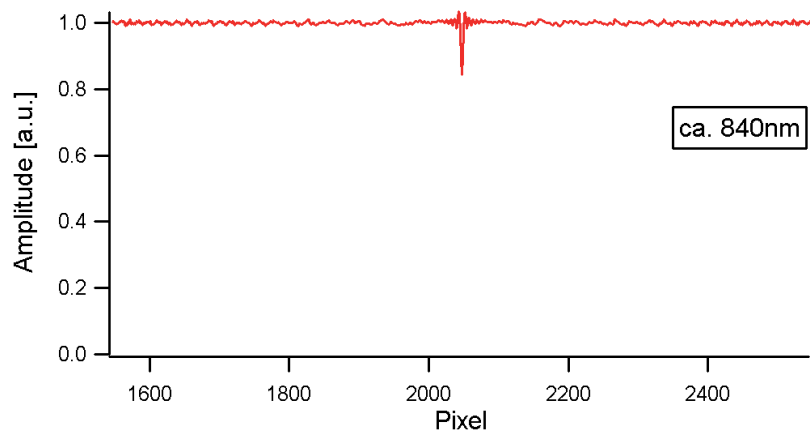


Abbildung 4.47: Rekonstruktion des in Intensität und Phase quantisierten Hologrammes aus Abb. 4.46f).

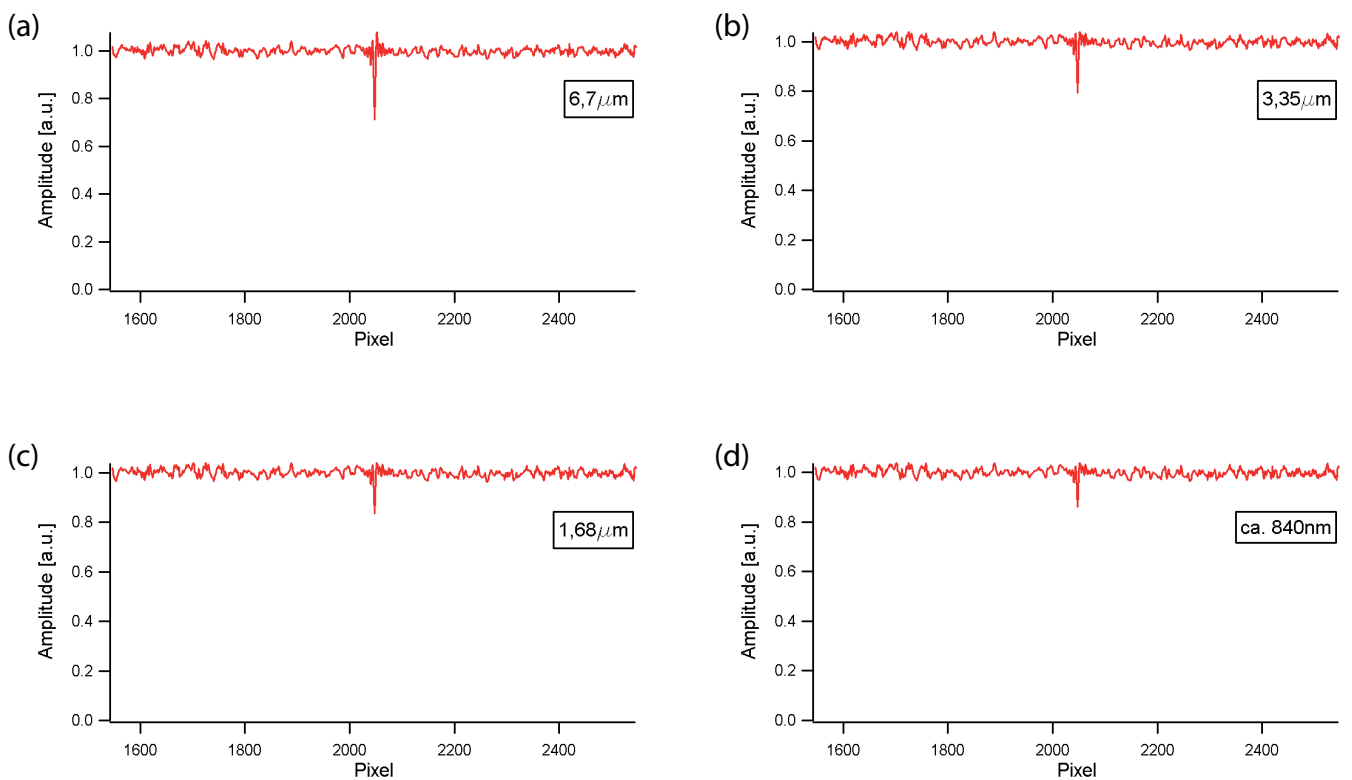


Abbildung 4.48: Einfluss des Rauschens auf die simulierte Rekonstruktion in 25cm Entfernung für verschiedene Objektgrößen.

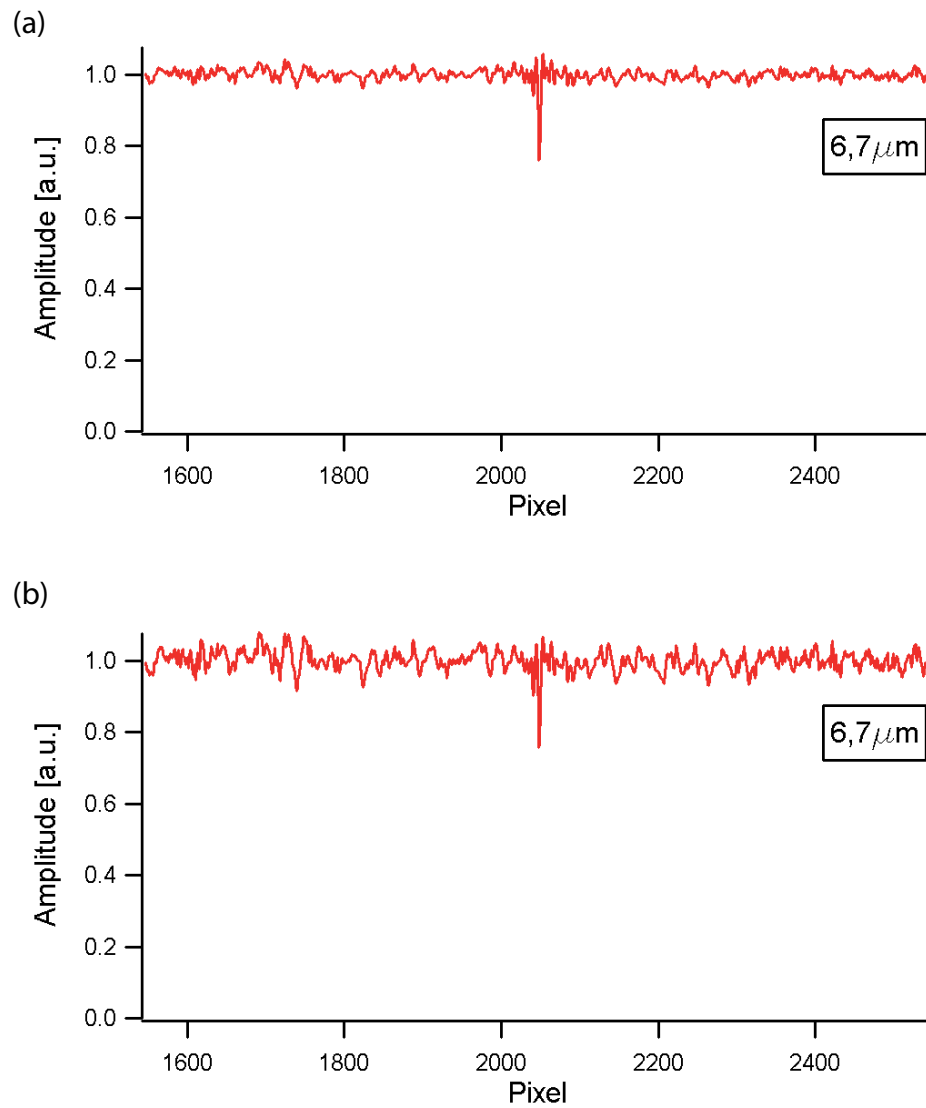


Abbildung 4.49: Simulierte Rekonstruktion eines $6,7\mu\text{m}$ großen Objektes. Einfluss des Verlustes der Phaseninformation in b) im Unterschied zu a).

mulationen einen Zugang darstellen, um verschiedene Beiträge zur Detektionsgrenze besser zu verstehen. Sie weisen insbesondere darauf hin, dass bei Kenntnis der korrekten Phasenverteilung eine Verbesserung der Nachweisgrenze zu erzielen wäre.

4.8 Anmerkungen

Die Simulationen von Hologrammen und ihrer Rekonstruktion im Rahmen der Arbeit haben zu verschiedenen weiteren interessanten Ansätzen geführt, die nicht oder nur teilweise weiterverfolgt werden konnten. Sie sollen in diesem Abschnitt kurz zusammengefasst werden.

4.8.1 Inversion

Wir hatten oben gesehen, dass bei der normalen Rekonstruktion die Auflösung mit zunehmender Entfernung abnimmt. Dies drückte sich darin aus, dass das zentrale Maximum von K_{-+} immer breiter wurde. Grund hierfür war der Umstand, dass der Faltungskern „abgeschnitten“ ist, so dass er nur noch relativ niedrige Frequenzen umfasst. Daher führte der Faltungskern zu einem Verlust der Auflösung von scharfen Kanten.

Wie wir gesehen hatten, sollte der ideale Faltungskern die Eigenschaften einer Deltadistribution besitzen, vgl. Gl. 4.19. Offensichtlich ist diese Forderung durch die Faltung von K_- mit K_+ nur näherungsweise erfüllt, wobei diese Näherung mit zunehmender Entfernung immer schlechter wird. Im Rahmen dieser Arbeit konnte jedoch gezeigt werden, dass numerisch grundsätzlich für jedes (nicht-konstante) K_- eine Distribution F gefunden werden kann, so dass gilt:

$$K_- \otimes F = \delta. \quad (4.28)$$

Das ist leicht möglich, wenn man die Berechnung der Faltung mithilfe der Fouriertransformation betrachtet:

$$K_- \otimes F = \text{FT}^{-1} [\text{FT}[K_-] \cdot \text{FT}[F]], \quad (4.29)$$

sowie berücksichtigt, dass

$$\text{FT}[\delta] = \text{const.}, \quad (4.30)$$

wobei $\text{FT}[\]$ die Fouriertransformation symbolisiert und $\text{FT}^{-1}[\]$ die inverse Fouriertransformation. Denn dann ergibt sich sofort:

$$\begin{aligned} \text{FT}[K_-] \cdot \text{FT}[F] &\stackrel{!}{=} \text{const.} \\ F &= \text{FT}^{-1} [1/\text{FT}[K_-]], \end{aligned} \quad (4.31)$$

wobei für die Berechnung noch gesetzt wird $\text{FT}[F] = 0$ für alle x, y in denen $|\text{FT}[K_-]| = 0$. Abbildung 4.50 illustriert den Erfolg dieser Art der Bestimmung der zu K_- inversen Funktion F : Oben ist K_{-+} dargestellt (a) mit dem wie üblich verbreiterten Maximum und dem unsauberen Hintergrund, während darunter $K_- \otimes F$ dargestellt ist (b), das eine perfekte Delta-Distribution ergibt. Dieses Ergebnis ist außerordentlich bemerkenswert, weil es zeigt, dass die Auflösung nicht notwendigerweise von der Größe des Trägers, d.h. dem Nyquistverhältnis abhängt, sondern dass theoretisch auch mit einem unvollständigen, niederfrequenten Faltungskern eine perfekte Auflösung erzielt werden kann. Gleichzeitig wurde damit ein extrem einfaches Verfahren gezeigt, dass es erlaubt, die inverse Funktion schnell zu berechnen.

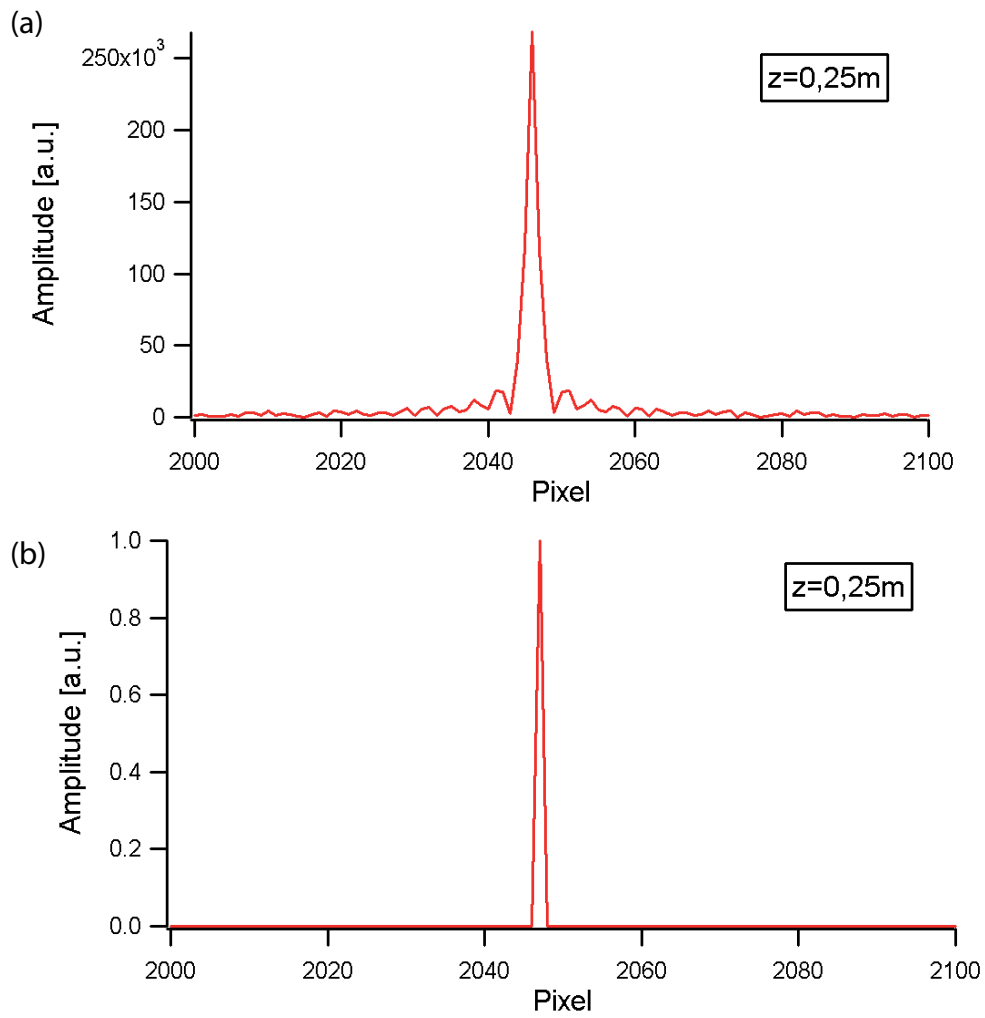


Abbildung 4.50: Vergleich Inversion und Rückpropagation. Tafel a) $K_- \otimes K_+$, b) $K_- \otimes F$ (siehe Besprechung im Text).

Allerdings muß als Caveat betont werden, dass der Erfolg dieser Methode an gewisse Randbedingungen geknüpft ist, die nicht unbedingt leicht zu erfüllen sind. Zum Einen muß natürlich neben der Amplituden- auch die Phasenverteilung in der Hologrammebene bekannt sein. Weiterhin gilt, dass der Faltungskern zwar „abgeschnitten“ sein darf, dass er aber bekannt und das sich mit dem Faltungskern ergebende Beugungsmuster vollständig aufgezeichnet sein muss. Das Verfahren ist im Unterschied zu dem herkömmlichen Rekonstruktionsverfahren sehr empfindlich gegenüber Abweichungen hiervon, die bei der testweisen Anwendung zu einem alles überlagernden, schachbrettartigen Muster geführt haben. Dieses Verfahren, also die Rekonstruktion mittels Inversion statt Rückpropagation, wurde in einigen Fällen auf die sich nach der Phasenbestimmung ergebenden komplexwertigen Hologramme angewandt. Zwar unterschied sich das Ergebnis der derartig durchgeführten Rekonstruktion zur Rückpropagation dahingehend, dass die Grenzen der maskierten Bereiche schärfer waren, insgesamt konnte jedoch nicht schlüssig gezeigt werden, dass generell eine Supraauflösung (also eine bessere Auflösung, als man aufgrund der Apertur erwarten würde) erzielt wurde, zumal sich ein schwach ausgeprägtes schachbrettartiges Muster ergab. Es scheint daher, dass dieses Verfahren auf klassische Hologramme nicht ohne Weiteres angewandt werden kann, sondern dass man vielleicht eher versuchen müßte, die Form des physikalischen Faltungskernes gezielt zu beeinflussen, um das Verfahren anwenden zu können. Nichtsdestotrotz wurde das bemerkenswerte theoretische Ergebnis erzielt, dass (fast) unabhängig von der Größe des Trägers des Faltungskernes eine exakte Rekonstruktion, d.h. jenseits der Rayleighschen Auflösungsgrenze möglich ist.

4.8.2 Sub-Bildelement Auflösung

Wir hatten oben gesehen, dass die Auflösung der Rekonstruktion bei großen Entfernungen außer bei Anwendung einer echten Inversion durch die endliche Ausdehnung des Hologrammes begrenzt ist. Bei sehr geringen Entfernungen wäre im Prinzip eine bessere Auflösung erreichbar, die bei einer Objektentfernung von 0,05m hier etwa $4\mu\text{m}$ erreichen würde und damit unterhalb der Größe der Bildelemente läge. In der Literatur scheint es einen relativ breiten Konsensus zu geben, dass die Auflösung nach unten hin durch die Pixelperiode begrenzt ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurden jedoch Simulationen durchgeführt, deren Ergebnisse diese Ansicht in Frage stellen, da sie in gewissen Grenzen eine bessere Auflösung zu erlauben scheinen.

Für diese Simulation wurden wieder eindimensionale Hologramme wie oben beschrieben simuliert und auf einen Bereich von 1024 Bildelementen eingeschränkt, und die Rekonstruktion mittels einem Faltungskern 4 durchgeführt. Dieser Faltungskern wurde jedoch auf einem vierfach feineren Träger erstellt, d.h. er umfasste $4 \cdot 1024$ Elemente mit einer Ausdehnung von $0,25 \cdot 6,7\mu\text{m}$. Für die Rekonstruktion wurde konsequenterweise aus numerischen Gründen auch das simulierte, komplexwertige Hologramm wieder vierfach verfeinert, so daß es ebenfalls $4 \cdot 1024$ Elemente umfasste, wobei jeweils 4 benachbarte Elemente identische Werte aufwiesen. Abbildung 4.51 zeigt in Tafel a) das Ergebnis einer Rekonstruktion mit normaler Elementgröße, die dann zum Vergleich vierfach unterteilt wurde. Die Objekte waren jeweils $6,7\mu\text{m}/4$ große opake Objekte in einer Entfernung von 0,05m, die jeweils um eine Objektbreite verschoben wurden. Tafel b) derselben Abbildung zeigt die entsprechenden Rekonstruktionen mit dem vierfach verfeinerten Faltungskern. Es lassen sich mehrere Effekte der verfeinerten Rekonstruktion feststellen. Zum Einen findet eine Art Interpolation statt, die die „Pixelierung“, also die Körnigkeit der Darstellung verringert und dadurch (in zweidimensionalen Bildern) eine visuell bessere Dar-

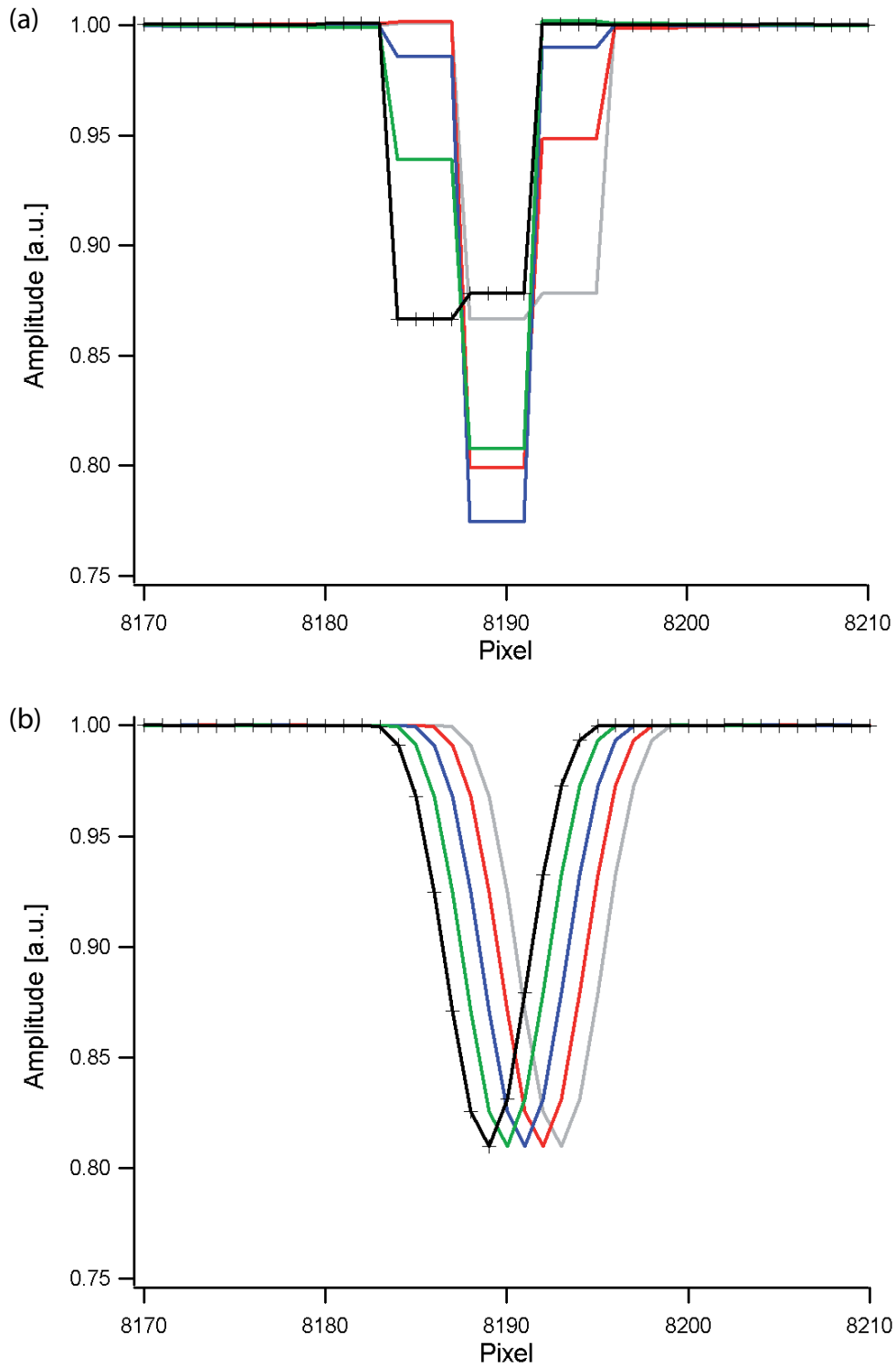


Abbildung 4.51: Demonstration der verfeinerten Rekonstruktion. Tafel a) zeigt die die mit normaler Auflösung rekonstruierten Amplituden, die erst im Nachhinein für die vergleichende Darstellung nochmal vierfach unterteilt wurden; b) zeigt das Ergebnis der Rekonstruktion mit einem vierfach feineren Faltungskern.

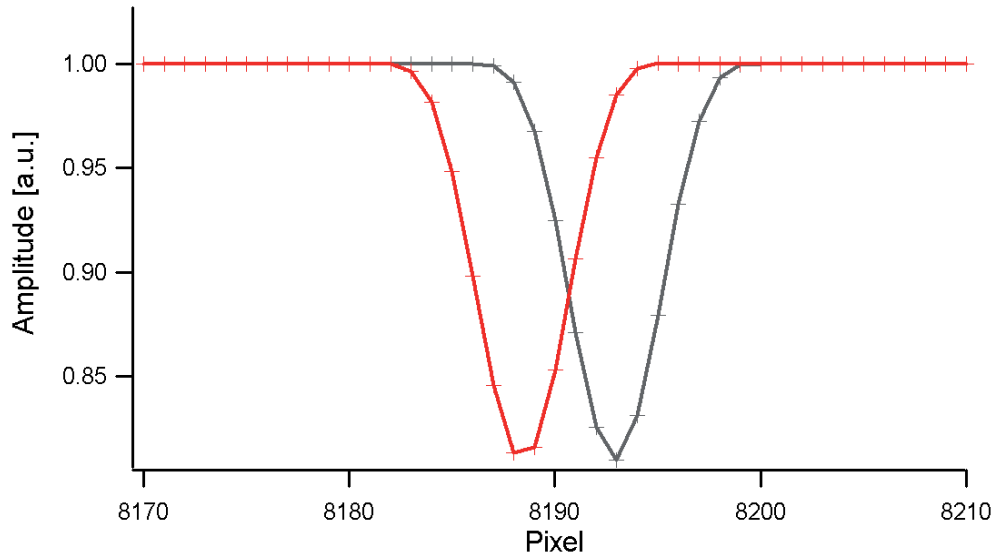


Abbildung 4.52: Rekonstruktion mit verfeinertem Faltungskern, wobei das Objekt einmal um ein halbzahliges Vielfaches der Verfeinerungsperiode verschoben wurde.

stellung bietet²³. Entscheidender ist aber, dass sich in der normalen, „groben“ die Form der rekonstruierten Amplitudenverteilung massiv ändert, und dass die Breite des Minimums vier bis acht Unterelemente beträgt, und dass natürlich keine bessere Lokalisierung möglich ist. In der verfeinerten Rekonstruktion dagegen ändert sich die Form der rekonstruierten Amplitudenverteilung nicht, sondern verschiebt sich einfach entsprechend der Objektverschiebung. Gleichzeitig ist das Objekt praktisch innerhalb von 1 ± 1 Unterelementen aufgelöst und hier im Idealfall ohne Rauschen auf ein Unterelement genau lokalisiert. Abbildung 4.52 demonstriert, dass sich der Verlauf der rekonstruierten Amplitudenverteilung auch bei Objektverschiebungen, die ungleich der Breite eines verfeinerten Elementes sind, nur geringfügig verändert. Dafür wurde hier das Objekt um 4,5 Objektbreiten verschoben. In Kap. 7 zeigt Abbildung 8.9 das Ergebnis einer solcherart „verfeinerten“ Rekonstruktion eines echten Hologramms.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, dass eine Rekonstruktion mit einem verfeinerten Faltungskern bei geringen Entfernungen gewissen Vorteile zu haben scheint: der Verlauf der Amplitudenverteilung hängt weniger stark von der Position des Objektes ab, und das Objekt kann in der Praxis etwas schärfer aufgelöst und lokalisiert werden; weiterhin ergibt sich für die Darstellung visuell ein zufriedenstellenderer Eindruck. Einschränkend muß jedoch hinzugefügt werden, dass hier Effekte infolge des Rauschens oder einer Präsenz des Zwillingsbildes nicht berücksichtigt wurden.

²³Eine schnelle Alternative ist auch eine Interpolation der rekonstruierten Amplitude mithilfe der sinc-Funktion durch Erweiterung der Fouriertransformierten mit Nullwerten („zero padding“), allerdings ergibt die Verwendung eines verfeinerten Faltungskernes ein etwas kontrastreichereres Ergebnis, siehe Anhang 13.

Kapitel 5

Verfahren zur Visualisierung der Tiefeninformation von digitalen Hologrammen

Ein besonderes Merkmal der analogen Holographie ist die visuell als dreidimensionale Darstellung erfahrbare, physikalische Imitation des dreidimensionalen Wellenfeldes, das von dem echten Objekt ausging¹.

In der analogen Holographie wird aufgrund der optischen Rekonstruktion die im Hologramm zweidimensional aufgezeichnete Information in drei Dimensionen wiedergegeben. Dies macht die qualitative Tiefeninformation unmittelbar erfahrbar für den menschlichen Betrachter, der das vermeintliche Objekt dreidimensional wahrnehmen kann. Die quantitative Auswertung der Tiefeninformation erfordert dagegen einen gesonderten Aufwand, traditionell ein mechanisches Abrastern des rekonstruierten Wellenfeldes mittels einer verschiebbaren Kamera [81, 9, 82, 13]. In der digitalen Holographie stellt sich die Situation umgekehrt dar. Dank der numerischen Rekonstruktion, s. Kap. 2.3, liegt das rekonstruierte Wellenfeld von vornherein in digitaler Form vor, so daß eine quantitative Auswertung keinen besonderen mechanisch-technischen Aufwand erfordert, sondern sich auf die Entwicklung von rechnerisch implementierten Algorithmen konzentriert. Die intuitive *Darstellung* der abstrakt gewonnenen Tiefeninformation dagegen, die für ein rasches qualitatives Verständnis und die effiziente Präsentation und die Kommunikation mit Außenstehenden erforderlich ist, stellt ein Problem dar. Daher greift man zur Darstellung von z.B. dreidimensionalen Teilchenfeldern auf Pseudo-3D-Darstellungen zurück, zum Beispiel indem man das Teilchenfeld als zweidimensionale Projektion eingebettet in die Projektion eines Würfels darstellt [83, 84], als Beispiel siehe Abb. 5.1. Diese Abbildungen sind eher symbolisch zu verstehen, da ein Verständnis der dreidimensionalen Anordnung der Teilchen auf der Grundlage einer solchen Abbildung praktisch unmöglich ist.

Eine andere Möglichkeit der Darstellung wäre grundsätzlich die optische, dreidimensionale Rekonstruktion digitaler Hologramme mittels zweidimensional adressierbarer Phasen- oder Amplitudenmodulatoren (*spatial light modulators, SLM*). Obwohl es Versuche in dieser Richtung gibt [85, 86, 87, 88], machen die in der Literatur gezeigten Abbildungen deutlich, dass eine optische Rekonstruktion im Vergleich zu einer numerischen mit einem ausgeprägten Qualitätsverlust einhergeht. Dies ist erklärlich, da die für eine optische Rekonstruktion notwendigen

¹Teile dieses Kapitels wurden zur Veröffentlichung eingereicht und angenommen [23].

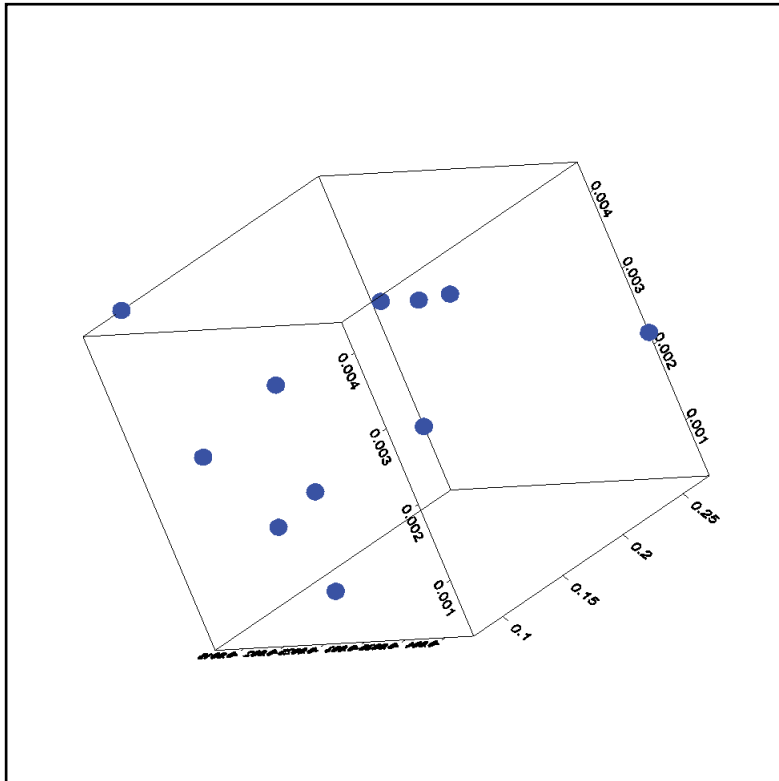


Abbildung 5.1: Typische Darstellung dreidimensionaler Verteilungen in Form eines projizierten Würfels, hier die Positionen von Eiskristallen im rekonstruierten Volumen eines auf dem Jungfraujoch aufgenommenen Holograms.

zusätzlichen optischen Komponenten potentiell Quellen von Störungen sind, die bei einer numerischen Rekonstruktion wegfallen. Ein weiterer Nachteil ist die zumindest momentan geringe Größe der Lichtfeldmodulatoren, deren Entwicklungsstand ja quasi den der digitalen Bildsensorik widerspiegelt. Damit verbindet eine optische Rekonstruktion in der Praxis in gewisser Weise die Nachteile der analogen Holographie mit denen der digitalen: Fehlerquellen durch zusätzliche optischer Komponenten und die Notwendigkeit physikalischer Linsen zur Erzielung einer Vergrößerung, verbunden mit einer vergleichsweise groben Pixelierung und geringer Pixelzahl. Bereits der Umstand einer primär vergrößerungslosen Rekonstruktion auf einer sehr kleinen Fläche scheidet diese Option für eine sinnvolle Visualisierung potentiell nur wenige Mikrometer großer Teilchen aus.

Nachdem die oben genannten Möglichkeiten problematisch sind, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Verfahren zur stereoskopischen Visualisierung der Tiefeninformation von digitalen *Inline*-Hologrammen entwickelt. Es ermöglicht ein schnelles und intuitives Erfassen der räumlichen Anordnung der Teilchen im Meßvolumen, verbunden mit der Möglichkeit zur Darstellung mit konventionellen Mitteln bei moderatem Rechenaufwand.

5.1 Grundlagen des Visualisierungsverfahrens - Räumliche Wahrnehmung

Bevor auf das neu entwickelte Verfahren zur stereoskopischen Darstellung eingegangen wird, sollen kurz seine Grundlagen, d.h. die Prinzipien des räumlichen Sehens zusammengefasst werden.

Das menschliche Gehirn leitet bei der Betrachtung der Außenwelt die Tiefeninformation einer statischen räumlichen Anordnung aus zahlreichen Parametern oder „Tiefenreizen“ ab. Es werden drei Gruppen unterschieden [89], die allerdings teilweise nicht klar abgegrenzt sind: okulomotorische Tiefenreize (Akkommodation der Augenlinse und Konvergenz der Augenstellung), monokulare Tiefenreize (Akkommodation, Objektverdeckungen, Vergleich mit der Augenhöhe [90] bzw. relative Höhe zum Horizont, relative Größe in der Abbildung, perspektivische Konvergenz paralleler Linien, Vergleich mit vertrauter Größe, atmosphärische Effekte wie sinkender Kontrast [91] und Blaustich mit zunehmender Entfernung, zunehmende Dichte einer abgebildeten Textur mit der Entfernung („Texturgradient“), Schatten), sowie binokulare Tiefenreize (Konvergenz der Augenstellung, Querdisparität, d.h. Abweichungen der Abbildungen in linkem und rechtem Auge). Während die Tiefenreize vom Gehirn auf verschiedene Weise kombiniert werden können und selbst bei monokularem Sehen eine Tiefenwahrnehmung zulassen, ist der dominante Tiefenreiz die stereoskopische Querdisparität [92], die sich zum Beispiel im Auftreten einer Parallaxe bemerkbar macht.

Die Grundidee der stereoskopischen Darstellung von Tiefeninformation ist es, insbesondere die Querdisparität durch Überlagerung zweier Bilder aus verschiedenen Perspektiven als Tiefenreiz zu nutzen (wobei stereoskopische Abbildungen monokulare Tiefenreize wie z. B. Verdeckung beinhalten).

Klassischerweise werden für stereoskopische Darstellungen photographische Abbildungen mit zwei leicht versetzten Kameras aufgenommen, wobei der Versatz dem Augenabstand eines Erwachsenen (ca. 6cm) entspricht. Die entsprechenden Aufnahmen werden dann dem entsprechenden Auge separat dargeboten werden. Die einzelnen Bilder beinhalten damit bereits einige monokulare Tiefenreize wie Verdeckung, Konvergenz von Linien und Texturen und abstand-

sabhängigen Größenverhältnissen. Die direkte Übertragung dieser Technik auf ein numerisch rekonstruiertes holographisch aufgezeichnetes Volumen ist insbesondere im Fall der kohärenten Inline-Holographie jedoch nicht ohne weiteres möglich, wie im folgenden dargestellt wird.

Die „Abbildung“ eines Objektes beruht auf mindestens zwei Prinzipien, die insbesondere in der digitalen Holographie zumeist nicht scharf unterschieden werden: der „(optischen) Abgrenzung“ und der geometrischen Projektion. Mit „optischer Abgrenzung“ ist gemeint, dass das Objekt bzw. seine dreidimensionale räumliche Ausdehnung und Form sich aufgrund der Diskontinuität seiner optischen Eigenschaften mit denen seiner Umgebung in dem die Abbildung vermittelnden Wellenfeld widerspiegelt; daß also aus dem registrierten Wellenfeld Ausdehnung und Form des Objektes im Prinzip eindeutig zu ermitteln sind, z.B. indem man in verschiedenen Raumwinkeln dem Wellenfeld mittels der Linsen eines Photoapparates eine ortsabhängige Phasenverschiebung aufzwingt, die zu einer verkleinerten Abbildung der jeweiligen Ansicht des Objektes führt. Für reale Objekte, soweit sie sichtbar sind, ist diese Bedingung bei inkohärenter Beleuchtung im Rahmen des Auflösungsvermögens des menschlichen Auges per Definition der „Sichtbarkeit“ weitgehend erfüllt, auch wenn es Ausnahmen gibt, wie z.B. das durch die kontinuierliche Änderung des Brechungsindex² in heißen Luftschichten verursachte „Verschwimmen“ einer Asphaltoberfläche, das die optische Abgrenzung beeinträchtigt². Für die Holographie ergibt sich daraus eine offensichtliche Einschränkung: da das Hologramm nur einen begrenzten Ausschnitt des dreidimensionalen Objektwellenfeldes aufzeichnet, dessen Raumwinkel der begrenzten, i.a. noch dazu planaren Hologrammfläche entspricht, wird das Objektwellenfeld auch nur in diesem Raumwinkel, mehr oder weniger gut, rekonstruiert. Das bedeutet aber, dass keine vollständige dreidimensionale optische Abgrenzung mehr erreicht wird.

Für einfaches stereoskopisches Sehen einer statischen Ansicht andererseits ist keine optische Abgrenzung über den gesamten Raumwinkel von 360° notwendig. Für einen Objektabstand von 50cm betragen die Blickwinkel beispielsweise lediglich $\pm 3.43^\circ$, so daß eine optische Abgrenzung über einen Raumwinkel von ca. 7° ausreicht. Bei einer typischen Seitenlänge eines analogen Hologramms von 10cm kann dieser Raumwinkel relativ problemlos aufgezeichnet werden. Eine deutliche Verbesserung der optischen Abgrenzung gegenüber der Beleuchtung mit zeitlich und räumlich kohärentem Licht wurde 1964 von den US-amerikanischen Physikern Emmett N. Leith (1927-2005) und Juris Upatnieks beschrieben [93]. In dieser Methode wird entweder ein optisch glatter Gegenstand mit räumlich *inkohärentem* Licht beleuchtet oder ein diffus reflektierendes Objekt ausgewählt, so daß jedes Oberflächenelement des Objektes in eine Vielzahl von Richtungen reflektiert. In beiden Fällen wird zur Aufzeichnung des Hologramms das räumlich inkohärente Objektfeld mit einem separaten, räumlich kohärenten Referenzstrahl überlagert, der dann auch zur Rekonstruktion des Hologramms verwendet wird. Allerdings besteht dabei das Problem, dass die rekonstruierte Oberfläche von Objekten aufgrund der diffusen Beleuchtung oder Reflexion verwaschen bzw. körnig erscheint, wobei die Körnigkeit mit abnehmender Apertur des Hologramms zunimmt [94, 26]. Das stellt insbesondere in der digitalen Holographie ein Problem dar, da die effektive numerische Apertur von digitalen Hologrammen, wie in Kapitel 4 dargelegt, aufgrund der geringen Ausdehnung des Bildsensors und der relativ groben Pixel ohnehin nur sehr gering ist. Entsprechend sind zum Einen die Aufnahme von *Off-axis*-Hologrammen nur für kleine und weit entfernte Objekte möglich [36], zum Anderen weisen die in der Literatur gezeigten Rekonstruktionen von digitalen Hologrammen diffus reflektierender Objekte stets eine stark ausgeprägte Körnigkeit auf, sofern sie nicht bearbeitet worden

²Sogenannte optische „Metamaterialien“ sollen hier nicht berücksichtigt werden.

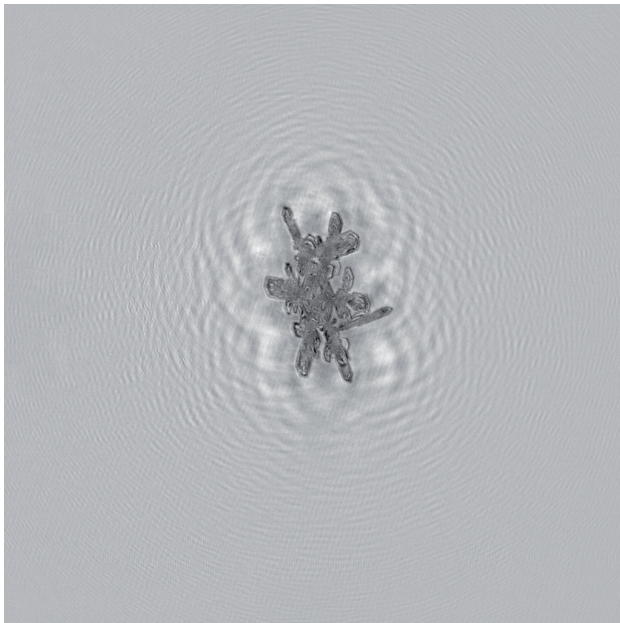
sind (siehe z.B. [16, 87]). Obwohl für bestimmte technische Anwendungen eine Mittelung der grobkörnigen Rekonstruktion offenbar akzeptabel ist [87], scheidet unter den gegenwärtigen technischen Gegebenheiten eine Verwendung räumlich inkohärenter Beleuchtung für wissenschaftliche Anwendungen wie die In-situ-Erfassung atmosphärischer Teilchen damit aus.

Im Fall diffus reflektierender (oder diffus beleuchteter) Objekte, bei denen die Objektinformation über die gesamte Hologrammfläche verteilt ist, besteht eine einfache Möglichkeit zur Gewinnung verschiedener Perspektiven, allerdings auf Kosten der Auflösung, darin, nur einen Ausschnitt des Hologramms zur Rekonstruktion zu verwenden [95]. Für den hier vorliegenden Fall räumlich kohärenter Beleuchtung, wäre ein einfacher Ansatz zur Gewinnung der beiden stereoskopischen Perspektiven eines Objektes, die Rekonstruktion nicht auf einer Ebene parallel zum Hologramm durchzuführen, sondern auf zwei Ebenen, die entsprechend der stereoskopischen Parameter ΔL und α versetzt sind und schräg im Raum liegen. Tatsächlich finden sich in der Literatur Vorschläge, die unter bestimmten, im Rahmen dieser Arbeit nicht gegebenen Bedingungen eine effiziente Berechnung von Rekonstruktionen auf schrägen Ebenen erlauben [96, 97]. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendete *Inline*-Holographie ist man dabei jedoch für die Erstellung stereoskopischer Ansichten unmittelbar mit dem Problem der mangelhaften optischen Abgrenzung im Raum konfrontiert. Diese drückt sich dahingehend aus, dass die axiale Auflösung in Rekonstruktionen von *Inline*-Hologrammen wesentlich schlechter ist als die Querauflösung. Das bedeutet aber, dass eine Rekonstruktion auf einer schräg im Raum liegenden Ebene nicht etwa zu einer Seitenansicht des Objektes führt, sondern lediglich zu einer verzerrten, z.B. gestreckten oder gestauchten, ansonsten aber praktisch unveränderten Vorderansicht. Dieser Umstand ist in Abbildung 5.3 verdeutlicht, in der eine Rekonstruktion auf einer bezüglich der Hologrammebene geneigten Rekonstruktionsebene berechnet wurde. Eine vergleichbare Situation scheint auch in Abb. 7a)+b) von [97] vorzuliegen, in der sich die relativen Positionen von Punktquelle und Gitter sich mit Änderung des Winkels trotz unterschiedlicher Tiefenposition *nicht* gegeneinander verschieben, sondern nur die Vorderansicht verschieden gestaucht erscheint.

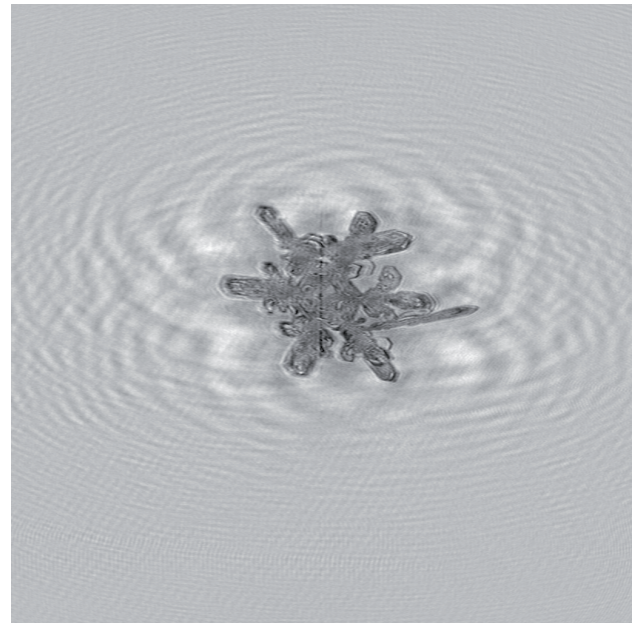
Unter gewissen Umständen mag eine verzerrte, z.B. gestreckte Darstellung der rekonstruierten Teilchen vorteilhaft erscheinen, wenn z.B. ein Teilchen bei der Aufnahme offensichtlich schräg zur Hologrammebene lag (siehe Abb. 5.3). In einem solchen Fall können auch entsprechend gestreckte Ansichten eine sinnvolle Visualisierung der Lage im Raum darstellen. Aber abgesehen davon, dass eine nachträgliche Verzerrung der auf einer hologrammparallelen Ebene erfolgten Rekonstruktion wesentlich weniger rechenaufwendig ist als eine Rekonstruktion auf einer schrägen Ebene, ist eine verzerrte Darstellung im allgemeinen nicht erwünscht.

Dies unterstreicht die Bedeutung der Unterscheidung der beiden eingangs erwähnten Prinzipien einer Abbildung: Abgrenzung und Projektion. Obgleich das Suchen und die Rekonstruktion der richtigen Objektebene in der digitalen Holographie üblicherweise als „Fokussierung“ bezeichnet wird, stellt der Vorgang etwas völlig Anderes dar, als eine Fokussierung mittels einer abbildenden Linse: die numerische Rekonstruktion einer Objektebene stellt streng genommen keine klassische Abbildung dar, sondern lediglich einen quasi-zweidimensionalen *Schnitt* durch das dreidimensionale Lichtfeld.

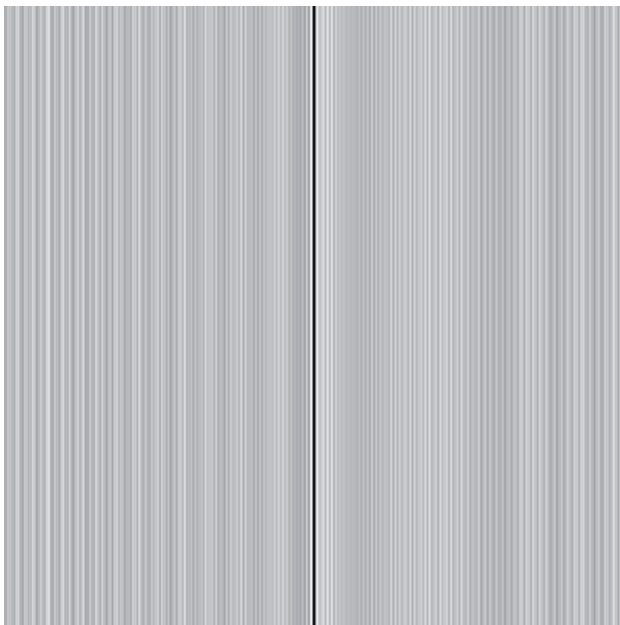
Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgenommenen digitalen *Inline*-Hologramme, die mit räumlich kohärenter Beleuchtung gewonnen wurden, bedeutet das, dass es im allgemeinen nicht möglich sein wird, unterschiedliche Ansichten eines einzelnen Objektes unter verschiedenen Blickwinkeln zu erhalten. Anders verhält es sich dagegen mit räumlichen Anordnungen einzelner Teilchen, wie z.B. einzelnen Eiskristallen in einem holographisch erfassten, atmo-



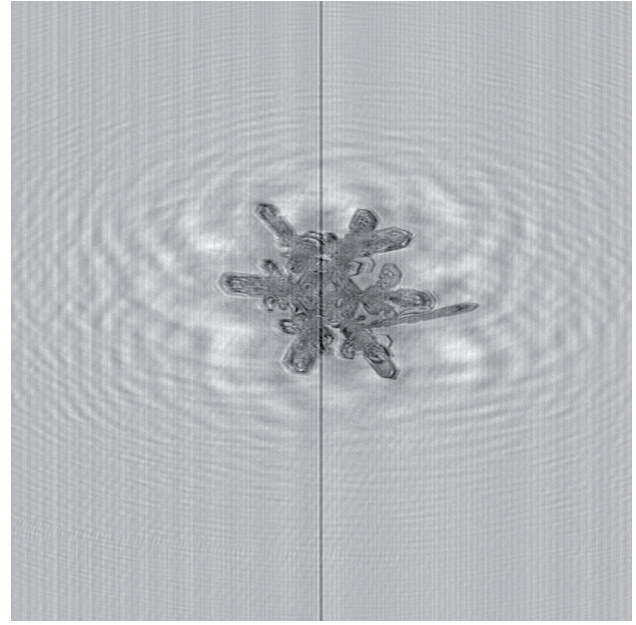
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 5.2: a) Rekonstruktion auf einer Fläche parallel zum Hologramm (Rekonstruktionsentfernung: 0,1504m), b) durch Teilen mit einer Leerrekonstruktion normalisierte Rekonstruktion auf einer schräg zum Hologramm liegenden Fläche ($\alpha = 65^\circ$). Für die schräge Rekonstruktion wurde für jede Spalte die dazugehörige, schräge Faltungsfunktion berechnet und die Faltung für jede Zeile separat ausgeführt, so dass die Zeilen der Rekonstruktionsfläche jeweils um $6,7 \cdot 10^{-6} \text{m} \sin(\alpha)$ in der Entfernung versetzt sind. Für die schräge Rekonstruktion wurde außerdem noch eine Leerfläche mit den Faltungsfunktionen zur Normalisierung gefaltet (c), da sich bei der numerischen Überlagerung der diskreten, versetzten Spaltenrekonstruktionen störende Interferenzen ergeben (d). [1142866215_105]

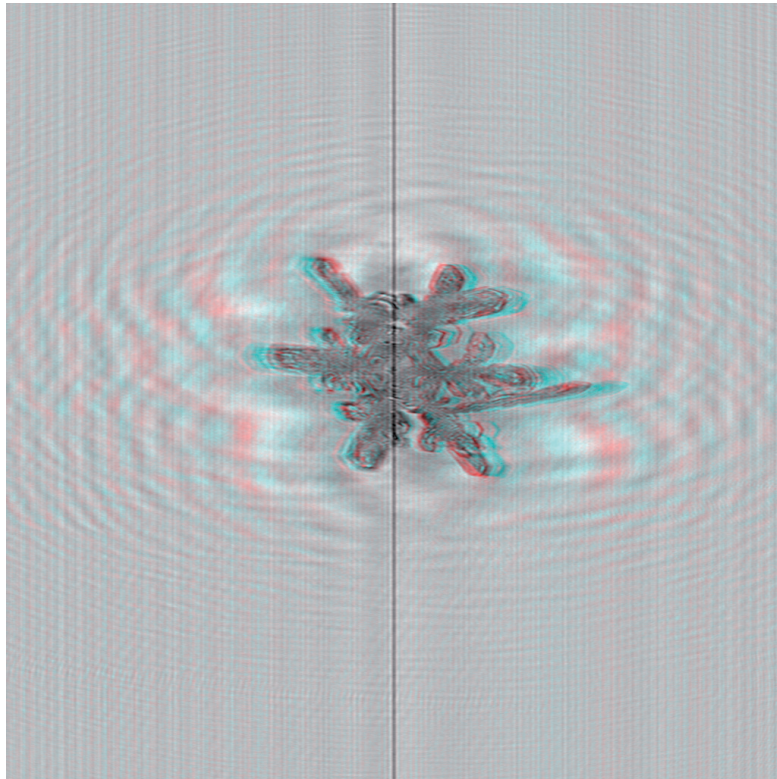


Abbildung 5.3: Pseudo-Stereodarstellung durch Kombination zweier schräger Rekonstruktionen unter Winkeln von 60° und 65° (CMYK-Format). [1142866215_105]

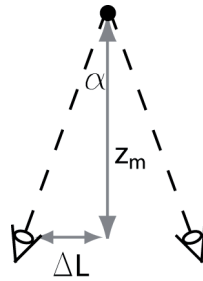


Abbildung 5.4: Das Prinzip der Stereoskopie.

sphärischen Volumen.

5.2 Ein Visualisierungsverfahren

Für den Fall, dass die einzelnen Teilchen in der Tiefe klar genug voneinander getrennt sind, so daß eine sinnvolle Zuweisung individueller Tiefenpositionen möglich ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein effizientes Verfahren entwickelt, das es erlaubt, ein aus den jeweiligen Objektebenen aufgebautes Volumen zu konstruieren und daraus stereoskopische Abbildungen zur dreidimensionalen Betrachtung der Verteilung im Raum zu erstellen. Das Volumen kann dabei insgesamt um einen beliebigen Winkelbetrag gedreht werden. Da schräge Rekonstruktionen, wie oben dargelegt, unter diesen Bedingungen trotz hohen Rechenaufwandes keine zusätzlichen Informationen bieten, werden hologrammparallele Objektebenen verwendet. Die Teilchen werden de facto als zweidimensional behandelt, um so künstlich eine scharfe Tiefenabgrenzung im Raum zu erreichen. Im Folgenden wird die Projektion der Objektebenen auf die beiden Sehebene beschrieben, die nach der Abgrenzung den zweiten Schritt einer Abbildung darstellt.

Wie in Abb. 5.4 dargestellt, ist die Geometrie zwischen Objekt und Betrachter durch zwei Parameter charakterisiert: den Objektabstand z_m und den halben Augenabstand ΔL , aus denen sich dann der Blickwinkel α als $\tan(\alpha) = \Delta L/z_m$ ergibt.

Der Objektabstand wurde dabei als Abstand des Objektes zur Verbindungsachse der Augen des Betrachters definiert, und der der Mitte der Verbindungsachse (ξ_m) gegenüberliegende Punkt (x_m) der Objektebene als Fixationspunkt angenommen, von dem die Augen um $\mp\Delta L$ seitlich versetzt sind. Abbildung 5.5a) stellt die Geometrie in abstrahierter Form dar. Gesucht wird die Projektion der Objektebene „O“ auf die Sehebene „P“, die die Projektionsebene darstellt. Die Projektionsebene sei um den festen Blickwinkel $+\alpha$ gedreht und in der Sehebene um $-\Delta L$ versetzt, wobei zur besseren Übersichtlichkeit der Zeichnung dieser Versatz hier nicht eingezeichnet ist. Zur Durchführung der Projektion wird zunächst für einen Punkt x_0 der Objektebene die Position $\xi(x_0)$ der Projektion auf die Sehebene berechnet. Die Projektionen aller anderen Punkte werden dann in Relation zu diesem vorgenommen. Das ergibt folgende Formeln zur Berechnung der Projektion:

$$\begin{aligned}\xi(x_0) &= \xi_m - L/\cos(\alpha) - z_0 \sin(\alpha) \\ &= \xi_m - L/\cos(\alpha) - (z_m - L \tan(\alpha)) \sin(\alpha),\end{aligned}\tag{5.1}$$

$$\xi(x) = \xi(x_0) + (x - x_0) \cos(\alpha),\tag{5.2}$$

wobei $L = x_m - x_0$. Um den Versatz $\mp\Delta L$ der Augen des Betrachters zu berücksichtigen, wer-

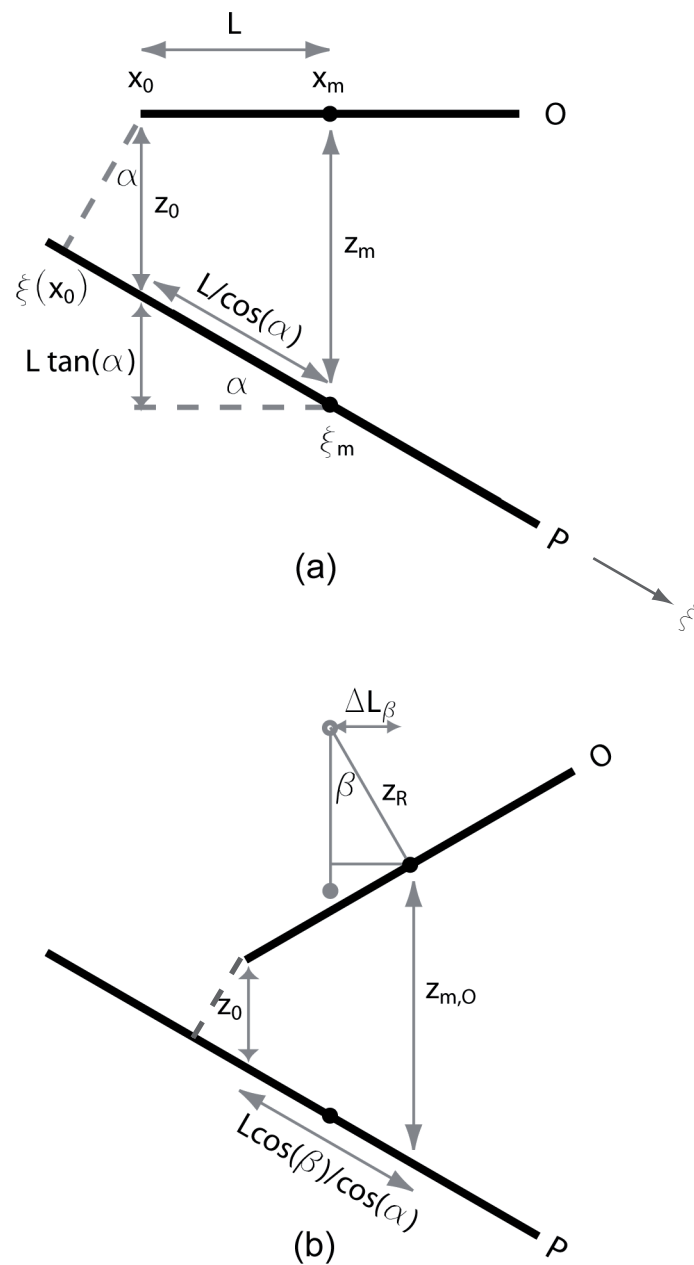


Abbildung 5.5: Die Projektionsgeometrie zur Gewinnung stereoskopischer Ansichten einer Objektebene; a) ohne Rotation des Volumens; b) mit Rotation des Volumens (Positionen von x_m, x_0, ξ_m wie in a). Mit Rücksicht auf die Übersichtlichkeit der Darstellung ist in beiden Fällen der Augenversatz nicht dargestellt.

den die Positionen auf der Projektionsebene um $\pm\Delta L \cos(\alpha)$ verschoben³. Zur Erzielung eines realistischen Tiefeneindrucks ist weiterhin zu beachten, daß die Pixelgrößen Δx_S und Δx_B des für die Aufnahme verwendeten Sensors und des zur Darstellung benutzten Bildschirms im allgemeinen verschieden sind; daher muß diese „intrinsische“ Vergrößerung um $\Delta x_B/\Delta x_S$ bei der Berechnung berücksichtigt werden.

Als Beispiel wenden wir das Verfahren auf ein digitales Hologramm an, das zwei relative große Objekte erfaßt hat. Dieses Hologramm wurde am 21. März 2006 um 14:45 Uhr im Rahmen der Kampagne „CLACE V“ auf dem Jungfrauojoch aufgenommen, wobei die in Kapitel 3 beschriebene erste Version des Gerätes zum Einsatz kam (siehe Abb. 3.2). Die beiden rekonstruierten Objektebenen sind in Abbildung 5.6a) und b) dargestellt. Bei dem Objekt unten links handelt es sich um einen geschmolzenen Eiskristall, der sich auf dem Deckglas des Laserstrahl-Austrittsfensters befindet, das andere Objekt ist ein frei in der Luft schwebender Eiskristall. Der Abstand zwischen den beiden Objektebenen wurde mittels automatischer Rekonstruktion zu $\Delta z \approx 0.092\text{m}$ bestimmt.

Zur Erstellung stereoskopischer Projektionen wird zunächst der Blickwinkel $+\alpha$ der am weitesten entfernt liegenden Ebene bestimmt und ihre Projektion auf die Sehebene berechnet (unter Berücksichtigung des Versatzes $-\Delta L$). Anschließend wird die Projektion der zweiten, weiter vorne liegenden Ebene berechnet; dabei wird derselbe Blickwinkel $+\alpha$ verwendet, um die der Entfernung entsprechende Parallaxe zu erzielen. Die beiden Projektionen werden anschließend durch Multiplikation miteinander kombiniert, wobei der Wertebereich der Amplituden auf das Intervall $[0, 1]$ eingeschränkt wird (durch die Normalisierung beträgt der Hintergrundwert ohnehin ca. 1). Für das in Abbildung 5.6 präsentierte Beispiel wurde ein Abstand zwischen Beobachter und hinterer Ebene von $z_m = 0,35\text{m}$ angenommen, entsprechend der normalen Lesentfernung. Der halbe Augenabstand wurde mit $\Delta L = 0,03\text{m}$ angesetzt. Damit ergibt sich ein fester Blickwinkel von ca. $\pm 4.9^\circ$. Die Projektionen wurden für eine Quervergrößerung von 10,9 berechnet, was einer Darstellung des Stereobildes mit einer Breite und Höhe von 75mm entspricht. Weiterhin wurde der Bereich des in der jeweils anderen Ebene unscharf erscheinenden Objektes durch einen konstanten Wert von 1,0 ersetzt. Dies geschah nicht nur aus „ästhetischen Gründen“ zur Vermeidung eines störenden unscharfen Bildes in der jeweils anderen Ebene, sondern war auch deswegen notwendig, weil durch eine ungünstige Überdeckung des scharf erscheinenden Objektes der stereoskopische Effekt für die unscharfe Darstellung zum Teil nicht mehr erzielt werden konnte. Da die Grenzen und Größe der auf die Sehebene projizierten Pixel nicht mit den Pixeln der Sehebene übereinstimmen, wurde weiterhin eine Integration bzw. gewichtete Addition) der projizierten Werte über die Pixel der Sehebene durchgeführt.

In Abbildung 5.6c) wurden die beiden stereoskopischen Projektionen in ein Anaglyphenbild kombiniert, bei dem die beiden Perspektiven farbkodiert sind. Dabei entspricht das rot dargestellte Bild der Perspektive des linken Auges, während das cyan dargestellte Bild der Perspektive des rechten Auges entspricht. Zum Betrachten kann eine entsprechende, handelsübliche 3D-Stereobrille verwendet werden⁴. Bei Betrachtung mit einer entsprechenden Filterbrille erscheint das Objekt links unten in der Ebene der Seite oder des Bildschirms, während der Kristall oben rechts davor in der Luft zu schweben scheint.

³Hier wird wie in Gl. 5.2 mit $\cos(\alpha)$ *multipliziert*, da die Projektion senkrecht zur Sehebene stattfindet, also nicht entlang \vec{z}_m .

⁴Dabei ist zu beachten, dass die Abbildung im CYMK-Format dargestellt ist, das die subtraktive Farbmischung in gedruckten Bildern berücksichtigt; zur Betrachtung der Abbildung auf einem selbstleuchtenden Schirm ist dagegen eine Darstellung im RGB-Format notwendig, die sich im Anhang findet.

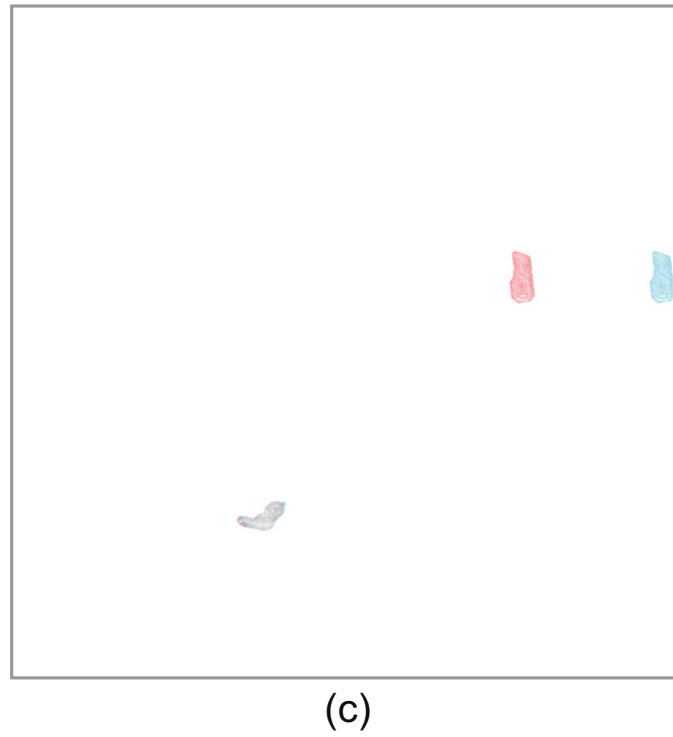
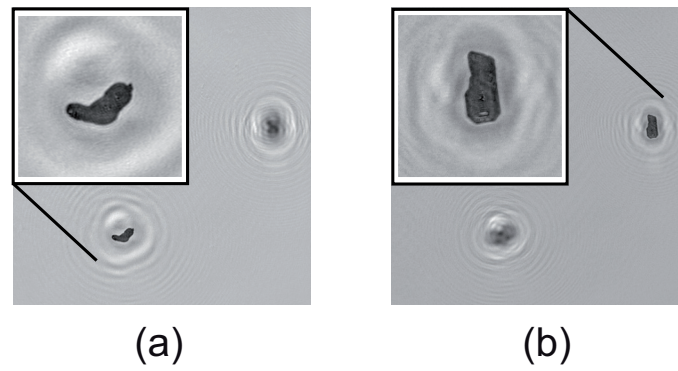


Abbildung 5.6: Beispiel einer Anwendung des Visualisierungsverfahrens auf ein digitales Hologramm, das zwei Teilchen in verschiedenen Entfernungen erfaßt hat (CYMK-Format). [1142948705_912]

Da bei großem Zwischenabstand auch sich teilweise verdeckende Objekte mit der *Inline*-Holographie aufgenommen werden können und der Tiefeneindruck durch bewegungsinduzierte Tiefenreize [89] noch verstärkt wird, kann es nützlich sein, das Verfahren auf rotierte Ansichten des konstruierten Volumens zu erweitern. Die dieser Situation entsprechenden geometrischen Verhältnisse sind in Abbildung 5.5f) dargestellt. Eine Drehung der Objektebene ist durch die Entfernung z_R der Ebene zur Rotationsachse und den Drehwinkel β gekennzeichnet. Damit verallgemeinern sich Gleichungen 5.1 und 5.2 zur Berechnung der Projektion der Objektebenen zu:

$$\xi(x_0) = \xi_m + \frac{\Delta L_\beta}{\cos(\alpha)} - \frac{L \cos(\beta)}{\cos(\alpha)} - z_0 \sin(\alpha), \quad (5.3)$$

$$z_0 = z_{m,O} - L \sin(\beta) - \frac{L \cos(\beta)}{\cos(\alpha)} \sin(\alpha), \quad (5.4)$$

$$z_{m,O} = z_m + \Delta L_\beta \tan(\beta) + \Delta L_\beta \tan(\alpha), \quad (5.5)$$

$$\Delta L_\beta = z_R \sin(\beta), \quad (5.6)$$

$$\xi(x) = \xi(x_0) + (x - x_0) \cos(\alpha + \beta). \quad (5.7)$$

Abbildung 5.6d) stellt eine stereoskopische Ansicht des um -20° gedrehten konstruierten Volumens dar. Dabei ist die Rotationsachse parallel zur y-Achse und liegt in der Mitte der hinteren Objektebene.

Für die praktische Anwendung muß betont werden, dass die stereoskopischen Perspektiven für eine bestimmte Darstellungsgröße, einen bestimmten Augenabstand und einen bestimmten Betrachtungsabstand berechnet werden; damit ändert sich die absolute Tiefenwahrnehmung mit einer Abweichung dieser Parameter bei der Betrachtung, wovon man sich leicht durch eine Änderung des Beobachtungsabstandes überzeugen kann.

Die in dieser Arbeit gewählte farbkodierte Darstellung der stereoskopischen Ansichten hat den Vorteil, daß sie auf Standardbildschirmen oder im Druck einfach wiedergegeben werden und mit handelsüblichen Brillen betrachtet werden kann. Mit Blick auf die Kompatibilität zwischen verschiedenen Darstellungsmeiden und auch physiologisch wäre es allerdings vorzuziehen, die Ansichten nicht durch eine Aufspaltung der Farbkanäle zu unterscheiden. Der physiologische Nachteil ist, dass wie bei jeder Linse auch die Brechkraft des menschlichen Auges wellenlängenabhängig ist. Diese chromatische Aberration führt u.a. zu einem Farblängsfehler [50], der zu einer wellenlängenabhängigen Fokusslänge führt. Damit müßten das rechte Auge (cyan) und das linke Auge (rot) eigentlich voneinander abweichend fokussiert werden, um in beiden Augen gleich scharfe Abbildungen zu erzielen, d.h. mindestens eine Ansicht erscheint etwas unscharf. Eine Lösung des Problems ist die Verwendung einer 3D-Brille mit entsprechend geschliffenen Gläsern; andere existierende Möglichkeiten sind z.B. eine Kodierung mittels orthogonaler Polarisierungsebenen und entsprechenden Filtern oder die sequentielle Darstellung der Perspektiven unter Verwendung einer *Shutter*-Brille [98, 99].

Mit dem hier dargestellten und demonstrierten Verfahren läßt sich eine effiziente und intuitive Darstellung der in digitalen Hologrammen enthaltenen Tiefeninformation realisieren. Damit ist dieses Verfahren anderen Darstellungsweisen, die auf Pseudo-3D-Darstellungen beruhen, deutlich überlegen. Diese Überlegenheit wird durch die Realisierung stärkerer Tiefenreize erzielt. Während in Pseudo-3D-Darstellungen nur wenige, monokulare Tiefenreize wie Verdeckung und evtl. perspektivische Konvergenz vorliegen, aus denen sich nur eine Staffelung, aber kaum eine Tiefeninformation ableiten läßt, operiert das hier beschriebene Verfahren mit stärkeren Tiefenreizen, die eine verhältnismäßig genaue Wahrnehmung der Tiefeninformation erlauben.

Verwendete Tiefenreize sind neben der Verdeckung insbesondere die binokular wahrgenommene Querdiskrepanz und die zur Fixierung näher liegender Objekte notwendige Veränderung der Augenstellung. Während mit der dreidimensional wahrnehmbaren Tiefendarstellung eine der Einschränkungen der digitalen Holographie im Vergleich zur klassischen analogen überwunden ist, muß hinzugefügt werden, dass diese Überwindung ihre Einschränkungen hat. Während durch die Rekonstruktion des dreidimensionalen Wellenfeldes in der analogen Holographie zumindest über den Winkelbereich, der eine optisch abgegrenzte Objektwahrnehmung erlaubt, *alle* Tiefenreize zur Verfügung stehen, gilt dies für die stereoskopische Darstellung der Tiefeninformation von digitalen Hologrammen nicht in dieser Universalität. Zwar ließen sich noch einige Tiefenreize wie perspektivische Konvergenz, Höhe über dem Horizont oder entfernungsabhängige Größe, die hier noch nicht berücksichtigt wurden, realisieren, soweit sie für eine bestimmte Entfernung zwischen Darstellung und Betrachter überhaupt relevant sind [89]; insbesondere die auf kurze Entfernungen ($\leq 2\text{m}$, [89]) wichtige Akkomodation läßt sich durch die stereoskopische Darstellung jedoch nicht angemessen stimulieren. Dies liegt daran, dass die Schärfenentfernung durch die vorgegebene Darstellungsmedium, d.h. zum Beispiel durch die Entfernung zum Bildschirm, festgelegt und für alle scheinbaren Entfernungen konstant ist. Gleichzeitig gibt es jedoch Untersuchungen, die ein Wechselspiel z.B. zwischen Augenstellung und Akkomodation dokumentieren [99], und vermuten, dass diese Abweichung von den normalen Sehgewohnheiten bei längerer Betrachtung stereoskopischer Darstellungen zu einer gewissen Belastung des Betrachters führt. Weiterhin belegen Untersuchungen, dass es bei längerer Abweichung der dreidimensionalen Sehbedingungen von den üblicherweise vorliegenden zu Anpassungseffekten kommt, die zumindest kurzzeitig psychologisch und physiologisch zu einer veränderten Reaktion auf reale Tiefenreize führen kann [99, 90].

Diese Einschränkungen unterstreichen, dass letztlich (Re-)Konstruktionen eines dreidimensionalen Wellenfeldes der stereoskopischen Methode vorzuziehen sein werden. Allerdings ist trotz beginnender Versuche zur optischen Rekonstruktion digitaler Hologramme und zur Verwendung computergenerierter Hologramme zur holographischen Projektion [100] gegenwärtig aufgrund bestehender technischer Begrenzungen keine sinnvolle, standardmäßige Verwendbarkeit und Verfügbarkeit absehbar. Damit stellt das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Konstruktion eines stereoskopisch darstellbaren Volumens digital-holographisch erfasster Partikelanordnungen im Raum gegenwärtig die momentan zielführendste Möglichkeit zur intuitiven Darstellung der darin enthaltenen Tiefeninformation dar. Sie zeichnet sich darüber hinaus durch effiziente Berechnung, einfache Durchführung von Vergrößerungen und standardmäßig mögliche Implementierung aus.

Das bestehende Verfahren kann in der Zukunft weiter optimiert werden, zum einen durch die erwähnte Berücksichtigung zusätzlicher Tiefenreize und die Verwendung anderer Arten der Ansichtenkodierung, zum anderen durch weitere Effizienzsteigerungen, indem beispielsweise nicht die gesamte Objektebene projiziert wird, sondern nur der die Darstellung des Objektes enthaltende Ausschnitt.

Über die hier beschriebene atmosphärenphysikalische Anwendung hinaus, ist das Verfahren prinzipiell für alle Forschungsrichtungen geeignet, die sich mit Teilchenfeldern beschäftigen, insbesondere für die zeitliche Visualisierung dreidimensionaler Information in Form eines stereoskopischen Films für die Darstellung der Bewegung einzelner Partikel oder Zellen [101, 102].

5.3 Tiefeneindruck von einem dreidimensionalen Objekt

Im vorhergehenden Teil des Kapitels wurde darauf hingewiesen, dass bei *Inline*-Holographie mit räumlich kohärenter Beleuchtung üblicherweise keine dreidimensionale Darstellung einzelner Objekte möglich ist, und dass eine schräge Rekonstruktion nur eine verzerrte Frontalansicht bietet, keine Seitenansicht. Tatsächlich wurde jedoch im Rahmen dieser Arbeit in einem frühen Stadium der Arbeiten an diesem Problem bei einem isolierten Objekt und mittels (etwas modifizierter) Rekonstruktionen auf schrägen Ebenen ein Tiefeneindruck erzielt (siehe Abb. 5.7).

Da der Tiefeneindruck zumindest sinnvoll erscheint, wird die Beobachtung hier beschrieben. Dargestellt sind in der Abbildung Rekonstruktionen eines Hologramms, das am 21. März 2006, um 14:44:39 Uhr (Systemzeit) auf der Höhenforschungsstation „Jungfrauojoch“ aufgenommen wurde. Es enthält das Beugungsbild eines rund 1,2mm großen Bündels säulenförmiger Eiskristalle, deren Enden sich als Platten mit dendritischen Fortsätzen darstellen.

Es wurde für jede Spalte des Hologramms das Beugungsbild der Spalte auf die Rekonstruktionsebene berechnet. Diese spaltenweise Berechnung ist notwendig, da auf einer geneigten Rekonstruktionsebene nicht mehr gilt, dass der Faltungskern K , siehe Kap. 2, für alle Punkte identisch ist: Nur für die Punkte einer Spalte ist der Faltungskern konstant (wenn wir wie hier die Drehachse der Ebene spaltenparallel wählen). Technisch hat das zur Folge, dass sich die Rechenzeit um den Faktor N verlängert, wenn N die Spaltenzahl ist. Für die Abbildung 5.7 wurde darüber hinaus das Lichtfeld nicht nur auf einer schrägen Rekonstruktionsebene berechnet, sondern auf einer Vielzahl von zueinander parallelen Ebenen, und zwar insgesamt über eine „Schärfentiefe“ von $S = 2\Delta S$. Dabei wurden die komplexwertigen Rekonstruktionen U auf den parallelen Ebenen gewichtet miteinander addiert:

$$U(x, y, z, \alpha) = \sum_{S=-\Delta S}^{S=+\Delta S} e^{-|S|/\Delta S} U_S(x(S), y, z(S), \alpha). \quad (5.8)$$

Die Berechnung erfolgt für jede Hologrammspalte gemäß dem Sommerfeld-Kirchhoff-Beugungsintegral, s. 2, wobei sich R hier folgendermaßen berechnet (siehe Abbildung 5.9):

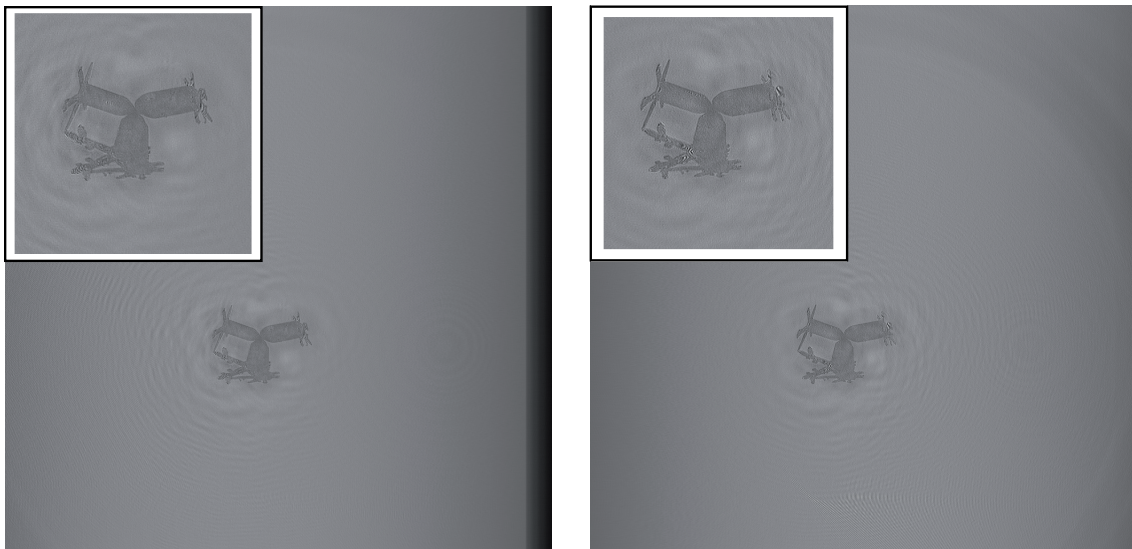
$$R = \sqrt{R_x^2 + R_y^2 + R_z^2}, \quad (5.9)$$

$$R_x = \xi(x_m) - \xi + (x - x_m) \cos(\alpha) + (-\Delta S + n \cdot \delta s) \cos(\alpha), \quad (5.10)$$

$$R_z = z_m + (x - x_m) \sin(\alpha) + (-\Delta S + n \cdot \delta s) \sin(\alpha). \quad (5.11)$$

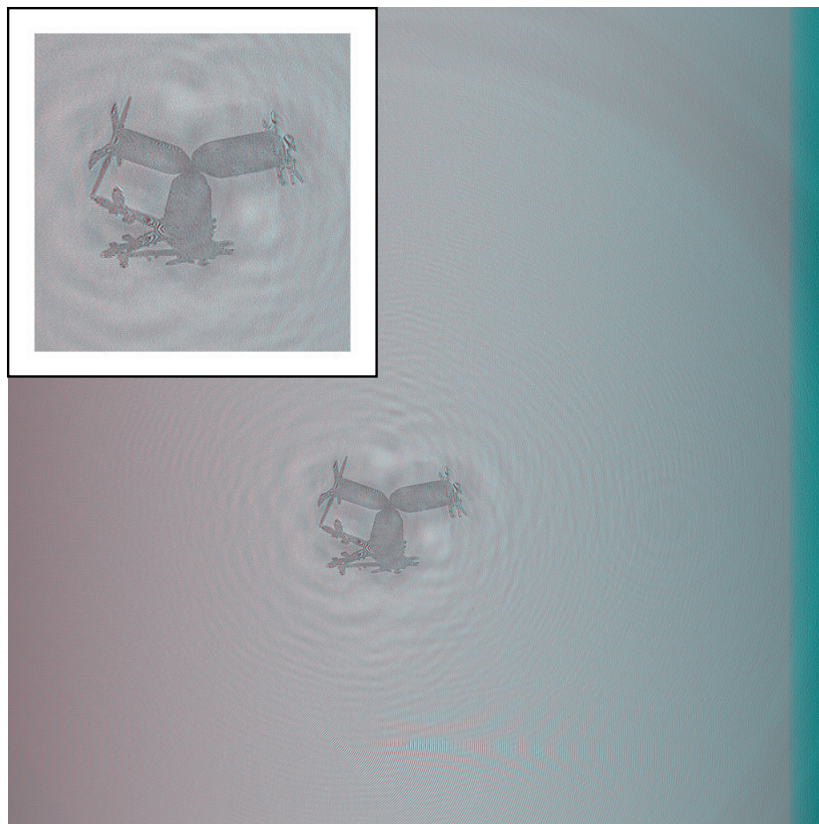
Die Parameter für die in der Abbildung dargestellten Rekonstruktionen sind: „Schärfentiefe“ $\Delta S = 35\mu\text{m}$ mit einer Schrittweite von $\delta s = 353\text{nm}$, die Winkel betragen $\alpha = \pm 2^\circ$ und $z_m = 0.0971\text{m}$. Schärfentiefe und Schrittweite wurden willkürlich festgelegt, letztere mit der Maßgabe, dass sie kleiner als die Wellenlänge sein sollte ohne gerade die halbe Wellenlänge o.ä. zu sein. Das Ziel war, testweise eine Art „inkohärenter Addition“ der parallelen Rekonstruktionen zu erreichen. Die Körnigkeit der Rekonstruktionen legt nahe, dass dies bis zu einem gewissen Grad gelungen ist. Es wurde vor allem mit Blick auf die erforderliche Rechenzeit keine größere Schärfentiefe und keine kleinere Schrittweite gewählt. Die Drehachse befand sich hier in der Mitte des Kristalls, in der 475. Spalte (Spalten insgesamt: 1024).

In Abbildung 5.7 sind unter (a) und (b) die Rekonstruktionen auf schrägen Ebenenbündeln mit den oben angegebenen Parametern dargestellt. In Tafel (c) wurden die schrägen Rekonstruktionen als Rot/Cyan-Anaglyphenbild überlagert, wobei die Rekonstruktion unter $\alpha = +2^\circ$ der



(a)

(b)



(c)

Abbildung 5.7: Tiefeneffekt bei der Überlagerung schräger Rekonstruktionen: a) Rekonstruktionsebenen um $+2^\circ$ geneigt (mit vergrößerter Darstellung des Kristalls oben links); b) Rekonstruktionsebenen um -2° geneigt (ebenfalls mit vergrößertem Ausschnitt oben links); gewichtete Überlagerung von Rekonstruktionen mit einer Schrittweite von jeweils 353nm , über eine Entfernung von $\pm 35\mu\text{m}$; Tafel c) zeigt ein daraus erzeugtes Anaglyphenbild, das einen Tiefeneindruck vermittelt (oben links ist der Kristall vergrößert dargestellt). (RGB-Format) [1142948679_551]

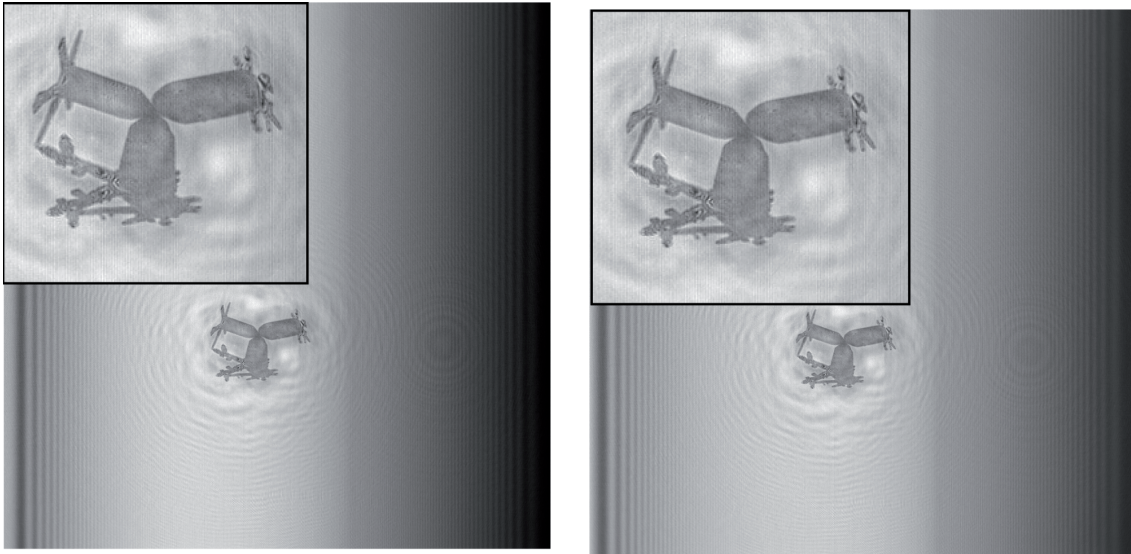


Abbildung 5.8: Fehlender Perspektiveneffekt bei einfacher schräger Rekonstruktionen: a) Rekonstruktionsebenen um $+2^\circ$ geneigt (mit vergrößerter Darstellung des Kristalls oben links); b) Rekonstruktionsebenen um -2° geneigt (ebenfalls mit vergrößertem Ausschnitt oben links). [1142948679_551]

Darstellung für das linke Auge entspricht. Es ist zu beachten, dass bei Betrachtung der üblichen Rekonstruktion (Abb. 5.8) der Kristall aus drei Säulen zu bestehen scheint, wobei nicht klar ist, ob die untere Säule möglicherweise zwei einander in der Darstellung überlappende Säulen darstellen. Bei Betrachtung des Pseudo-Stereobildes ergibt sich ein qualitativer Tiefeneindruck, der im Bereich der unteren Säule tatsächlich zwei Ebenen trennt, so daß die links v-förmig angeordneten Arme, sowie die Strukturen rechts und rechts oben neben der unteren Säule weiter entfernt wahrgenommen werden. Dies läßt sich auch durch die relative Verschiebung der Kristallteile in den Einzeldarstellungen wahrnehmen. Gleichzeitig unterscheiden sich die beiden Darstellungen in der Kleinstruktur, insbesondere erscheinen jeweils verschiedene Teile des Kristalls in den Rekonstruktionen scharf; das erschwert dem Gehirn bei der Betrachtung des Anaglyphenbildes die Zuordnung korrespondierender Punkte, wodurch die Betrachtung anstrengender ist als im Fall der im vorigen Abschnitt beschriebenen Stereobilder.

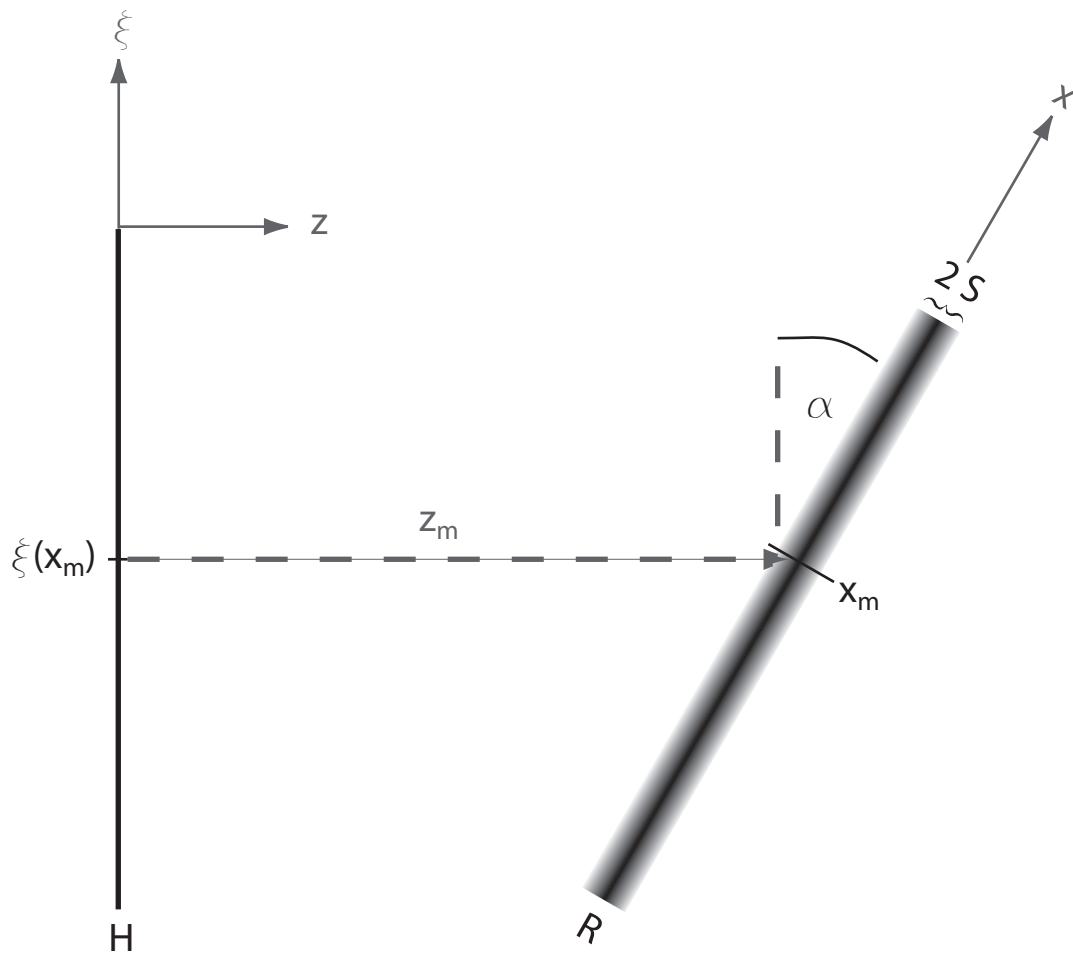


Abbildung 5.9: Die geometrischen Verhältnisse bei der Rekonstruktion eines Hologramms H auf einem schräggestellten Bündel paralleler Ebenen R (siehe Text).

Kapitel 6

Ein semi-automatischer Rekonstruktionsalgorithmus

Wie in der Einleitung ausgeführt, unterscheidet sich die digital-holographische Abbildung von der photographischen dadurch, dass Objekte *im Nachhinein* scharf abgebildet werden können. Dies ist - mit entfernungsabhängiger Auflösung, siehe Gl. 4.16 - ohne Rücksicht auf ihre jeweilige Tiefenposition im Raum möglich. Einerseits ist dies ein Vorteil, da hierdurch ein wesentlich tieferes Meßvolumen untersucht werden kann und nicht wie in photographischen Verfahren zwischen Objekten „im Fokus“ und „außerhalb des Fokus“ unterschieden werden muß, was bei falscher Einteilung unter Umständen das Meßergebnis verfälscht [103]. Allerdings geht die Nutzung dieses Vorteils mit einem massiv erhöhten Rechenaufwand einher, da jedes Objekt bzw. jede Objektebene im Nachhinein aufwendig rekonstruiert werden muß, um eine scharfe Abbildung zu erhalten. Dies unterstreicht die zentrale Bedeutung geeigneter Algorithmen zur Durchführung der numerischen Rekonstruktion. Weiter kommt hinzu, dass die jeweilige Tiefenposition im allgemeinen nicht bekannt ist. Da dies üblicherweise bedeutet, dass das Lichtfeld in vielen verschiedenen Ebenen rekonstruiert werden muss, um dann mittels Bildanalyse die korrekte Entfernung zu bestimmen, kommt es noch einmal zu einer Vervielfachung des Rechen- und Zeitaufwandes.

Da zu Beginn der Arbeiten an der vorliegenden Dissertation keinerlei Programme zur Rekonstruktion vorlagen, mußten entsprechende Algorithmen im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt und implementiert werden. Aufgrund der Möglichkeiten zur bildlichen Darstellung wurden entsprechende Routinen vom Autor der vorliegenden Arbeit anfänglich in der kommerziellen, programmierfähigen Umgebung „Igor pro“ entwickelt. Letztlich wurden jedoch reine C++-Routinen entwickelt, die abgesehen vom Betriebssystem unabhängig von kommerziellen Programmen lauffähig sind.

Die gesamte Durchführung der Rekonstruktion erfolgte mithilfe der einzelnen entwickelten „Igor“-Routinen zunächst manuell und in Einzelschritten. Die Aktionskette zur Durchführung einer Rekonstruktion insbesondere großer Objekte (s.u.) ist in Abb. 6.1 als Blockdiagramm dargestellt. Besonders zeitaufwendig gestaltete sich für ein gegebenes Hologramm die Suche nach einem für dessen Normalisierung [21] geeigneten Leerhologramm und das Auffinden der korrekten Rekonstruktionsentfernung. Daher wurde ein recht umfassender Algorithmus neu entwickelt, der insbesondere die Normalisierung und das Auffinden der korrekten Rekonstruktionsentfernung automatisiert durchführt. Dieser Algorithmus wurde in der Sprache C++ als *Windows*-Programm implementiert und erlaubt eine effiziente Bilddarstellung und Bedienung

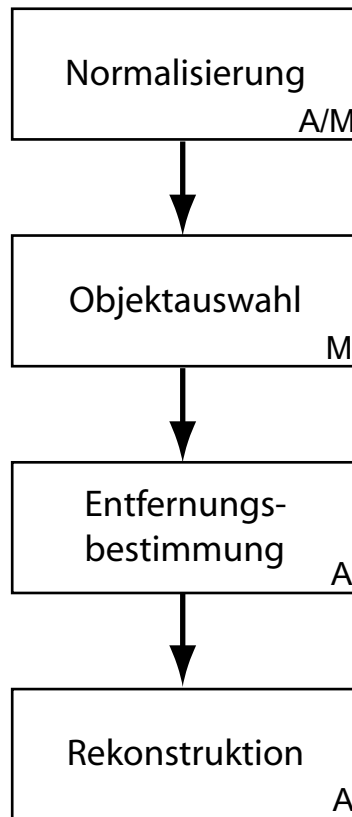


Abbildung 6.1: Blockdiagramm des Algorithmus' zur semi-automatischen Rekonstruktion von Hologrammen; M: Aufgabe wird manuell durch den Benutzer ausgeführt; A: Aufgabe wird automatisch durchgeführt; A/M: Aufgabe wird teilweise automatisch durchgeführt.

durch den Benutzer. Abbildung 6.2 zeigt ein Bildschirmphoto des Programms.

Entsprechend den einzelnen Arbeitsschritten gibt es drei Modi des Programms: den „Normalisierungsmodus“, den „Objekterkennungsmodus“ und den „Rekonstruktionsmodus“.

Der Algorithmus und seine Implementierung sind im Folgenden beschrieben. Da dieser wie jeder Algorithmus das Potential zur Weiterentwicklung hat, ist die Beschreibung nicht unbedingt als Beschreibung eines endgültigen Endzustandes.

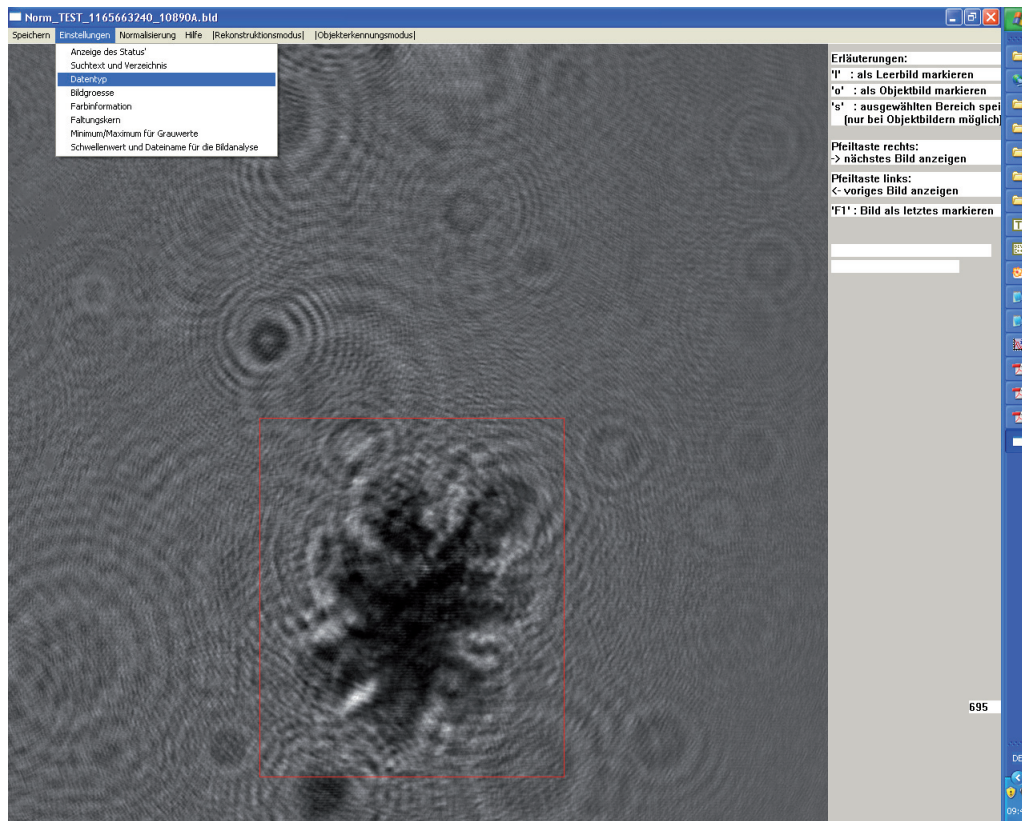


Abbildung 6.2: Bildschirmfoto des im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Programms.

6.1 Normalisierung

Für die Aufnahmen der digitalen Hologramme wurden im Rahmen dieser Arbeit Standard-CMOS-Industriekameras mit dem Sensor „IBIS5A“ verwendet, siehe Kap. 3. Die bei der Aufnahme erzielten „Roh-Hologramme“ weisen neben dem Rauschen extrem starke Störinterferenzmuster auf, die die Bildqualität massiv beeinträchtigen. Diese Störmuster sind in Abbildung 6.3 gut erkennbar. Im Wesentlichen gibt es zwei große Beiträge zu den Störmustern. Zum Einen sind es Beugungsmuster von Teilchen, die sich auf den optischen Fenstern des Instrumentes befinden, und die daher in zahlreichen Hologrammen präsent sind. Falls die dreidimensionale Position dieser „Hintergrundobjekte“ nicht zu nah an der des zu betrachtenden Objektes liegt, ist ihr lokal begrenzter Effekt unter Umständen tolerierbar. Zum Anderen gibt es aber die ausgedehnten, sich über die gesamte Bildfläche erstreckenden Streifenmuster. Als wahrscheinlichsten Grund für ihr Auftreten konnte der Umstand identifiziert werden, dass der Bildsensor mit einem dünnen Schutzglas versehen ist, das sich etwa 1mm oberhalb der Sensoroberfläche befindet und lediglich eine Transmission von ca. 90% aufweist [104]. Daher kann es zu relativ starken Reflexionen des kompletten Lichtfeldes und bei kohärenter Beleuchtung damit zu Interferenzerscheinungen kommen¹. Es war trotz verschiedener Versuche nicht möglich, das Deckglas ohne Beschädigung des Sensors zu entfernen. Zwar konnte zu einem späteren Zeitpunkt in Zusammenarbeit mit den lokalen elektronischen Werkstätten ein Austausch des Bildsensors gegen einen anderen vorgenommen werden, bei dem werksmäßig auf das Deckglas verzichtet wurde, allerdings gab es in der Folge Probleme mit der vom Kamerahersteller vorgenommenen Kalibration des Sensors.

Während eine Abwesenheit der Störmuster ansonsten anderen Lösungen vorzuziehen wäre, erlaubt die Geometrie der Sensor-Deckglas-Kombination glücklicherweise eine effiziente Beseitigung der Störmuster mittels des im Rahmen dieser Arbeit angewandten Normalisierungsverfahrens. Entscheidend dafür ist, dass sich aufgrund des geringen Gangunterschiedes der Wellenfelder, insbesondere bezüglich weiter entfernter Objekte das Beugungsmuster zwischen dem einfallenden und dem hin und her reflektierten Feld praktisch nicht ändert.

Es sei Δz der Gangunterschied zwischen dem hin und her reflektierte Wellenfeld im Vergleich zum einfallenden Feld $A_1 \exp(-i\phi)$. Dann ergibt sich die Intensitätsverteilung des resultierenden Feldes \hat{H}_1 zu:

$$\begin{aligned} H_1 &= \left| \hat{H}_1(x, y) \right|^2 = \left| A_1(x, y)e^{-i\phi(x, y)} + A'_1(x, y)e^{-i\phi(x, y) + ik\Delta z} \right|^2 \\ &= A_1^2(x, y)e^{-i\phi(x, y)}e^{+i\phi(x, y)} \left| 1 + e^{ik\Delta z} \right|^2 \\ &= A_1^2(x, y) (2 + 2 \cos(k\Delta z)), \end{aligned} \quad (6.1)$$

wobei wir aufgrund der geringen Weglängendifferenz angenommen haben, daß $A'_1 \approx A_1$. Es sei H_2 ein zweites Hologramm, das im Unterschied zu H_1 keine Objektbeugungsmuster aufweise. Dann ergibt sich analog:

$$H_2(x, y) = A_2^2(x, y) (2 + 2 \cos(k\Delta z)). \quad (6.2)$$

Daraus folgt, daß H_1/H_2 das normalisierte Beugungsmuster $A_1(x, y)/A_2(x, y)$ des Objektes ergibt, da der durch die Reflexion verursachte Gangunterschied Δz für beide Hologramme gleich

¹Interessanterweise wird ein ähnlicher Effekt unter der englischsprachigen Bezeichnung *Shearography* (Verzerrte Selbstüberlagerung eines Wellenfeldes) in der optischen Messtechnik für Deformationsmessungen verwendet [105]

ist.

Es wurde allerdings beobachtet, daß sich das Störmuster zeitlich, zum Teil im Sekundenbereich von einer Aufnahme zur nächsten etwas verändern kann, so daß nicht ein beliebiges „Leerhologramm“ für die Normalisierung herangezogen werden kann. Statt dessen muß erst ein geeignetes Leerhologramm bestimmt werden, was unter Umständen recht zeitaufwendig sein kann. Daher wurde ein auf der Fourieranalyse basierendes Verfahren zur automatischen Bestimmung eines geeigneten Leerhologramms neu entwickelt und eingesetzt.

Zu diesem Zweck erlaubt das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Programm eine Darstellung der Intensität der zweidimensional Fouriertransformierten des Objekthologramms, siehe Abb 6.5. In der Darstellung können dann durch den Benutzer auffällige Strukturen im Fourierpektrum durch Rechtecke markiert und die markierten Bereiche durch Drücken der Taste „s“ gespeichert werden. Durch Drücken der „Esc“-Taste wird die Fourierdarstellung wieder verlassen. Zur Bestimmung eines geeigneten Leerhologramms werden automatisch die Fouriertransformierten aller Leerhologramme innerhalb der Interessenbereiche mit der Fouriertransformierten des Objekthologramms verglichen. Der Unterschied Δ innerhalb eines Interessenbereichs B wird dabei berechnet als:

$$\Delta = \sum_B (\Re(\text{FT}[H1]) - \Re(\text{FT}[H2]))^2 + (\Im(\text{FT}[H1]) - \Im(\text{FT}[H2]))^2, \quad (6.3)$$

wobei \Re bzw. \Im den Real- bzw. Imaginärteil symbolisieren. Dabei bietet das Programm die Möglichkeit, einen „Zeitradius“ in Sekunden einzugeben²; auf diese Weise kann die Suche nach geeigneten Leerdateien, auf einen kleinen zeitlichen Umkreis des zu normalisierenden Hologramms beschränkt werden, um die Suche zu beschleunigen.

Die mittels dieses Verfahrens erzielten Ergebnisse sind sehr zufriedenstellend. Da die zeitlichen Veränderungen der Störmuster im Wesentlichen Verschiebungen zu sein scheinen, die die Amplitude des Fourierpektrums also unverändert lassen, werden in der Praxis die Interessenbereiche nur für ein Hologramm einer Aufnahmeserie bestimmt, so daß sich der Aufwand des Benutzers hier auf eine einmalige Festlegung der Interessenbereiche beschränkt.

Zunächst wurden nur Aufnahmeserien aus der ersten Meßkampagne auf dem Jungfrauoch verwendet. Hier lagen aufgrund der Gerätegeometrie sehr geringe Objektdichten vor, so daß explizit zwischen (wenigen) Objekthologrammen und (vielen) Leerhologrammen unterschieden werden konnte. Dementsprechend wurde das Programm so eingerichtet, daß die Hologramme einer gegebenen Aufnahmeserie vom Benutzer zunächst in Objekt- und Leerbilder (manuell, durch Drücken der Tasten „o“ bzw. „l“) unterteilt werden, die vom Programm dann auf Aufforderung in entsprechende Unterverzeichnisse verschoben werden. Für die gegenwärtige Geometrie der optometrischen Einheit, vgl. Kap. 3 stehen aufgrund des besser zugänglichen Meßvolumens im allgemeinen keine wirklichen Leerbilder zur Verfügung. Daher wurde das Programm um eine Option für diesen Fall erweitert. In diesem Fall wird für die Normalisierung das Mittel einer vorgegebenen Anzahl von Bildern verwendet, die die größte Ähnlichkeit in der Fourierdarstellung aufweisen (siehe Abb. 6.4). Durch die Mittelung sollten die in den einzelnen Hologrammen vorliegenden Beugungsmuster weitgehend unterdrückt werden, sofern diese unsystematisch verteilt sind.

Ein verwandtes Verfahren ist in [106] beschrieben, allerdings wird dort lediglich die zeitliche Nähe zur Aufnahme des betreffenden Hologramms als Kriterium für die Auswahl der zu mittelnden Bilder genommen.

²Erfordert einen Aufbau des Dateinamens nach dem Muster „TEST_Zeit.in_Sek“.

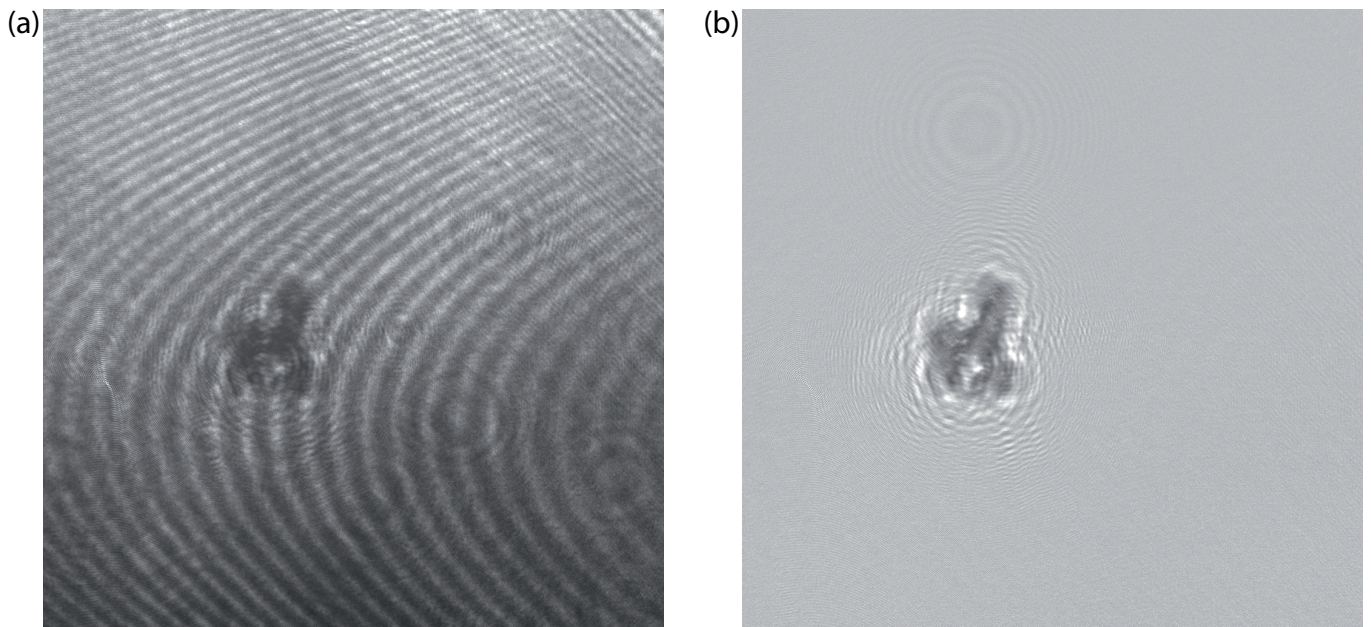


Abbildung 6.3: Beispiel für die Entfernung der Störmuster eines Hologrammes durch Normalisierung mittels eines zweiten Hologrammes; a) Rohhologramm; b) normalisiertes Hologramm. [1142948679_551]

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Programm umfaßt in diesem Zusammenhang noch zwei besondere Zusatzfunktionen, die die Auswahl des Spektralbereichs erleichtern sollen, zur Illustration siehe Abb. 6.5. Wird in der Fourierdarstellung ein bestimmter Spektralbereich markiert (Abb. 6.5b)) kann durch Drücken der Taste [Entf] dieser Bereich (und sein punktsymmetrisches Gegenüber) gelöscht und das sich daraus ergebende Bild berechnet werden; durch Drücken der Taste [Einf] kann dagegen der gesamte *nicht* markierte Bereich gelöscht und das sich ergebende Bild berechnet werden. Durch Drücken der Taste [F2] kann darüber hinaus die aktuelle Darstellung als *Bitmap*-Datei gespeichert werden. Diese Funktionen sind recht nützlich, um z.B. zu prüfen, ob wirklich ein vermuteter Spektralbereich für ein bestimmtes Störmuster verantwortlich ist, oder um schwächer ausgeprägte Beiträge zum Störmuster zu identifizieren. Sämtliche in diesem Abschnitt beschriebenen Optionen bestehen im „Normalisierungsmodus“ des Programmes.

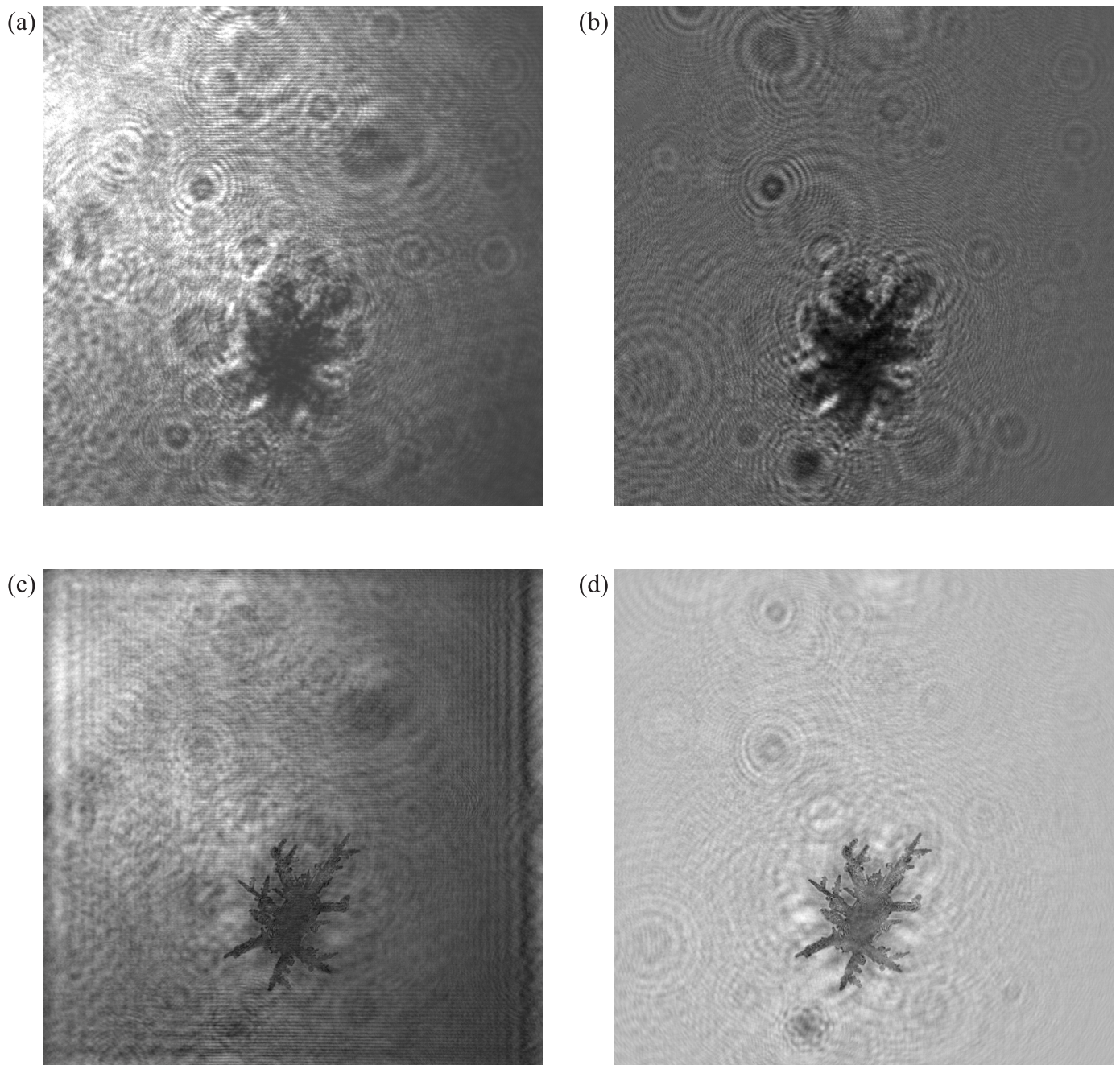


Abbildung 6.4: Beispiel für die Entfernung der Störmuster eines Hologrammes durch Normalisierung mit Hilfe eines gemittelten Hologramms; a) Rohhologramm; b) normalisiertes Hologramm, man sieht einige schwache Beugungsmuster, die durch die Mittelung hinzugekommen sind; c) Rekonstruktion des Rohhologrammes; d) Rekonstruktion des normalisierten Hologrammes. [1165663240_10890]

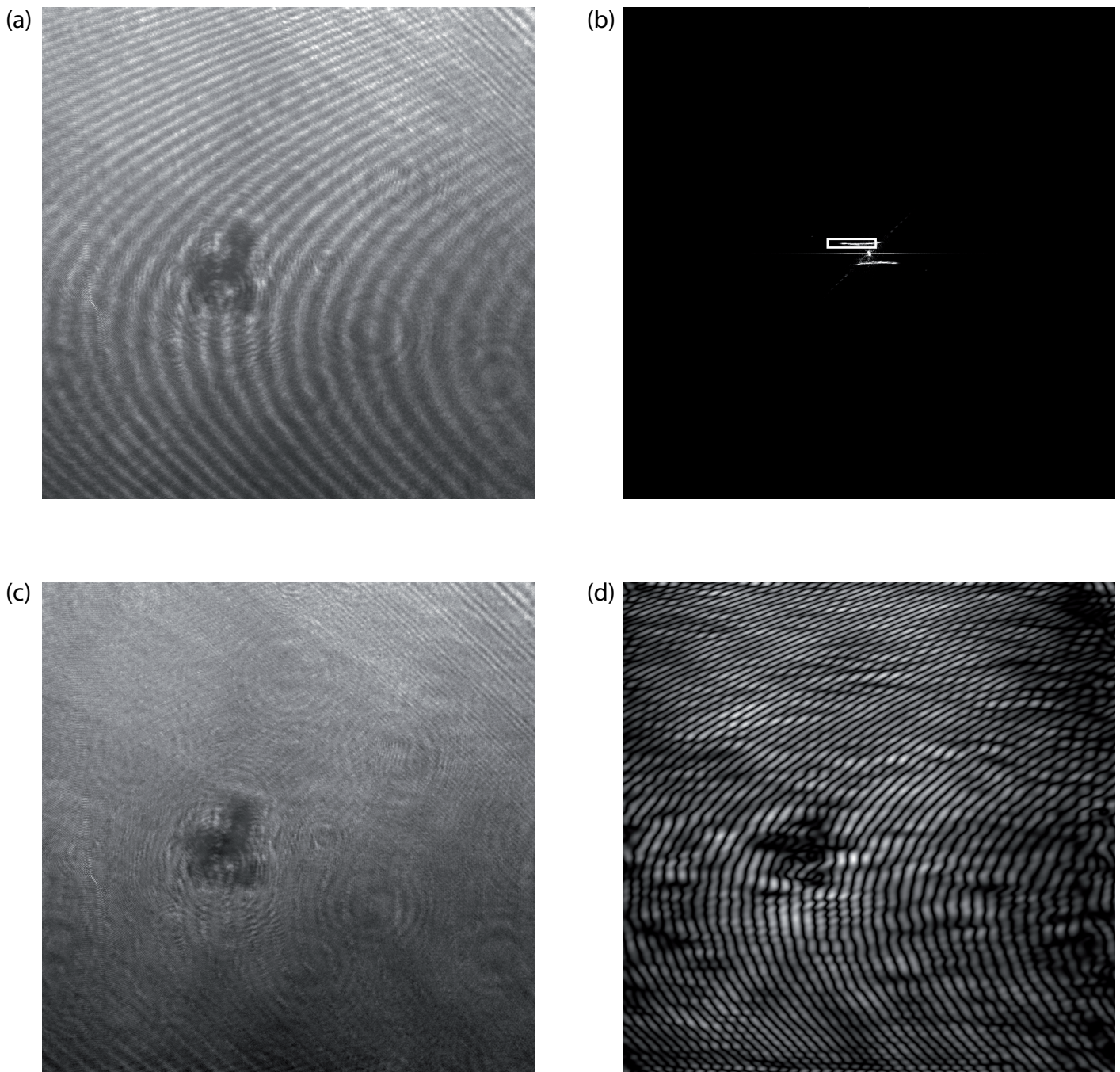


Abbildung 6.5: Fourieranalyse mithilfe des im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Programms. Tafel a) zeigt das Rohhologramm, vgl. Abb. 6.3 a); b) zeigt das Spektrum des Rohhologramms (also die Ortsfrequenzen), wobei ein auffälliger Spektralbereich markiert ist; c) Hologramm nach Entfernung des markierten Spektralbereichs; d) Hologramm, nachdem alle Spektralinformation außerhalb des markierten Bereichs gelöscht wurde. [1142948679_551]

6.2 Objektauswahl

Für die Objektauswahl muß in den „Objekterkennungsmodus“ des Programmes gewechselt werden. Die Auswahl der zu rekonstruierenden Objekte geschieht gegenwärtig manuell, wobei hierfür als Ausgangspunkt üblicherweise die normalisierten Hologramme nach Entfernen des Störmusters dienen. Um ein Objekt auszuwählen, wird dieses wieder mithilfe der Maus durch ein Rechteck markiert. Der Name der aktuellen Datei sowie die Koordinaten des Rechtecks werden durch Drücken der Taste „s“ für die anschließende automatische Rekonstruktion einzeln in einer Datei gespeichert, deren Name frei gewählt werden kann. Es können praktisch beliebig viele Objekte pro Hologramm markiert werden. Da es mitunter vorkommt, dass man die zeitliche Entwicklung von Eiskristallen beobachten möchte, die sich auf einem der optischen Fenster befinden und daher in mehreren Hologrammen bei der gleichen Distanz präsent sind, bietet das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Programm noch eine besondere Möglichkeit: Durch Drücken der Taste „s“ ohne Auswahl eines neuen Objektbereichs werden nach Nachfrage durch das Programm die Koordinaten $(-1, -1, -1, -1)$ abgespeichert. Dies dient als Erkennungsmerkmal, um zu verhindern, dass bei der automatischen Entfernungsbestimmung die Entfernung des Objektes für jedes Hologramm mühsam neu bestimmt werden muß.

Dieses Vorgehen einer Objektmarkierung anhand der Beugungsbilder vor Beginn der Rekonstruktion ist besonders gut geeignet für große Objekte oder Objekte, die sich nah an der Hologrammebene befinden. Insbesondere für kleine Objekte ist das Vorgehen jedoch problematisch, da ihre Beugungsmuster durch die großer Objekte leicht überdeckt werden. Entsprechend zeigen sich mitunter bei einer manuellen, ebenenweisen Rekonstruktion, dass die Beugungsmuster kleiner Objekte übersehen wurden. Daher ist das hier beschriebene, halbautomatische Verfahren in der Praxis auf Objektgrößen oberhalb von ungefähr $100\mu\text{m}$ beschränkt.

6.3 Entfernungsbestimmung

Wie eingangs erwähnt, ist eine der größten Herausforderungen in der holographischen Rekonstruktion die aufwendige Bestimmung der Rekonstruktionsentfernung. In der analogen Holographie, in der die Rekonstruktion optisch durchgeführt und das rekonstruierte Feld mit einer Kamera aufgenommen wird, wurde diese Aufgabe oft durch den Benutzer ausgeführt. Allerdings wurden bereits früh der extrem hohe Zeit- und Konzentrationsaufwand angemerkt und teilweise Versuche einer Automatisierung der Erkennung zumindest kreisförmiger Objekte unternommen [15, 13, 14].

In der digitalen Holographie ist dieses Problem tendenziell noch dadurch verschärft, dass die numerische Rekonstruktion wesentlich länger dauert, als die optische, welche ja gewissermaßen den Idealfall einer perfekten „Parallelrechnung mit Lichtgeschwindigkeit“ darstellt. Dieser Umstand wird nur teilweise durch die geringere Größe und Auflösung der digitalen Hologramme aufgewogen. Konsequenterweise ist hier neben der automatisierten Normalisierung die automatische Bestimmung der korrekten Rekonstruktionsentfernung eine wichtige Aufgabe des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Rekonstruktionsprogramms.

Zur automatischen Bestimmung der korrekten Entfernung ist es notwendig, eine oder mehrere Größen zu finden, die als numerisches Maß für die Korrektheit der Rekonstruktionsentfernung dienen. Ausgehend von der menschlichen Wahrnehmung könnten solche Größe zum Beispiel die Schärfe der Darstellung bei verschiedenen Rekonstruktionsentfernungen sein, ihr Kontrast,

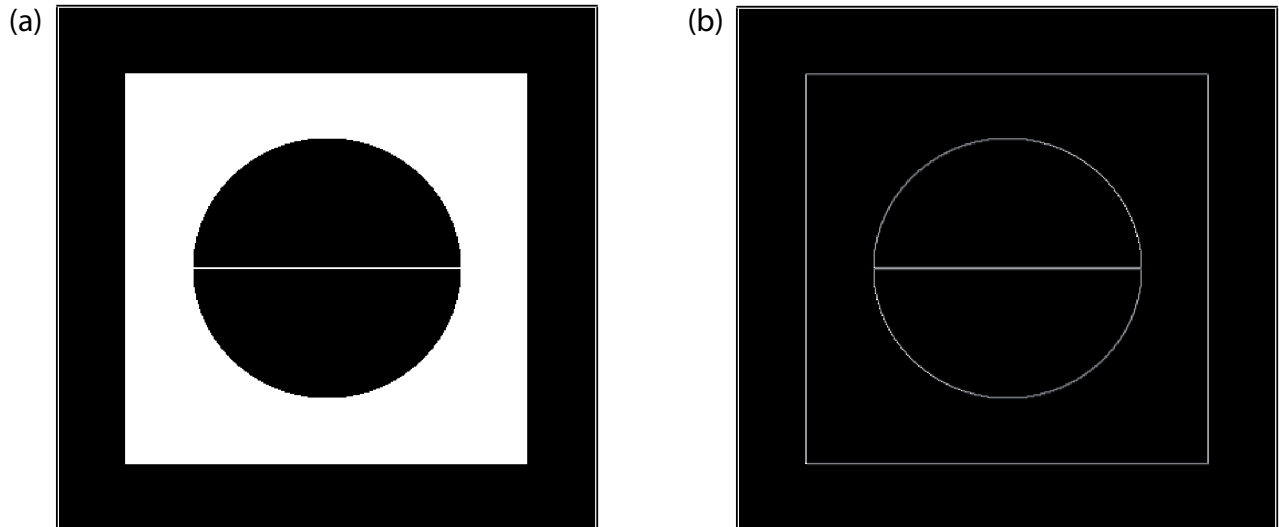


Abbildung 6.6: Wirkung des im Rahmen dieser Arbeit festgelegten Kantenfilters. Tafel a) zeigt ein Beispielbild, b) zeigt das Ergebnis der Anwendung des Kantenfilters auf dieses Bild.

ihre Amplitude oder die Frage, ob Strukturen im Bild zusammenhängen und eine große Struktur bilden (das Objekt). Allerdings muß hier eine numerisch faßbare Formulierung gefunden werden, die entsprechend dem gegenwärtigen Stand der Technik keine massiv parallele Berechnung verlangt. Konsequenterweise wurden zunächst verschiedene Ansätze verfolgt, z.B. Kantendetektion, Betrachtung der Histogramme der Grauwerte, Extremwerte der Amplitude in der Rekonstruktion nach Subtraktion des konstanten Hintergrundwertes des Hologrammes zur Unterdrückung des Zwillingsbild-Halos und Schwerpunktberechnungen. Letztlich erwies sich bei der Anwendung auf reale Hologramme keine Methode als ideal und fehlerfrei, die Kantendetektion scheint jedoch noch die zuverlässigste Methode zu sein. Daher wurde diese Methode in dem Rekonstruktionsprogramm implementiert, sie wird im folgenden beschrieben.

Die Kantendetektion in einem Bild kann durch Faltung mit einer geeigneten Matrix vorgenommen werden. Dies hat im Zusammenhang der vorliegenden Arbeit den Vorteil, dass für die Rekonstruktion ohnehin eine Faltung vorgenommen wird und die Kantendetektion einfach durch einmalige Multiplikation des für alle Entfernungen gleichen Kantenfilters mit dem Hologramm im Fourierraum durchgeführt werden kann. Eine Beschreibung verschiedener Kantenfilter findet sich beispielsweise in [75]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte der folgende Kantenfilter empirisch als geeignet bestimmt werden:

$$K = \begin{pmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 6 & -2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.4)$$

Die Faltung mit diesem Kantenfilter hat den Vorteil, dass Kanten unabhängig von ihrer Orientierung als einzelne Kante und mit ähnlicher Intensität wiedergegeben werden, und daß auch einzelne „Striche“, d.h. Objekte, die nur aus einer Kante bestehen, gut erfasst werden. Die Wirkung dieses Kantenfilters ist in Abbildung 6.6 illustriert.

Zur Auswertung des Kantenbildes für die Bestimmung der richtigen Rekonstruktionsentfernung wurden zunächst wieder verschiedene Ansätze verfolgt, wie z.B. die einfache Bestimmung des Maximalwertes, die sich jedoch als problematisch erwies.

Ausgehend von simulierten Hologrammen erschien insbesondere ein Korrelationsverfahren zunächst sehr vielversprechend, das an die „Methode der Korrelationskoeffizienten“ [107, 108] angelehnt war, welches für runde, opake Objekte beschrieben worden war. Ausgangspunkt dieses Verfahrens ist die Beobachtung, dass der Verlauf der Rekonstruktion relativ zur korrekten Rekonstruktionsentfernung eine gewisse Symmetrie zeigt. Das heißt, Rekonstruktionen in einer Entfernung von $-\Delta z$ zur korrekten Rekonstruktionsentfernung weisen eine gewisse Ähnlichkeit auf mit Rekonstruktionen, die bei einer Entfernung von $+\Delta z$ relativ zur korrekten Entfernung vorgenommen wurden. Der Gedanke ist daher, immer zwei Rekonstruktionen in einem festen Abstand von $2z$ miteinander zu vergleichen und davon auszugehen, dass ein Maximum der Ähnlichkeit bedeutet, dass die korrekte Entfernung dann in der Mitte zwischen den beiden Rekonstruktionsentfernungen liegt. Zur Implementierung dieses Ansatzes wurden jeweils Rekonstruktionen mit Anwendung des Kantenfilters in einem festen Abstand vorgenommen, und die beiden Rekonstruktionen eines solchen Paares miteinander korreliert. Für simulierte, rauschfreie Hologramme ergaben sich scharfe Maxima bei der korrekten Entfernung. Bei der Anwendung auf echte Hologramme erwies sich das Verfahren jedoch zumindest im vorliegenden Datensatz als nicht praktikabel, da trotz der Normalisierung schwache periodische Hintergrundmuster präsent waren, die letztlich keine aussagekräftige Korrelation zuließen.

Letztlich wurde als Parameter zur Bestimmung der Rekonstruktionsentfernung ein Mittelwert von Amplitudenwerten im rekonstruierten Kantenbild gewählt. Dabei kann der Benutzer zwei Randbedingungen vorgeben: den zu betrachtenden Bildausschnitt und den Anteil der zu mittelnden Maximalwerte im Bildausschnitt. Hier wurde dabei üblicherweise ein Anteil von $p = 3\%$ gewählt. Die Bestimmung des „Schärfewertes“ bei einer bestimmten Rekonstruktionsentfernung geht also folgendermaßen vor sich: In dem gewählten Bildausschnitt mit n Bildelementen werden die $p \cdot n$ höchsten Werte bestimmt und gemittelt, und das Ergebnis der Mittelung wird zusammen mit der aktuellen Entfernung gespeichert. In der „Grobrekonstruktion“ (s.u.) werden darüber hinaus alle m Maximalwerte des Kantenbildes in den Punkten gleich Null gesetzt, in denen die Amplitude des normal rekonstruierten Bildes ebenso wie in allen angrenzenden Bildpunkten größer als die mittlere Amplitude der Rekonstruktion ist. Dies soll Bereiche ausschließen, die zwar eine große Steigung besitzen, aber „Überschwinger“ sind und keine echten Kanten darstellen.

Das prinzipielle Verfahren verläuft dann so, daß von einer vom Benutzer zu wählenden Anfangsentfernung $z_A \geq 0,0499\text{m}$ bis zu einer ebenfalls zu wählenden Endentfernung $z_E \leq 0,2999$ in regelmäßigen Abständen Rekonstruktionen durchgeführt und die entsprechenden Schärfewerte bestimmt werden. Da zur Verringerung der Rechenzeit auf eine Datenbank von gespeicherten, fouriertransformierten Faltungskernen zurückgegriffen wird, ist der Entfernungsbereich durch den Umfang dieser Datenbank festgelegt. Zur Verringerung des Rechenaufwandes wurden zwei weitere Maßnahmen ergriffen: Eine Verschachtelung bezüglich der Schrittweite Δz und eine Mehrstufigkeit bezüglich der Hologrammgröße.

Für den ersten Durchgang, der mit einer Schrittweite von $\Delta z = 0,5\text{cm}$ durchgeführt wird, wird ausgehend vom markierten Objektbereich nur ein 512×512 Bildelemente großer Unterbereich betrachtet. Im Vergleich zu einer Rekonstruktion mit der originalen Hologrammgröße von 1024×1024 Bildelementen, bzw. zu einem für die Faltung in eine 2048×2048 Elemente umfassende Matrix eingebetteten Hologramm ergibt sich damit ungefähr eine vier- bzw.

achtfache Verringerung des Rechenaufwands. Zu Beginn der Bestimmung der korrekten Rekonstruktionsentfernung kann der Benutzer über eine Eingabemaske wählen, ob er dieses künstlich verkleinerte Hologramm zur Bestimmung der genauen Rekonstruktionsentfernung verwenden will („Grobrekonstruktion“) oder nur für den ersten Durchgang, während für die nächsten Durchgänge das vollständige und eingebettete Hologramm verwendet wird („Feinrekonstruktion“). Für beide Fälle wird nun zunächst aus dem ersten Durchgang die Maximumsposition z_{\max} des Schärfewertes mit einer Tiefenauflösung von 0,05cm bestimmt.

Daraufhin folgt bei der Grobrekonstruktion ein zweiter Durchgang im Intervall $[z_{\max}-5\text{mm}, z_{\max}+5\text{mm}]$ mit einer Schrittweite von $\Delta z = 1\text{mm}$ durchgeführt. In diesem Intervall wird wiederum die Maximumsposition z_{\max} des Schärfewertes bestimmt, und es folgt ein dritter Durchgang im Intervall $[z_{\max} - 1\text{mm}, z_{\max} + 1\text{mm}]$ mit einer Schrittweite von $\Delta z = 200\mu\text{m}$. In diesem Intervall wird wiederum die Maximumsposition des Schärfewertes bestimmt und zusammen mit dem Hologrammnamen für die spätere Rekonstruktion gespeichert. Je nach Größe des anfangs gewählten Rekonstruktionsbereiches ergeben sich damit ca. 50 durchzuführende Rekonstruktionen pro Objekt.

In der Feinrekonstruktion schließen sich an den ersten Durchgang noch drei weitere Durchgänge an mit den Intervallen und Schrittweiten: $[z_{\max} - 2\text{cm}, z_{\max} + 2\text{cm}]$ und $\Delta z = 0,5\text{cm}$, $[z_{\max} - 5\text{mm}, z_{\max} + 5\text{mm}]$ und $\Delta z = 1\text{mm}$, sowie $[z_{\max} - 1\text{mm}, z_{\max} + 1\text{mm}]$ und $\Delta z = 200\mu\text{m}$. Für den letzten Durchgang wird das Hologramm in eine 2048×2048 Matrix mit einem Hintergrundwert von 1,0 eingebettet, während ansonsten zur schnelleren Berechnung 1024×1024 Matrizen verwendet werden. Die ermittelte Maximumsposition des Schärfewertes wird dabei wieder zusammen mit dem Hologrammnamen gespeichert.

Der Dateiname für die Ergebnisdatei ergibt sich aus dem Namen der Datei, die die Objektliste enthält, zuzüglich einer vorangestellten Ergänzung „Fokus_“ bzw. „Feinfokus_“. Eine feinere Unterteilung der Schrittweite als $200\mu\text{m}$ erscheint für die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Hologramme aufgrund der geringen Tiefenauflösung nicht sinnvoll. Während insbesondere für nicht zu große Objekte die automatische Bestimmung der Rekonstruktionsentfernung sehr gut funktioniert, kann es insbesondere bei sehr großen, am Bildrand gelegenen und stark strukturierten Objekten passieren, dass die automatisch ermittelte Rekonstruktionsentfernung nicht ganz dem Optimum entspricht. Dieses Problem läßt sich teilweise umgehen, wenn in solchen Fällen nicht das gesamte Objekt markiert wird, sondern z.B. bei einem dendritischen Kristall nur das Ende eines Arms.

6.4 Rekonstruktion

Bei Vorliegen einer Textdatei mit Hologrammnamen und Entfernungswerten kann im Rekonstruktionsmodus des Programmes eine automatische Rekonstruktion vorgenommen werden. Wie oben erwähnt kann sich dabei herausstellen, dass insbesondere für große, am Bildrand gelegene Objekte die Rekonstruktionsentfernung zwar ungefähr stimmt, aber nicht dem Optimum entspricht. Unter anderem für solche Fälle bietet das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Programm auch die Möglichkeit einer manuell steuerbaren Rekonstruktion mit wählbaren Schrittweiten.

6.4.1 Automatische Rekonstruktion

Für die automatische Rekonstruktion werden die Hologrammnamen und die Rekonstruktionsentfernungen aus der entsprechenden Datei eingelesen, deren Name durch den Benutzer eingegeben wird. Die Rekonstruktionen finden mittels 2048×2048 Matrizen statt, so dass das Hologramm in eine entsprechende Matrix mit dem Wert 1,0 eingebettet wird. Diese Vergrößerung hat den Sinn, die Faltung mit einem vollständigen, 2048×2048 Elemente großen Faltungskern zu ermöglichen. Idealerweise sollte dafür die Seitenlänge der Matrize mindestens $1024 + 2048$ Elemente betragen, aus Gründen des Rechenaufwandes wurde hierauf jedoch verzichtet, zumal der Algorithmus für die Schnelle Fouriertransformation dann eine Seitenlänge von 4096 Elementen verlangen würde.

Die rekonstruierten Amplituden werden dann gespeichert (eine Speicherung der Intensitäten wäre durch eine einfache Änderung des Quelltextes ebenfalls möglich). Die Namen der Rekonstruktionsdateien werden durch Voranstellung des Wortes „Amplitude“ vor den Hologrammnamen gekennzeichnet. Außerdem werden die zu einem Hologramm gehörenden Rekonstruktionen durchnummeriert, um ein Überschreiben der Dateien zu verhindern. Weiterhin wird die Rekonstruktionsentfernung unmittelbar vor der Dateiendung in den Dateinamen eingefügt. Die rekonstruierten Amplitudenwerte liegen als *double*-Fließkommazahlen vor und können mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programm oder mit kommerziellen Programmen wie „Igor Pro“ dargestellt werden.

6.4.2 Manuell gesteuerte Rekonstruktion

Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Programm bietet unter anderem aus den oben genannten Gründen die Möglichkeit einer manuell steuerbaren Rekonstruktion. Dabei wird durch den Benutzer zunächst festgelegt, ob eine Grobrekonstruktion (512×512), eine „normale“ Rekonstruktion (1024×1024) oder eine Feinrekonstruktion (2048×2048) durchgeführt werden soll. Im Fall der Grobrekonstruktion muß für die Verkleinerung des Hologramms durch den Benutzer zunächst der Objektbereich markiert werden. Der Benutzer kann die Anfangsentfernung z_0 eingeben und zwischen verschiedenen Schrittweiten Δz wählen. Mit Beginn der manuell gesteuerten Rekonstruktion wird zunächst eine Rekonstruktion bei der Anfangsentfernung z_0 durchgeführt. Der Benutzer hat nun die Möglichkeit, durch Benutzung der Pfeiltasten [\leftarrow], [\rightarrow] eine Rekonstruktion bei $z_0 \mp \Delta z$ durchführen zu lassen. Bei Erreichen der korrekten Rekonstruktionsentfernung können durch Drücken der [Eingabe]-Taste der Hologrammname und die aktuelle Entfernung gespeichert werden. Im Fall der Feinrekonstruktion wird darüber hinaus die Amplitude der aktuellen Rekonstruktion gespeichert. Mit dem Drücken der [Eingabe]-Taste wird die manuell gesteuerte Rekonstruktion beendet. Während der manuell gesteuerten Rekonstruktion kann durch Drücken der Taste [F12] die Schrittweite zyklisch im Rahmen der vorgegebenen Werte (2cm, 5mm, 1mm, $200\mu\text{m}$) geändert werden. Neben der üblichen Rekonstruktion auf der Grundlage des normalisierten Hologrammes bietet das Programm auch die Möglichkeit, vor der Rekonstruktion den Hintergrundwert bzw. Mittelwert des Hologramms zu subtrahieren, so daß das Hologramm auch negative Werte aufweist. Das hat den Vorteil, dass praktisch nur das dann hell erscheinenden Objektfeld rekonstruiert und der Zwillingsbildhalo außerhalb des Objektes etwas unterdrückt wird, wie Abbildung 6.7 illustriert (eine echte Unterdrückung des Zwillingsbildes innerhalb der Objektgrenzen ist damit allerdings nicht möglich). Um die manuell gesteuerte Rekonstruktion zu beenden ohne etwas zu speichern, kann der Be-

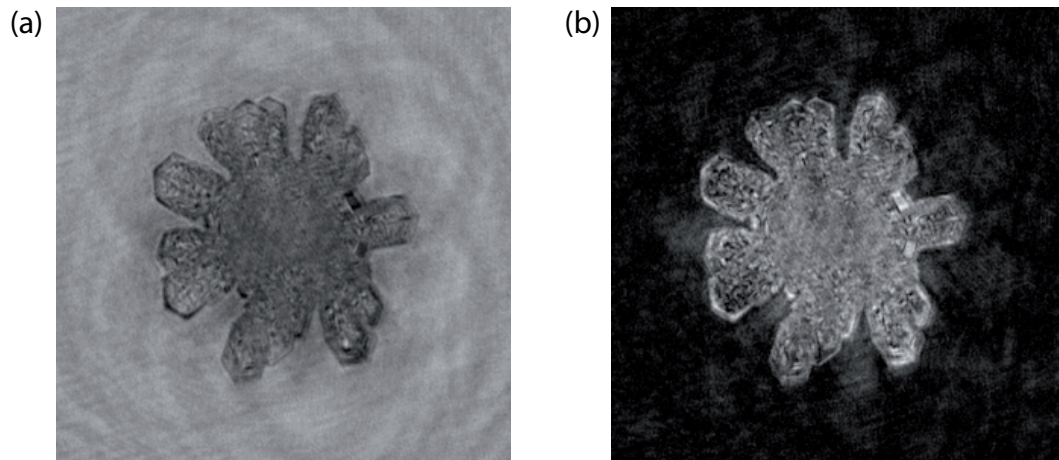


Abbildung 6.7: Subtraktion des Hintergrundwertes zur Unterdrückung des Zwillingsbildhalos: a) Rekonstruktion von dem normalen Hologramm; b) Rekonstruktion, nachdem der Hintergrundwert von dem Hologramm subtrahiert wurde. [1142865387_579]

nutzer die Taste [Esc] drücken.

6.4.3 Einfache Bildanalyse

Einige einfache Bildanalyseverfahren wie Binarisierung und Bestimmung von Äquivalenzradien und der Schwerpunktsposition des binarisierten Objekts wurden in dem Programm implementiert. Um diese Funktion auf das aktuelle Bild anzuwenden, kann der Benutzer nach der Markierung eines Interessenbereichs die Taste [b] oder die Tastenkombination [b]+[Shift] drücken. Im ersten Fall wird das Bild im Interessenbereich direkt mittels eines Schwellenwertes derart binarisiert, dass Bildpunkten, in denen die Amplitude einen vorgegebenen Schwellenwert überschreitet der Wert 0,0 zugewiesen wird, allen anderen im Interessenbereich der Wert 1,0. Da es im Fall von Phasenobjekten mit ausgeprägter innerer Struktur, siehe Kap. 4, häufig vorkommt, dass im Inneren des Objektes befindliche Bildelemente ebenfalls eine hohe Amplitude aufweisen, wird ihnen in diesem Fall ebenfalls der Hintergrundwert 0,0 zugewiesen. Um dieses Problem zu umgehen, wird durch die Tastenkombination [b]+[Shift] eine alternative Art der Binarisierung gewählt, die an die in Abschnitt 4.3 beschriebene Maskenanpassung angelehnt ist: Zunächst wird das Bild wie eben beschrieben binarisiert. Wenn im Menüpunkt „Einstellungen“ die entsprechende Option ausgewählt ist, werden daraufhin „Lücken“ von einem Pixel Breite geschlossen, um eventuell unterbrochene Kanten zu vervollständigen. Dann wird eine Maske aus Werten von 1,0 erstellt, die dem Interessenbereich entspricht. Ausgehend vom Rand des Interessenbereiches werden alle Werte oberhalb des Schwellenwertes gleich 0,0 gesetzt, sofern sie in x- oder y-Richtung an den aktuellen Rand grenzen (diagonal angrenzende Bildpunkte werden hierfür nicht berücksichtigt, um ein Überspringen schräger Kanten zu verhindern). Durch dieses Verfahren wird verhindert, dass (geschlossene) Objektgrenzen überschritten werden, und Bereiche innerhalb der Objektgrenzen bleiben als zum Objekt gehörig markiert, sofern die Objektgrenze durchgehend ist. Allerdings führt in Fällen wie dem oben beschriebenen Säulenbündel, vgl. Abschnitt 4.5, das Verfahren dazu, dass vom Objekt in der zweidimensionalen Abbildung umschlossene Hintergrundbereiche ebenfalls dem Objekt zugeordnet werden, siehe auch Abb. 6.10. In solchen Fällen ist die Wahl des ersten Binarisierungsverfahrens unter

Umständen vorzuziehen. Alternativ hat der Benutzer bis zum Verlassen der Bildanalyse die Möglichkeit, durch Drücken der rechten Maustaste Hintergrundpunkte im Objekt zu markieren, die dann automatisch als Ausgangspunkte für die Anpassung der Binarisierung verwendet werden. In der Literatur beschriebene Verfahren zum „Schließen“ eines „löchrigen“ binarisierten Objektes mittels Dilatation und Erosion (Verwendung der Begriffe im Sinne der Bildverarbeitung, vgl. [75]) werden nicht angewendet, da sie zu einer Verfälschung der äußeren Form führen [75].

Im Anschluß an die Binarisierung wird innerhalb des Interessenbereiches der Radius des Kreises berechnet, dessen Flächeninhalt der Anzahl der Bildelemente mit dem Wert 1,0 entspricht. Zusätzlich wird die Position des Schwerpunktes der entsprechenden Bildelemente innerhalb des Interessenbereiches berechnet. Durch Drücken der [Eingabe]-Taste können die Ergebnisse in einer Textdatei gespeichert werden, während durch Drücken der Taste [Esc] die Bildanalyse beendet wird, ohne etwas zu speichern.

Der Dateiname wie auch der Schwellenwert können im Menüpunkt „Einstellungen“ eingegeben werden. Der Schwellenwert versteht sich dabei als Prozent des Mittelwertes der gesamten Bildwerte des aktuellen Bildes. Während der Bildanalyse kann der Schwellenwert außerdem effizient mithilfe der Pfeiltasten [←] und [→] in Schritten von 0,005 geändert werden, wobei die Binarisierung automatisch aktualisiert wird. Weiterhin können isolierte Objekte im binarisierten Bild, die kleiner als 3×3 Bildpunkte sind, durch (ggf. wiederholtes) Drücken der Taste [Entf] gelöscht werden, um die Bildqualität zu verbessern und Rauscheffekte zu verringern. Abbildungen 6.8, 6.9 und 6.10 illustrieren nochmals die hier beschriebene Binarisierung.

Beim Speichern der Ergebnisse wird automatisch der Name der aktuellen Bilddatei mit gespeichert, sowie ggf. die im Dateinamen enthaltene Rekonstruktionsentfernung (s.o.), so dass die dreidimensionalen Koordinaten für die weitere Verwendung zur Verfügung stehen. Abschließend ist jedoch anzumerken, dass die verbreitete Berechnung eines Äquivalenzkreises auf der Grundlage der zweidimensionalen Abbildung prinzipiell problematisch ist, da die zweidimensionale Darstellung naturgemäß zu großen Unsicherheiten bezüglich der wahren Objektoberfläche und seines Volumens führt, siehe auch die im Rahmen dieser Arbeit erfolgte Diskussion in [21].

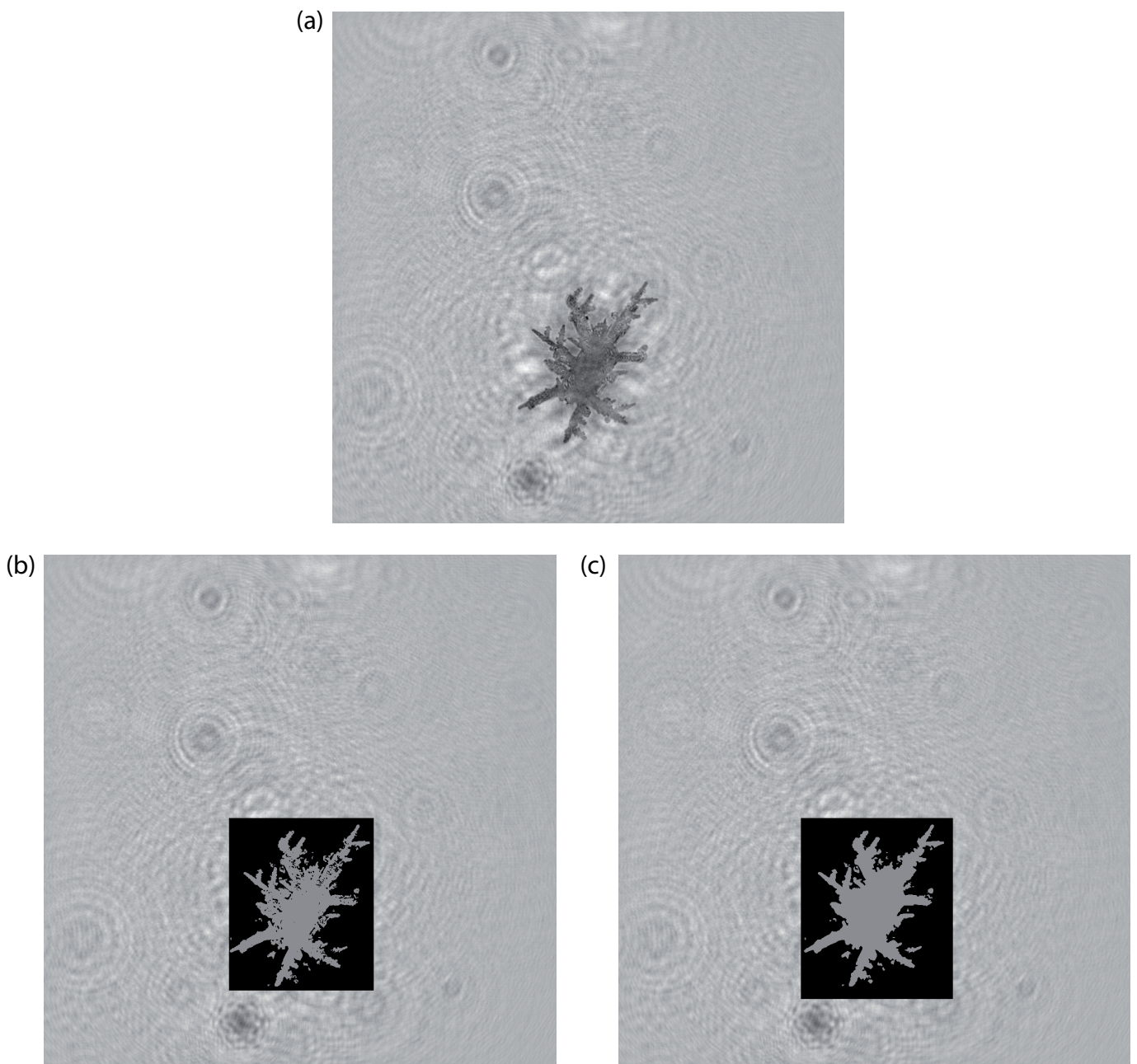


Abbildung 6.8: Beispiel für eine Binarisierung. Tafel a) zeigt das Ergebnis der automatischen Rekonstruktion der Amplitude; b) zeigt das Bild nach Anwendung des ersten Binarisierungsverfahrens, Tafel c) das Ergebnis des die Kanten berücksichtigenden, zweiten Binarisierungsverfahrens. Es ist deutlich zu erkennen, dass im zweiten Fall Objektinnenbereiche dem Objekt korrekt zugeordnet werden. Gleichzeitig demonstriert die Abbildung die Problematik einer auf einem statischen Schwellenwert beruhenden Binarisierung in Gegenwart von starken Schwankungen der Hintergrundamplitude, wie sie z.B. durch die Präsenz des Zwillingsbildes verursacht werden. [1165663240_10890]

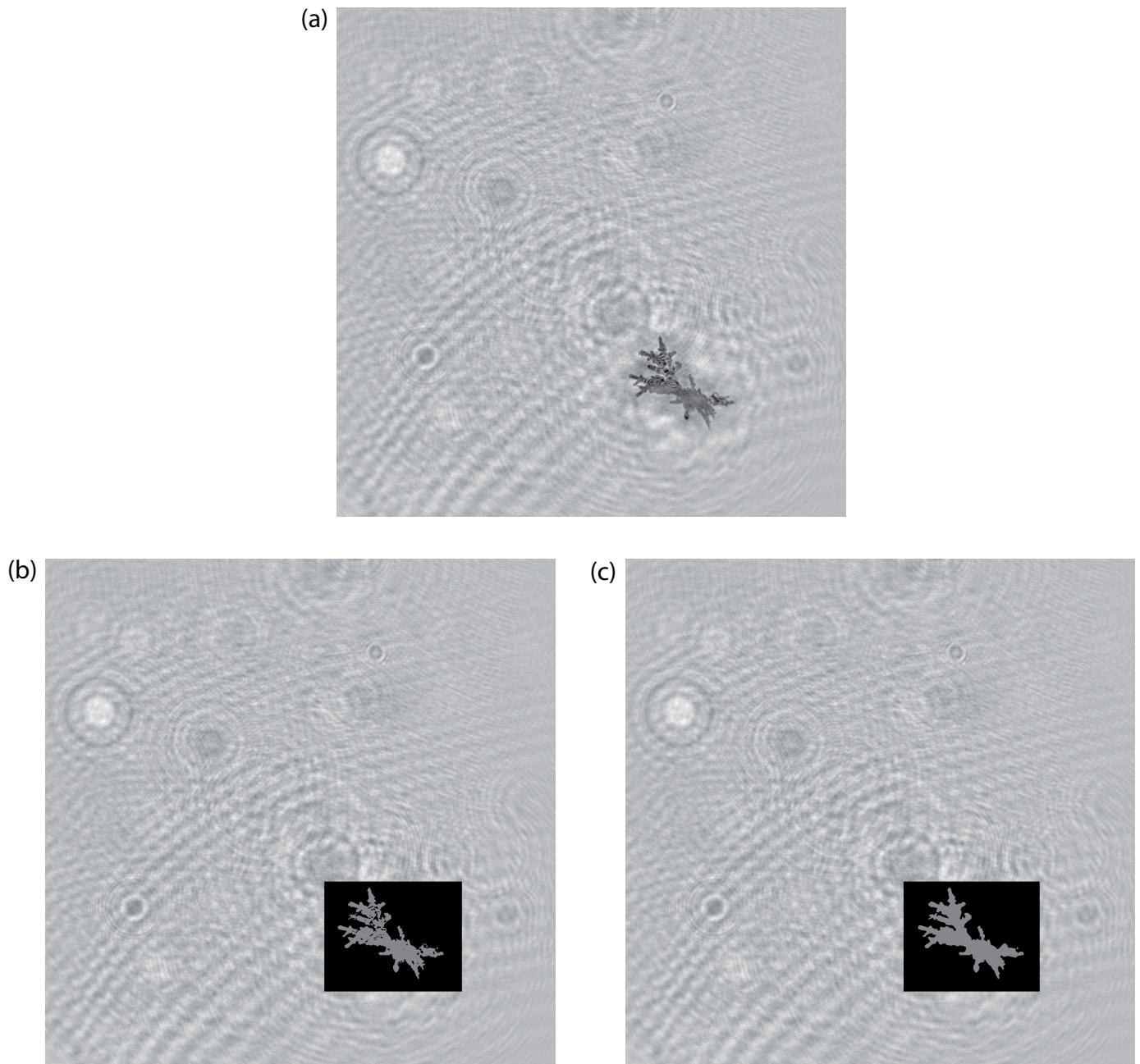


Abbildung 6.9: Weiteres Beispiel für eine Binarisierung. Tafel a) zeigt das Ergebnis der automatischen Rekonstruktion der Amplitude; b) zeigt das Bild nach Anwendung des ersten Binarisierungsverfahrens, Tafel c) das Ergebnis des die Kanten berücksichtigenden, zweiten Binarisierungsverfahrens. [1165663247_10965]

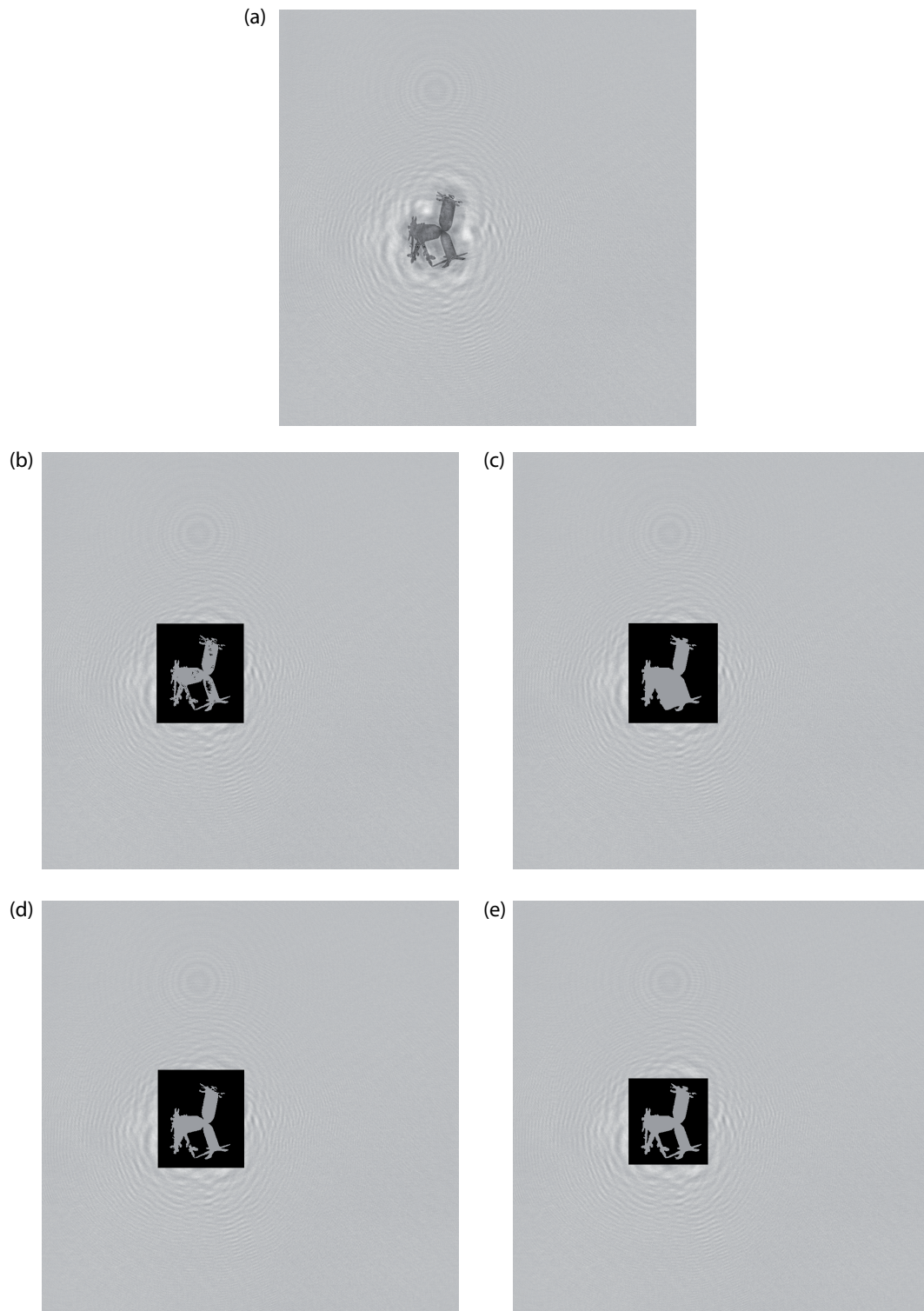


Abbildung 6.10: Beispiel für eine problematische Anwendung des kantenbeschränkten Binarisierungsverfahrens. Tafel a) zeigt das Ergebnis der automatischen Rekonstruktion (Amplitude); b) zeigt das Bild nach Anwendung des ersten Binarisierungsverfahrens, Tafel c) das Ergebnis des die Kanten berücksichtigenden, zweiten Binarisierungsverfahrens. Dieses Beispiel demonstriert, dass umschlossene Hintergrundbereiche durch das zweite Binarisierungsverfahren fälschlicherweise dem Objekt zugeordnet werden. Wie Tafel d) demonstriert, läßt sich dieses Problem nur zum Teil durch einen Verzicht auf das Füllen von Lücken und einen veränderten Schwellenwert beheben. Daher bietet das Programm die Möglichkeit, mithilfe der Maus Bildpunkte als Hintergrund zu markieren und eine weitere Binarisierung durchzuführen, Tafel e). [1142948679_551]

6.5 Weitere Funktionen

Das neu entwickelte Rekonstruktionsprogramm bietet neben den oben beschriebenen noch weitere wichtige Funktionen, die über die reine Rekonstruktion hinausgehen und im Folgenden kurz beschrieben werden.

6.5.1 Bildkombination

Wie im Einführungskapitel 2 beschrieben, besteht in der digitalen Holographie die Möglichkeit, Rekonstruktionen eines Hologrammes bei verschiedenen Entfernungen zu kombinieren, um künstlich die Schärfentiefe zu vergrößern. Dies kann beispielsweise dazu dienen, ausgedehnte Objekte in allen Teilen scharf abzubilden oder die Rekonstruktionen verschiedener Objekte in einer Abbildung zu kombinieren. Das Programm ermöglicht eine solche Kombination. Dazu ist zunächst die Taste [k] zu drücken, um auf der Grundlage des aktuellen Bildes die Zusammensetzung zu beginnen. Es können dann mithilfe der Maus in beliebigen anderen Bildern beliebige rechteckige Ausschnitte markiert werden, die dann in das Ausgangsbild durch Drücken der Taste [+] (rechter Tastenblock) eingefügt werden. Das Kombinationsbild wird schließlich durch Drücken der [Eingabe]-Taste gespeichert und angezeigt. Abbildung 2.2 wurde auf diese Weise erstellt.

6.5.2 Erstellung von 3D-Ansichten

Wie in Kapitel 5 beschrieben, stellt die Visualisierung der dritten Dimension, deren Erfassung der zentrale Vorteil holographischer Verfahren ist, eine besondere Herausforderung dar. Wie dort erläutert, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein effizientes Verfahren zur stereoskopischen Visualisierung der Tiefeninformation entwickelt. Nachdem es anfänglich in einem separaten Programm implementiert worden war, wurde das Rekonstruktionsprogramm schließlich so erweitert, dass es eine einfache Erstellung der stereoskopischen Darstellung ermöglicht. Zum Beginnen der 3D-Visualisierung muß die Taste [d] gedrückt werden. Anschließend können mithilfe der Maus beliebige rechteckige Ausschnitte der verschiedenen Rekonstruktionen ausgewählt und jeweils durch Drücken der Taste [+] (rechter Tastenblock) zu dem dreidimensionalen Volumen hinzugefügt werden; dabei wird zur Auswertung der dreidimensionalen Position automatisch die Schwerpunktsposition des markierten Ausschnitts berechnet und zusammen mit der Rekonstruktionsentfernung gespeichert. Einzige Voraussetzung ist, dass die Rekonstruktionen mithilfe des im Rahmen der Arbeit entwickelten Programmes durchgeführt wurden, so daß die Rekonstruktionsdistanz im Dateinamen enthalten ist. Um störende Hintergrundpixel zu entfernen, ohne den Schwellenwert zu sehr zu senken, kann mithilfe der Maus ein Bereich markiert und durch Drücken der Taste [Entf] auf einen Wert von 1,0 gesetzt werden. Der Wechsel zwischen den verschiedenen Rekonstruktionen (die bereits vorliegen müssen) findet wie üblich mit den Pfeiltasten [←], [→] statt. Da es oftmals für die Darstellung vorteilhaft ist, im gewählten Ausschnitt möglichst wenig Hintergrund außerhalb des eigentlichen Objektes in der Projektion abzubilden, werden alle Hintergrundwerte oberhalb des Schwellenwertes gleich 1 (also völlig transparent) gesetzt. Dieser Schwellenwert kann mit den Pfeiltasten [↑], [↓] geändert werden, wobei das dargestellte Bild automatisch aktualisiert wird. Durch Drücken der [Eingabe]-Taste wird die so erstellte stereoskopische Ansicht des Meßvolumens mit dem Präfix „3D_“ gespeichert und angezeigt.

6.5.3 Speichern von Bildausschnitten

Das Programm bietet die Möglichkeit, zum Erstellen von Abbildungen Ausschnitte des aktuell angezeigten Bildes als Bilddatei (*Bitmap*) abzuspeichern, wobei fünf feste Größen bzw. Seitenlängen zur Verfügung stehen: 448 Bildelemente, das entspricht bei einer Größe der Bildelemente von $6,7\mu\text{m}$ einem Bildausschnitt von ca. 3mm Seitenlänge, 300 Bildelemente (entspricht hier ca. 2,01mm), 148 Bildelemente (ca. 0,99mm), 74 Bildelemente (ca. 0,51mm) und 34 Bildelemente (ca. 0,16mm)³. Diese Funktion kann durch Drücken der Taste [a] aktiviert werden. Anschließend kann durch Drücken der linken Maustaste der Mittelpunkt des Bildausschnittes markiert und seine Größe durch Drehen des Mauselements verändert werden. Der so markierte Ausschnitt kann durch Drücken der [Eingabe]-Taste gespeichert werden. Durch die Auswahl von Bildausschnitten fester Größe erübrigt sich das Einzeichnen eines expliziten Maßstabs, da dann die Bildbegrenzung direkt als Maßstab dienen kann. Die Funktion wird durch Drücken der Taste [Esc] beendet.

6.5.4 Sonstiges

In den Rekonstruktionen berechnet das Programm die Amplitude in der Rekonstruktionsebene, d.h. die Wurzel aus der Intensität. Durch Drücken der Taste [i] wird das aktuelle Bild, falls es im Fließkommaformat (*double*) vorliegt, quadriert dargestellt. Diese Funktion kann zur Darstellung der Intensität statt der Amplitude genutzt werden.

Wenn die Rekonstruktionen auf einer 2048×2048 Matrix berechnet werden, zeigt das Programm immer nur den 1024×1024 Ausschnitt an, der der Hologrammfläche entsprach. Wie im nächsten Kapitel dargelegt, kann es nützlich sein, diesen Ausschnitt zu verschieben. Um dies zu erreichen, bietet das Programm nach Drücken der Tastenkombination [Shift]+[v] die Möglichkeit, eine entsprechende Verschiebung in x- bzw. y-Richtung vorzugeben.

Der Menüpunkt „Einstellungen“ enthält verschiedene Funktionen, um die diversen Einstellungen zu ändern. Es kann beispielsweise der Suchtext gewählt werden, anhand dessen die Bilddateien für die Darstellung geladen werden, die Bildgröße (1024×1024 Pixel, 2048×2048 Pixel), das Datenformat (ganze Zahlen (*1 Byte*) oder Fließkommazahlen (*double*)), und es kann eingestellt werden, ob es sich um Graustufenbilder handelt oder um Farbbilder, wie beispielsweise im Fall der dreidimensionalen Darstellungen.

6.6 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte ein Algorithmus entwickelt werden, der den Benutzer in wesentlichen Schritten des Rekonstruktionsprozesses entlastet. Insbesondere konnten ein auf Fourieranalyse basierendes Verfahren zur automatischen Normalisierung der Rohhologramme und ein Verfahren zur automatisierten Bestimmung der Rekonstruktionsentfernung entwickelt und erfolgreich umgesetzt werden.

Der Algorithmus wurde in ein aufwendig programmiertes, benutzerfreundliches Programm in der Sprache C++ umgesetzt, das eine Bilddarstellung ermöglicht und über zahlreiche weitere Funktionen verfügt, die teilweise neu entwickelt wurden. Es erlaubt u.a. eine automatische

³Die „krummen“ Zahlen resultieren aus seitens des Betriebssystems „Windows“ offenbar bestehenden Begrenzungen für zulässige Seitenlängen von *Bitmaps*.

und eine manuell steuerbare Rekonstruktion, die Möglichkeit zum Speichern des aktuellen Bildes in einem weit verbreiteten Bildformat und Funktionen für eine einfache Bildanalyse und -bearbeitung, sowie die Konstruktion einer dreidimensionalen Darstellung des Meßvolumens. Als Ergebnis der Anwendung des Programmes liegen rekonstruierte Hologramme in hoher Qualität vor, die mithilfe kommerziell verfügbarer Programme zur Bildbearbeitung und -analyse weiterverarbeitet werden können. Einige einfache Verfahren zur Bildauswertung wurden wie beschrieben bereits in das Programm integriert, ebenso wie die dreidimensionale Darstellung der Rekonstruktionen.

Obwohl eine automatische Rekonstruktion zuvor markierter Objektbereiche möglich ist, ist für die komplette Rekonstruktion eines Hologrammes mit kleinen Objekten gegenwärtig eine manuelle Rekonstruktion mit manueller Markierung der Objekte erforderlich. Automatisch erfolgt dann die vorhergehende Normalisierung, sowie die Analyse des markierten Objektbereichs, also z.B. die Bestimmung seiner Schwerpunktsposition (siehe auch Kap. 7).

Wenngleich also durch die Entwicklung und Implementierung der beschriebenen Algorithmen wesentliche Ziele zur Entlastung des Benutzers erreicht werden konnten, bieten die Algorithmen Raum für zukünftige Weiterentwicklungen. Darüber hinaus wären weitere Automatisierungen und Verbesserungen wünschenswert, die hier nicht oder nur ansatzweise verfolgt werden konnten. Da der Algorithmus gegenwärtig eine der Rekonstruktion vorhergehende Objektmarkierung erfordert, kann es systematisch zu einer Vernachlässigung kleiner, weit entfernter Objekte führen. Ein weiteres Problem besteht, wenn zwei Objekte in einer gewissen Entfernung hintereinander liegen, so daß in einem Objektbereich eigentlich zwei Rekonstruktionen durchzuführen wären, statt einer. Daher ist eine Qualitätskontrolle durch den Benutzer gegenwärtig unabdingbar. Gegenwärtig beschränken sich die Aufgaben des Benutzers im Wesentlichen auf die Objekterkennung/-markierung und die Qualitätskontrolle. Während die Durchführung einer Qualitätskontrolle durch den Benutzer wohl auch zukünftig erforderlich sein wird, wäre eine mittelfristige Automatisierung der Objekterkennung und ihre dynamische Durchführung während statt vor der Rekonstruktion sicher ein wichtiger Schritt; für den Fall einer analogen Rekonstruktion mit anschließender Digitalisierung wurde hier in der Literatur beispielsweise ein statistisches Verfahren beschrieben [43], bei dem zahlreiche Rekonstruktionsebenen miteinander verglichen werden. Die Umsetzung dieses Verfahrens ist im Fall einer numerischen Rekonstruktion aufgrund des sehr hohen Rechenaufwandes allerdings etwas problematisch. Dies führt zu einer zweiten anzustrebenden Verbesserung. Die Crux der digitalen Holographie ist der hohe Rechenaufwand der numerischen Rekonstruktion, der sich in einer entsprechend langen Rechenzeit ausdrückt. So dauert beispielsweise auf dem im Rahmen der Arbeit verwendeten Laborrechner (Dell Workstation, ein Prozessor) die bloße Rekonstruktion einer Ebene bei einer Einbettung des Hologramms in eine 2048×2048 Ebene mehr als 20 Sekunden, wobei allerdings eine eventuelle Kantenfilterung direkt in die Rekonstruktion eingebunden werden kann und praktisch keine zusätzliche Rechenzeit erfordert. In der analogen Holographie dagegen erfolgt die Rekonstruktion optisch und damit mit maximal möglicher Geschwindigkeit. Dort ist der limitierende Faktor eher die Geschwindigkeit (und Genauigkeit), mit der eine Kamera mechanisch durch das rekonstruierte Volumen bewegt werden kann. Wenngleich im Rahmen der Arbeit kein direkter Vergleich zwischen digitaler und analoger Holographie angestrebt wurde, kann man tendentiell sagen, dass der Vorteil der digitalen Holographie bei Verwendung eines einzelnen Prozessors nicht in einer höheren Geschwindigkeit der Auswertung liegt, sondern in der Vermeidung experimenteller Fehlerquellen und besonders in ihrer leichteren Handhabbarkeit. Diese eröffnet neue Möglichkeiten, wie beispielsweise eine gute Reproduzierbarkeit, einen direkten und bequemen

Zugang zur Phaseninformation des rekonstruierten Lichtfeldes oder eine einfache Vorverarbeitung zur Verbesserung der Qualität der rekonstruierten Hologramme. Eine weitere Option der digitalen Holographie ist eine im Prinzip fast beliebig hohe Parallelisierung der Vorgänge; in der analogen Holographie entspräche dem im ersten Schritt die gleichzeitige Verwendung mehrerer Kameras zur Digitalisierung des rekonstruierten Wellenfeldes. Hier könnte man nicht beliebig viele Kameras verwenden.

Eine Möglichkeit, das Problem der langen Rechenzeiten anzugehen, ist also eine massive Parallelisierung der Berechnungen. Besonders vielversprechend erscheint hier die Verwendung programmierbarer Graphikkarten, die eine parallele Architektur aufweisen. Tatsächlich wurde die Verwendung einer solchen Graphikkarte in der Literatur bereits beschrieben [109]. Eine entsprechende Graphikkarte wurde für die zukünftige Verwendung angeschafft. Weiterhin wurde der Algorithmus für die Berechnung der Schnellen Fouriertransformation so umgestaltet, dass durch Berechnen der einzelnen Zeilen bzw. Spalten eine leichte Parallelisierung möglich ist.

Daneben wäre es aber äußerst wünschenswert, den Rechenaufwand intrinsisch zu verringern, da eine zukünftige Verwendung von Bildsensoren mit deutlich mehr Bildpunkten mit einem nochmals deutlich höheren Rechenaufwand einhergehen wird. Eine vielversprechende Möglichkeit für eine effizientere Bestimmung der korrekten Rekonstruktionsentfernung wurde neu entwickelt, allerdings noch nicht in das oben beschriebene Programm integriert. Dieses Verfahren der „radialen Rekonstruktion“ soll abschließend im Folgenden zusammengefaßt werden.

6.7 Ausblick: Radiale Profilrekonstruktion

Das Verfahren der „Radialrekonstruktion“ zur schnelleren Bestimmung der Rekonstruktionsentfernung beruht auf zwei Ideen: 1. Bestimmung der Rekonstruktionsentfernung mittels eines Profilschnittes und 2. Ausnützung der Symmetrieeigenschaften des Faltungskernes.

Wenn man zur Bestimmung der Entfernungsbestimmung wie hier die Schärfe der Objektkante verwendet, ist es im Grunde nicht notwendig, die Kante des gesamten Objektes zu berechnen. Im Prinzip sollte es ausreichen, einfach einen Profilschnitt durch das Objekt bei den verschiedenen Entfernungen zu betrachten und innerhalb dieses eindimensionalen Profils die Schärfe der Kante zu bestimmen. Allerdings ergibt sich hier das Problem, dass für die Bestimmung selbst eines einzelnen Punktes in der Rekonstruktionsebene zunächst die *gesamte* Ebene berechnet werden muss. Daher ergibt sich auch bei Beschränkung auf die Untersuchung eines Profils zunächst nur ein vernachlässigbar geringer Zeitvorteil, da lediglich die ohnehin effiziente Kantenbestimmung schneller erfolgt, nicht aber die aufwendige Rekonstruktion. Um auch die Rekonstruktion zu beschleunigen, müßte beispielsweise das gesamte Problem auf eine Dimension reduziert werden. In der Literatur finden sich Beschreibungen von Verfahren, die einen ähnlichen Gedanken verfolgen [110] und den hier beschriebenen Ansatz indirekt inspiriert haben.

Allerdings wird in der Literatur letztlich immer von kreisförmigen Objekten ausgegangen, bei denen ein Profil durch die Mitte des (kreisförmigen) Beugungsbildes aufgrund der Symmetrie bereits die gesamte Objektinformation enthält, so daß einfach eine eindimensionale Faltung mit einem eindimensionalen Faltungskern vorgenommen werden kann. Ein vergleichbarer quasi-eindimensionaler Fall wäre ein Objekt in Form eines langgestreckten Rechtecks, das zumindest in der Mitte als Aneinanderreihung eindimensionaler Objekte betrachtet werden kann. Bei einem beliebig geformten Objekt ist es im allgemeinen jedoch nicht möglich, für die Re-

konstruktion eines zweidimensionalen Beugungsbildes mit einer eindimensionalen Faltung mit einem willkürlich herausgegriffenen Profil auszukommen.

Es ist jedoch möglich, die Voraussetzung einer Symmetrie des Objektes fallen zu lassen und einen anderen Blickwinkel einzunehmen. Statt eine effektive Eindimensionalität des Objektes vorauszusetzen und dann einen eindimensional statt eines zweidimensional berechneten Faltungskerns zu verwenden, kann der umgekehrte Blickwinkel eingenommen werden. Da der Faltungskern letztlich ohnehin nur eine Funktion von R und damit auf jeden Fall kreissymmetrisch und quasi-eindimensional ist, kann das Ergebnis der Faltung $g(x_0, y_0)$ im Punkt (x_0, y_0) folgendermaßen dargestellt werden:

$$g(x_0, y_0) = \sum_x \sum_y K_z(\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}) \cdot f(x, y) = \sum_x \sum_y K_z(R) \cdot f(x, y). \quad (6.5)$$

Das bedeutet, dass sich eine Reduktion auf eine Dimension erzielen läßt, wenn man die Funktionswerte $f(x, y)$ in Abhängigkeit von R ausdrückt:

$$\sum_R K_z(R) \cdot \sum_{x,y|(x-x_0)^2+(y-y_0)^2=R^2} f(x, y) = \sum_R K_z(R) \cdot \tilde{f}(x, y). \quad (6.6)$$

Mit anderen Worten: Durch einmalige Summation der Funktionswerte auf gegebenen Radien um den betrachteten Punkt wird das Hologramm auf eine Dimension reduziert und der Wert (z.B. die Amplitude) in dem einen Punkt kann bei allen Entfernungen z durch eine eindimensionale Faltung berechnet werden. Während zur Berechnung der Rekonstruktion in einem Punkt bei einer Größe der Ebenen von $N \times N$ Elementen bei Verwendung der Schnellen Fouriertransformation in zwei Dimensionen größenordnungsmäßig $2 \cdot 2N^2 \log_2(N)$ Additionen und Multiplikationen erforderlich sind, sind es bei der Berechnung eines Punktes mittels der Radialrekonstruktion lediglich N Additionen und Multiplikationen. Bei $N = 2048$ ist der Rechenaufwand also um ca. 4 Größenordnungen geringer.

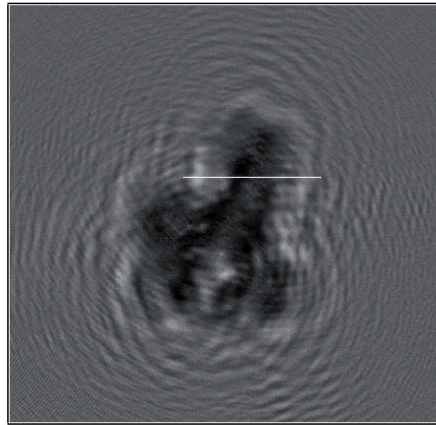
Allerdings ergibt sich sofort das Problem, dass es auf einem rechteckigen Raster für den kreissymmetrischen Faltungskern deutlich mehr als N (nämlich $\propto N^2$) verschiedene Radiuswerte gibt, d.h. eigentlich ist die Zahl der verschiedenen $K_z(R)$ deutlich größer als N . Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde daher für die Berechnung jedes Punktes stark vereinfachend der Radius unter jedem Winkel in N fixe Elemente unterteilt. In jedem der N Radiuselemente wurde einfach der Wert des Bildelementes übernommen, in dem sich der N . Abschnitt befindet⁴. Zur Berechnung eines Profils bei einer bestimmten Entfernung wurde das 1024×1024 Elemente messende Hologramm zunächst in eine 2048×2048 Matrix eingebettet. Dann wurde für jeden Punkt des Profils die Umgebung mit einer Winkelauflösung von hier $0,2^\circ$ angular „komprimiert“ wie oben beschrieben, so dass für jeden Punkt ein spezifisches, 2048 Elemente umfassendes „Summenbeugungsbild“ zur Verfügung stand.

Dieses Summenbeugungsbild wurde dann jeweils für 1024 Entfernungswerte mit der entsprechenden eindimensionalen Faltungsfunktion multipliziert und aufsummiert. Damit ergibt sich für ein aus M Elementen bestehendes Profil ein Rechenaufwand von $M \cdot N$ Multiplikationen und Additionen für jede Entfernung. Mit einer typischen Profillänge von ca. 128 Elementen (entsprechend 0,86mm) ergibt sich damit für $N = 2048$ immer noch eine Verringerung der Rechenzeit um mehr als zwei Größenordnungen verglichen mit einer vollständigen Rekonstruktion.

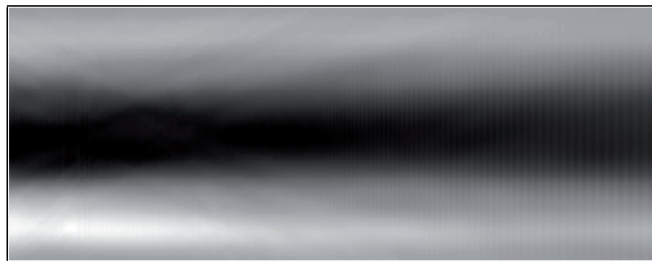
⁴Zunächst wurde hier noch ein interpolierter Wert berechnet, allerdings zeigte sich dadurch keine deutliche Verbesserung, so dass schließlich darauf verzichtet wurde.

Um die sich ergebenden Strukturen noch deutlicher hervortreten zu lassen, wurde außerdem eine eindimensionale Kantenfilterung entlang der Profile durchgeführt (Kantenfilter: $(0, 1, -1, 0)$). Abbildungen 6.11, 6.12 und 6.13 zeigen Beispiele für Radialrekonstruktionen. Die rote Linie am unteren Bildrand markiert die korrekte Rekonstruktionsentfernung. Wie ersichtlich, wird in der Radialrekonstruktion die korrekte Rekonstruktionsentfernung durch meist spitz zusammenlaufende Strukturen markiert, so daß sich trotz der oben beschriebenen, extremen Vereinfachungen durch die Beschränkung auf 2048 Werte des Faltungskernes eine meist relativ klare und überraschend korrekte Signatur ergibt. Abbildung 6.13 demonstriert jedoch, dass die Signatur unter Umständen nur als sehr schwache Auffälligkeit ausgeprägt ist.

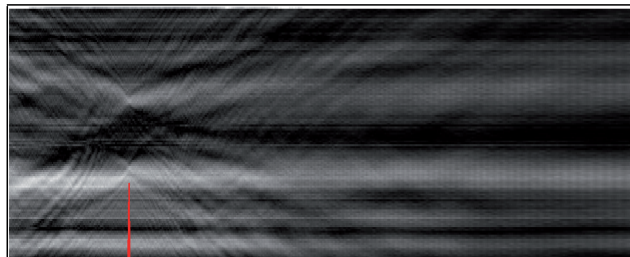
Ein Grund hierfür könnte hier die Randlage des Objektes sein und die starke Überlagerung durch Beugungsmuster nahegelegener Objekte, sowie die geringe Ausdehnung und Amplitude seines Beugungsbildes, die die oben genannten Vereinfachungen sich schwerwiegender auswirken lassen. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt ist noch keine automatische Auswertung der Signatur verwirklicht, die Auswertung erfolgt visuell. Dennoch stellt die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Methode der Radialrekonstruktion wie demonstriert einen validen Ansatz für die intrinsisch beschleunigte Bestimmung der korrekten Rekonstruktionsentfernung dar. Die Weiterentwicklung dieses Ansatzes erscheint ausgesprochen vielversprechend und sinnvoll, da die Methode auf beliebige Objekte anwendbar ist und eine im Prinzip sehr einfache und schnelle Möglichkeit für eine zumindest ungefähre Bestimmung der korrekten Rekonstruktionsentfernung darstellt.



(a)

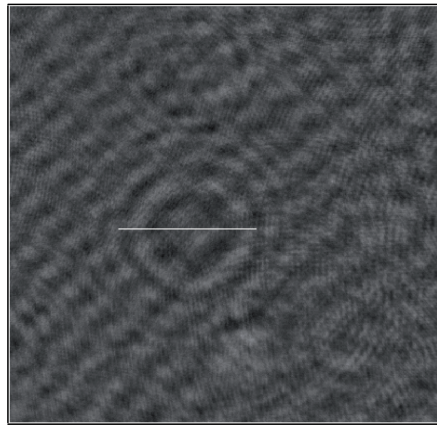


(b)

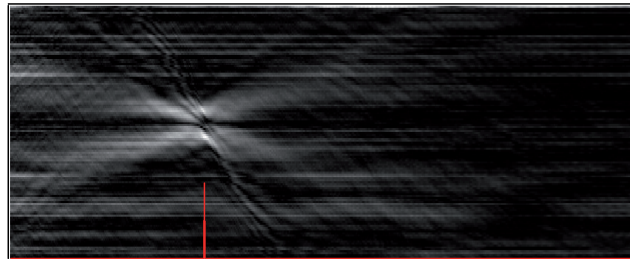


(c)

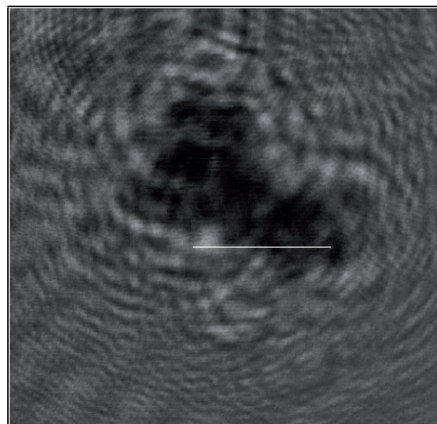
Abbildung 6.11: Beispiel für die Anwendung der Radialrekonstruktion. In Tafel a) ist das Profil markiert; b) Ergebnis der Radialrekonstruktion des Profils: das Profil (128 Bildpunkte) erstreckt sich entlang der y-Achse, entlang der x-Achse sind 1024 Rekonstruktionen des Profils über einen Entfernungsbereich von 5cm bis 30cm aneinandergerreicht; c) Radialrekonstruktion wie in b) aber mit Verwendung eines Kantenfilters in Profilrichtung, in rot ist die korrekte Rekonstruktionsentfernung markiert. [1142948679_551]



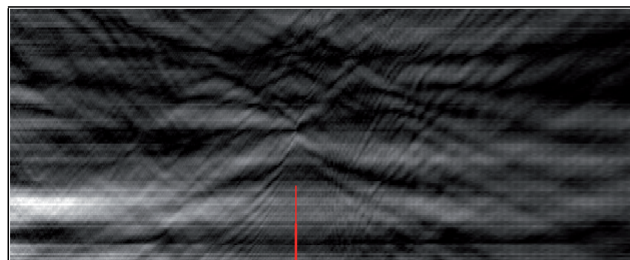
(a)



(b)

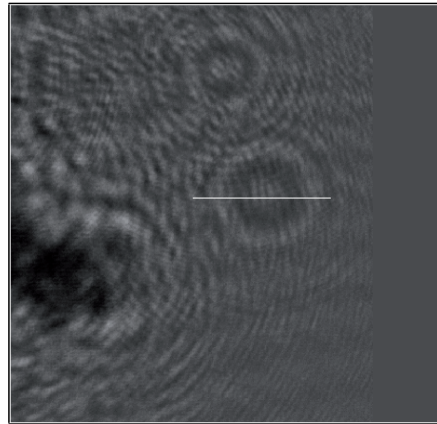


(c)

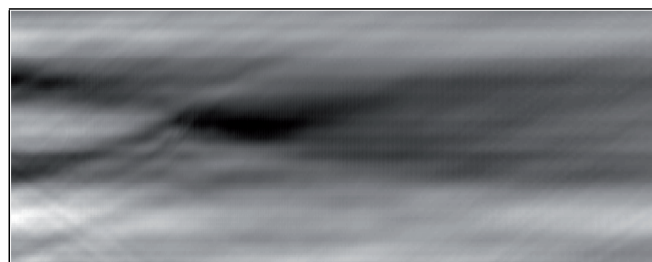


(d)

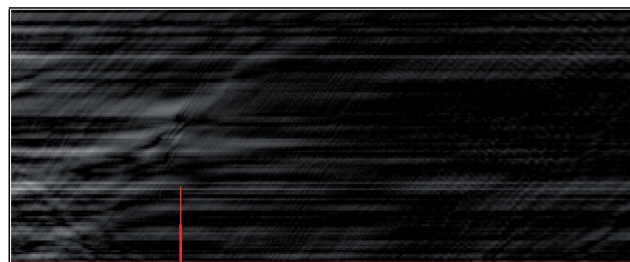
Abbildung 6.12: Weitere Beispiele für die Radialrekonstruktion: a) Markierung des Profils, b) Radialrekonstruktion von a) unter Verwendung eines Kantenfilters; c) Markierung eines anderen Profils, d) Radialrekonstruktion des in c) markierten Profils unter Verwendung eines Kantenfilters. In rot ist jeweils die korrekte Rekonstruktionentfernung markiert. [1165663247_10965]



(a)



(b)



(c)

Abbildung 6.13: Beispiel für eine kaum erkennbare Signatur in der Radialrekonstruktion: a) Markierung des Profils, b) Radialrekonstruktion ohne und c) Radialrekonstruktion mit Verwendung eines Kantenfilters. Eine mögliche Ursache für die schlecht ausgeprägte Signatur ist die Lage des kleinen Objektes am Bildrand. [1165663247_10965]

Kapitel 7

Beispielhafte Anwendungen

Zur Illustration der Möglichkeiten der digitalen Holographie sollen in diesem Kapitel beispielhaft einige Rekonstruktionen von Hologrammen vorgestellt werden, die während der testweisen Meßkampagnen gewonnen wurden. Es handelt sich dabei im Wesentlichen um Hologramme, die am 20. März 2006, sowie am 9. Dezember 2006 mit den jeweiligen Geräteversionen aufgenommen wurden (s. Kap. 3). Für sämtliche Aufnahmen befand sich das digitale Aufnahmesystem auf der großen Meßplattform der Schweizer Höhenforschungsstation „Jungfraujoch“. Die Station befindet sich in den Schweizer Alpen, bei 7°59' östlicher Länge und 46°33' nördlicher Breite, auf einer Höhe von 3580m über dem Meeresspiegel (s.a. Abb 3.1).

Tabelle 7 fasst für den 20. März 2006 die abgedeckten Zeiträume und die dabei gewählten Aufnahmefrequenzen zusammen, für den 9. Dezember 2006 wurde aufgrund der Vielzahl von Objekten pro Hologramm ein kurzer Zeitraum willkürlich herausgegriffen. Da die Aufnahmen lediglich im Rahmen von Testkampagnen entstanden sind, sollen sie hier in erster Linie der Demonstration des digital-holographischen Verfahrens und seiner Möglichkeiten dienen. Insbesondere für die Bilder vom 20. März 2006 ist dabei zu beachten, dass aufgrund des ursprünglichen, engen Aufbaus der optometrischen Einheit, von einer starken Beeinflussung des Luftflusses ausgegangen werden muss (Kap. 3). Die häufigen, kurzen Unterbrechungen des Meßzeitraumes spiegeln die Probleme mit der ursprünglichen Laserauslösung wider.

Große Eiskristalle wurden am 20. März 2006 vereinzelt ab ca. 13:30 Uhr detektiert, wobei der weitaus überwiegende Teil der Kristalle erst nach 15:30 Uhr aufgenommen wurde¹. Dies wird einerseits verständlich, wenn man den Verlauf der Eisübersättigung² betrachtet (vgl. Abb. 7.2), da dies ungefähr dem Zeitpunkt entspricht, ab dem eine fast durchgehende Eisübersättigung vorliegt. Gleichzeitig ist jedoch bei genauer Betrachtung bemerkenswert, dass die Periode durchgehender Eisübersättigung eigentlich erst um ca. 16:00 Uhr beginnt, während zuvor z.T. deutliche

¹Dabei ist aufgrund des abgeschirmten Aufbaus der optometrischen Einheit in der ersten Geräteversion davon auszugehen, dass insbesondere große Kristalle systematisch unterrepräsentiert sind (vgl. Kap. 3). Weiterhin wurden bei der manuellen Auswahl der „Objekthologramme“ (s. Kap. 6) nur Hologramme berücksichtigt, bei denen mindestens ein im Rohhologramm deutlich erkennbares Objekt (d.h. größer als ca. 60...100 μm) präsent war. Weiterhin gilt, dass hier grundsätzlich davon ausgegangen wird, dass es sich bei den beobachteten Objekten um Kristalle oder Tröpfchen handelt. Streng genommen kann diese Annahme nur bei solchen Objekten überprüft werden, die größen aufgelöst abgebildet werden und dabei eine eindeutige Form aufweisen, d.h. grundsätzlich kann im Einzelfall nicht ausgeschlossen werden, dass es sich z.T. beispielsweise auch um biologische Objekte handeln könnte.

²Die Berechnung der Eisübersättigung beruht auf Zehnminutenmeßwerten; lt. Auskunft von MeteoSchweiz stellt ein für z.B. 13:30 Uhr angegebener Wert den Mittelwert der Meßwerte von 13:21-13:30 Uhr dar.

Zeitraum (20.März 2006, Systemzeit)	Aufnahmefrequenz	Objekthologramme
10:40-11:33	ca. 0.13Hz	0
11:41-13:06	ca. 0.13Hz	0
13:15-15:35	ca. 0.13Hz	4
15:36-15:38	ca. 13Hz	4
15:41-15:47	ca. 0.13Hz	0
15:48-16:32	ca. 1Hz	2
16:50-17:20	ca. 1Hz	4
17:38-18:05	ca. 1Hz	72
18:37-19:01	ca. 1Hz	77
19:13-19:31	ca. 1Hz	3
19:36-19:46	ca. 1Hz	2
19:52-21:15	ca. 1Hz	10
22:33-22:35	ca. 14Hz	3
23:03-23:21	ca. 1Hz	8
23:22-23:57	ca. 1Hz	6

Tabelle 7.1: Überblick über die Aufnahmezeiträume am 20. März 2006; „Objekthologramme“ meint hier die Anzahl der Hologramme mit erkennbaren Objektbeugungsmustern.

Untersättigungen vorliegen. Daß dennoch Eiskristalle beobachtet werden, kann grundsätzlich mehrere Gründe haben: Aufwirbelung von liegenden Kristallen, schnelle Änderungen der Umgebungsbedingungen, die durch die Zehnminutenmittelung der Meßwerte nicht erfaßt werden, oder die Existenz von „Restkristallen“, die lediglich noch nicht völlig verdampft sind.

Zur Illustration der Testmessungen auf dem Jungfraujoch mit dem veränderten Geräteaufbau im Dezember 2006 wurden außerdem elf mit einer Kamera nacheinander aufgenommene Hologramme vollständig rekonstruiert. Die willkürlich gewählten Hologramme wurden innerhalb von 7 Sekunden um 11:46 Uhr (Systemzeit) aufgenommen (1165661192_646A...1165661199_656A). Zu dieser Zeit lagen laut MeteoSchweiz Temperaturen von $-16,8^{\circ}\text{C}$, eine relative Feuchte von 98,1% und damit rechnerisch eine Eisübersättigung von 1,156 vor, wobei die Meßwerte Zehnminutenwerte darstellen. Weiterhin wurden einige ausgewählte Objekte aus dem Zeitraum 11:46 Uhr bis 11:58 Uhr rekonstruiert. Dabei entsprechen Temperatur, relative Feuchte und Eisübersättigung den für 11:46 Uhr angegebenen Werten.

Die in diesem Kapitel dargestellten Rekonstruktionen sind Rekonstruktionen der Lichtamplitude (nicht -intensität) in der Objektebene.

Anhand der gemessenen Werte für die Temperatur und relative Feuchte wurden die entsprechenden Eisübersättigungen mithilfe der Parametrisierung nach Goff/Gratch berechnet [111, 112, 113]. Die näherungsweise Parametrisierung des Sättigungsdampfdrucks über Eis bzw. Wasser nach Goff/Gratch lautet:

$$\begin{aligned} \log_{10} e_S^{Wasser} &= -7,90298(373,16/T - 1) + 5,02808 \log_{10}(373,16/T) \\ &\quad - 1,381610^{-7}(10^{11,344(1-T/373,16)} - 1) \\ &\quad + 8,132810^{-3}(10^{-3,49149(373,16/T-1)} - 1) \\ &\quad + \log_{10}(1013,246) \end{aligned} \quad (7.1)$$

$$\log_{10} e_S^{Eis} = -9,09718(273,16/T - 1) - 3,56654 \log_{10}(273,16/T) \quad (7.2)$$

Temperaturbereich	Form
0°C...-2,5°C	plättchenartig (hexagonale Platten, Dendriten)
-3°C	Übergangsbereich
-3,5°C...-7,5°C	säulenartig (Säulen, Nadeln, hohle Säulen)
-8,5°C	Übergangsbereich
-9°C...-40°C	plättchenartig (u.a. Platten, Sektorplatten, Dendriten)
< -41°C	säulenartig (Säulenbündel)

Tabelle 7.2: Kristallformen in Abhängigkeit von der Temperatur (nach [115]).

$$+0,876793(1 - T/273,16) + \log_{10}(6,1071), \quad (7.3)$$

wobei T die Temperatur in Kelvin ist, das Ergebnis ergibt sich in Hektopascal. Die Eisübersättigung ergibt sich dann gemäß:

$$S_{Eis} = \frac{F_{rel} e_S^{Wasser}}{e_S^{Eis}}, \quad (7.4)$$

dabei symbolisiert F_{rel} die gemessene relative Feuchte. Das Ergebnis auf Grundlage der am 20. März 2006 auf dem Jungfraujoch gemessenen Werte ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Abbildungen 7.16 und 7.17 zeigen die entsprechenden Darstellungen für den 9. Dezember 2006.

Das Wachstum und damit die Form der Eiskristalle hängt im Allgemeinen insbesondere von der Übersättigung und der Temperatur ab. Tabelle 7 zeigt eine einfache Darstellung des Zusammenhangs zwischen Temperatur und Art der Kristall bzw. Art des Kristallwachstums, wobei eine höhere Übersättigung allgemein gesprochen zu schnellerem Wachstum und komplexeren Formen führt. Entsprechend der Tabelle wurden die Rekonstruktionen der Hologramme vom 20. März 2006 zunächst nach der errechneten Eisübersättigung in drei Gruppen eingeteilt: 1.) Eisübersättigung kleiner als 0,99 (Abb. 7.3, 7.4, 7.6 und 7.7), 2.) Eisübersättigung zwischen 0,99 und 1,01 (Abb. 7.8 und 7.9), 3.) Eisübersättigung größer als 1,01 (Abb. 7.10, 7.11, 7.12, 7.14, 7.15). Da die meteorologischen Daten nur als zehnmündige Mittelwerte vorliegen, wurde ein Übergangsbereich zwischen 0,99 und 1,01 definiert. Zusätzlich wurde jede Gruppe in drei Temperaturbereiche unterteilt: 1. bis -7°C, 2. von -7,1°C bis -9°C, 3. ab -9,1°C, wobei wieder ein relativ breiter Übergangsbereich gewählt wurde.

Wie bereits erwähnt, ist ein bei Betrachtung der Ergebnisse bemerkenswerter Umstand, dass auch bei rechnerischen Untersättigungen relativ zu Eis (und damit auch relativ zu Wasser, mittlere relative Feuchte teilweise < 90%) vereinzelt Eiskristalle beobachtet wurden, und zwar sowohl große im Millimeterbereich (vgl. Abb. 7.3) als auch kleine im Größenbereich einiger Zehn Mikrometer (vgl. Abb. 7.7), wobei meistententeils Objekte beider Größen auf demselben Hologramm abgebildet sind, also gleichzeitig vorliegen. Dabei ist besonders die gleichzeitige Präsenz sehr kleiner Objekte bemerkenswert, da man erwarten würde, dass diese rasch verdampfen. Weiterhin ist bemerkenswert, dass sie in großer Zahl vorliegen, so daß man eigentlich nicht davon ausgehen kann, dass es sich um Überreste verdampfender großer Kristalle handelt (in der Abbildung sind nur einige wenige „Punkt“-objekte beispielhaft dargestellt). Ein möglicher Grund für die Beobachtung wäre eine Ungenauigkeit der zeitlichen Zuordnung, da mit Ausnahme des Falls des in Tafel 7.6b) rechts dargestellten Kristalls die Hologramme zwischen 18:37 Uhr und 18:40 Uhr bei einer mittleren relativen Feuchte von 88% aufgenommen wurden, und für den folgenden Zehnminuten-Zeitraum eine mittlere relative Feuchte von 100% gemessen wurde; allerdings ist eine Abweichung zwischen System- und Ortszeit von drei Minuten eigentlich

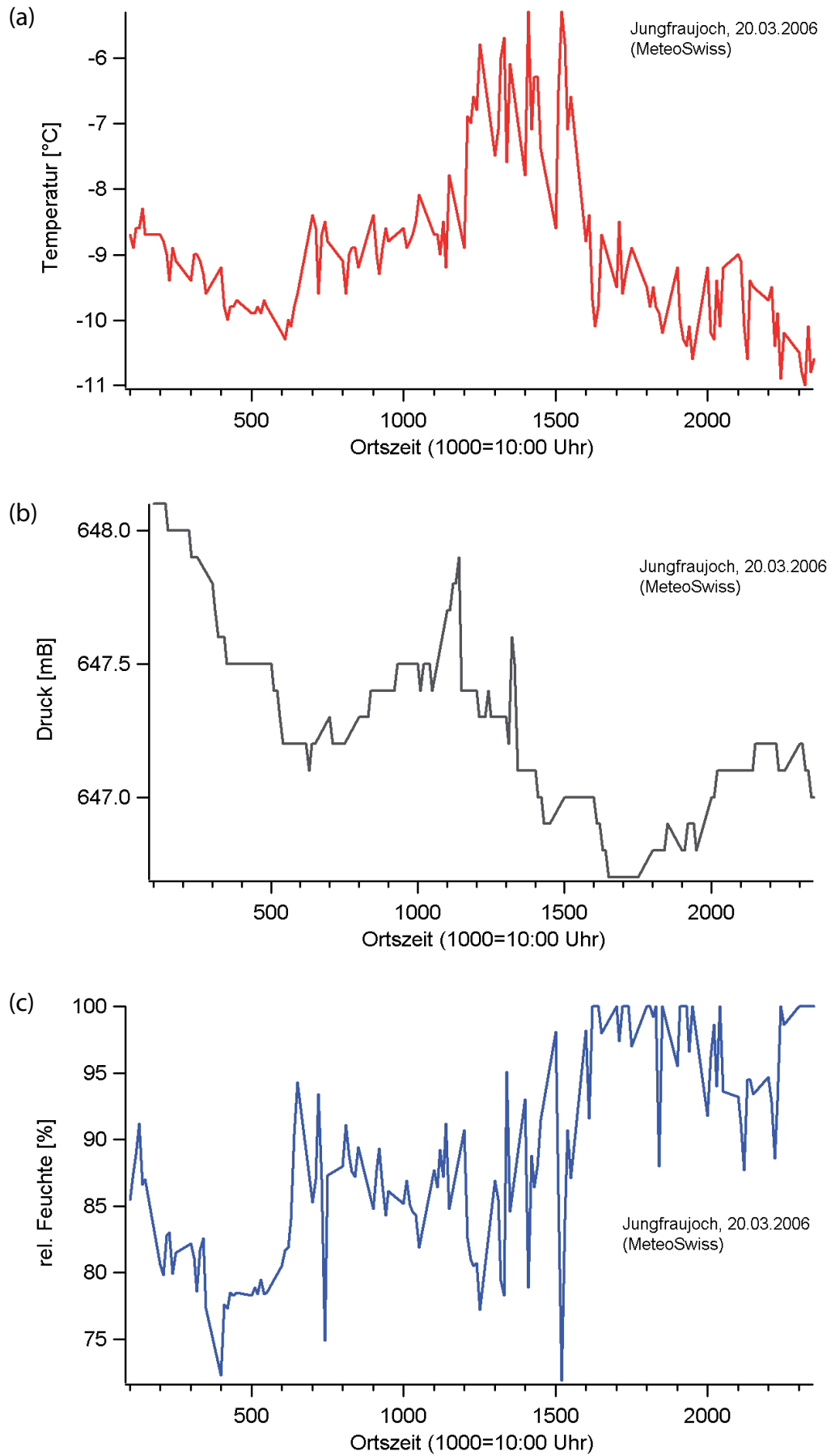


Abbildung 7.1: Temperatur, Druck und relative Feuchte, gemessen am 20. März 2006 auf dem Jungfrauoch (Quelle: MeteoSchweiz, Zehnminutenwerte).

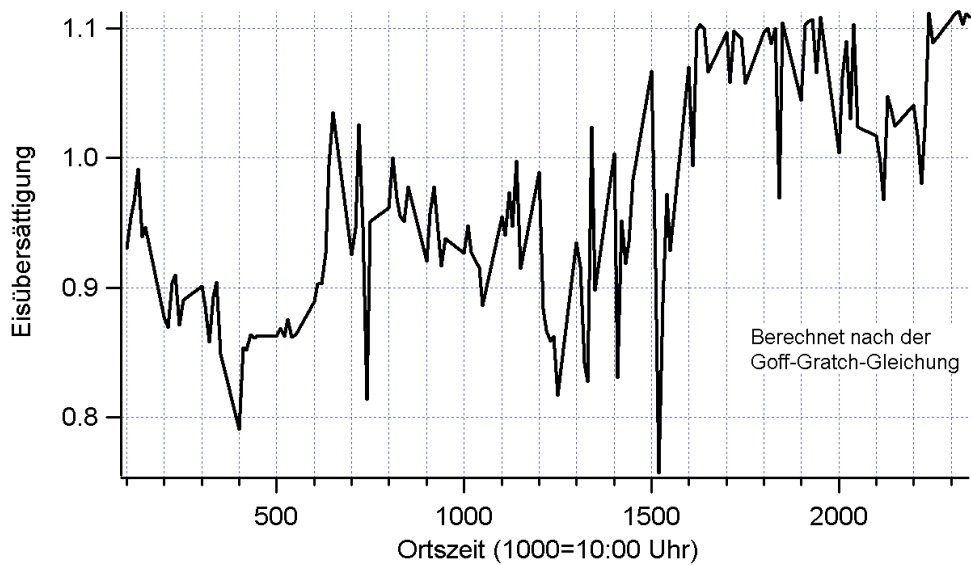


Abbildung 7.2: Aus den meteorologischen Daten nach Goff/Gratch berechneter Verlauf der Eisübersättigung auf dem Jungfraujoch am 20. März 2006.

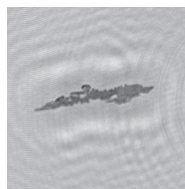


Abbildung 7.3: Rekonstruktionen eines am 20. März 2006 aufgenommenen Objektes, bei Eis“über“ sättigungen $< 0,99$ und Temperaturen zwischen -5°C und -7°C . Die Seitenlänge des Ausschnitts beträgt 2mm.

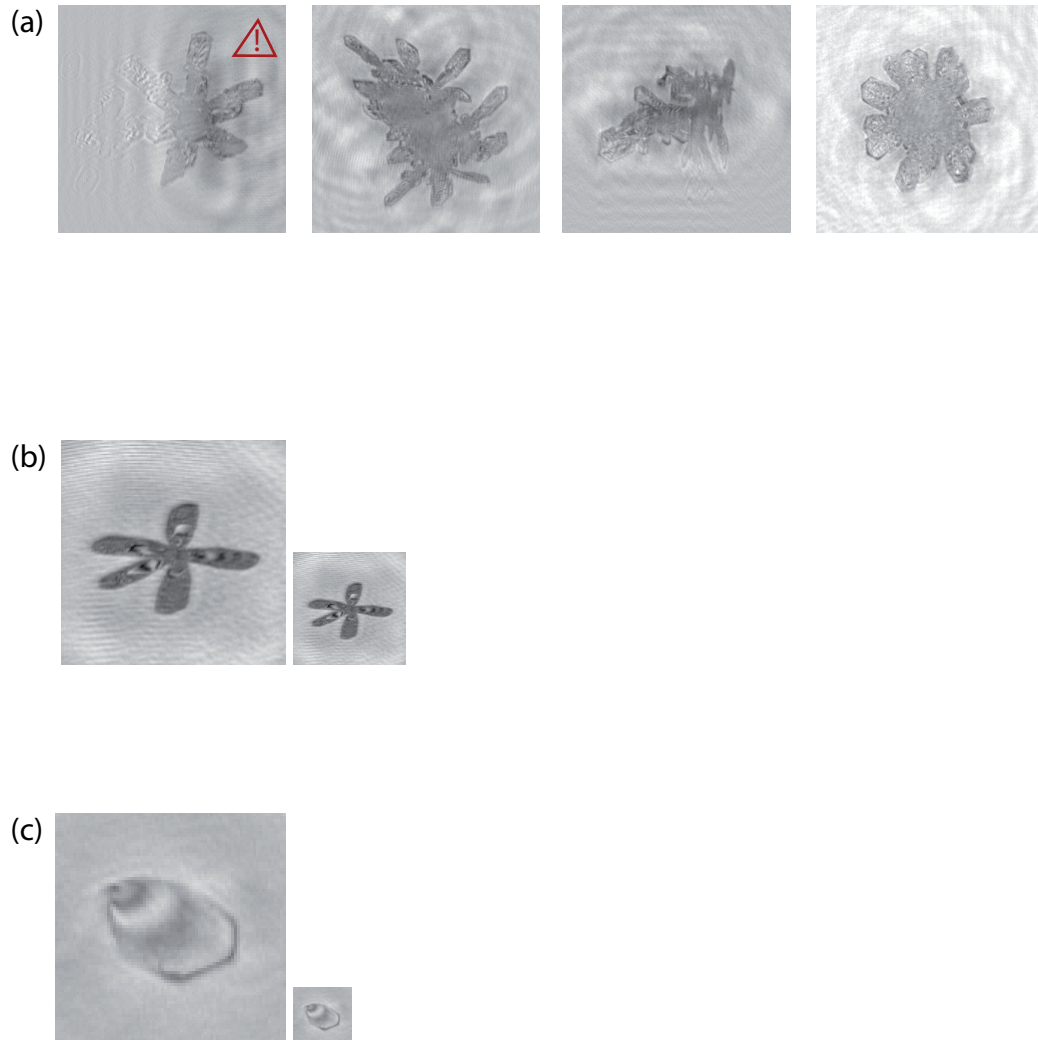


Abbildung 7.4: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 aufgenommenen Objekten, bei Eis“übersättigungen“ $< 0,99$ und Temperaturen von $-7,1^{\circ}\text{C}$ bis -9°C . Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt: a) 2mm, b) 1mm, c) $500\mu\text{m}$. Der mit dem Ausrufezeichen markierte Kristall befindet sich auf oder sehr nahe bei dem Fenster der opto-elektronischen Einheit; außerdem wurde die Rekonstruktion hier etwas verschoben, da der Kristall teilweise außerhalb des geometrischen Meßvolumens lag (im Weiteren nicht explizit erwähnt).

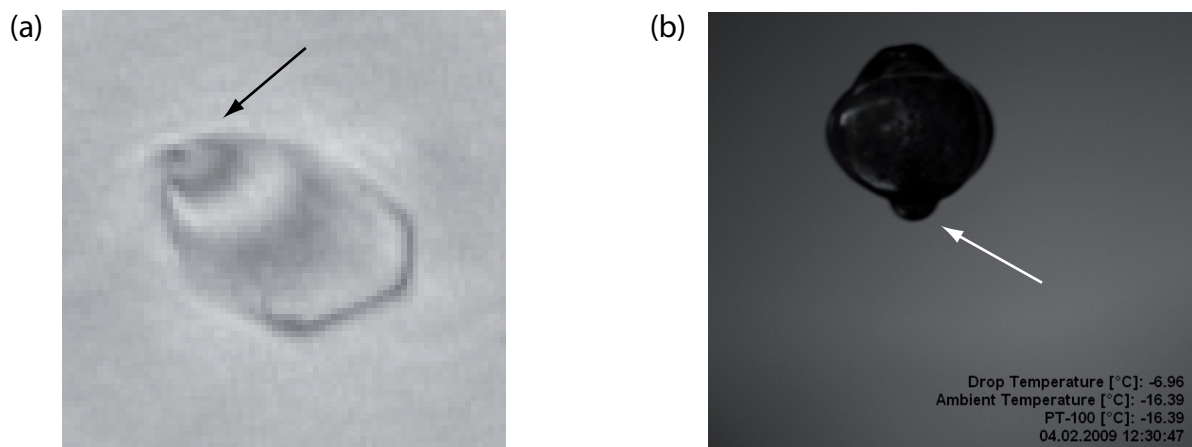


Abbildung 7.5: Vergleich eines rekonstruierten Objektes mit einem im Labor erzeugten, gefrorenen Wassertropfen: a) hexagonale Platte mit darauf festgefrorenem Tropfen(?), der eine weitere Ausbuchtung auf der dem Kristall abgewandten Seite aufzuweisen scheint (Durchmesser des Tropfens ca. $170\text{...}200\mu\text{m}$, Seitenlänge des Bildausschnitts: $500\mu\text{m}$); b) frei schwebender gefrorener Tropfen ($>2\text{mm}$) in einer Ultraschallfalle, bei dem sich während des Gefrierens zwei Ausbuchtungen ausgebildet haben (Quelle: Mitra, Schmidhüsen, Szakáll, Universität Mainz). [1142865426_1102]

nicht wahrscheinlich. Ein wahrscheinlicher Grund für diese Beobachtungen sind kurze Episoden bzw. kleinskalige Bereiche höherer Übersättigung (z.B. am Ende des Mittelungszeitraumes), die durch die gemittelten Meßwerte nicht erfaßt werden. Für den Fall des in 7.6b) rechts dargestellten Kristalls, der um 21:11 Uhr inmitten einer langandauernden Periode mit mittleren relativen Feuchten unterhalb von 100% aufgenommen wurde, erscheint daher Aufwirbelung oder das Fallen aus höheren Luftschichten mit anderen lokalen Bedingungen am wahrscheinlichsten.

Eines der Hologramme weist ein interessantes Doppelobjekt auf (Abb. 7.4c), bei dem es sich vermutlich um einen relativ großen Wolkentropfen handelt, der auf einer hexagonalen Eisplatte festgefroren ist. Zunächst etwas irritierend ist die Beobachtung einer kleinen Ausbuchtung an dem vermutlichen Wolkentropfen; wie jedoch ein Vergleich mit Labormessungen zeigt (Abb. 7.5), kann es während des Gefrierens von Tropfen z.T. durch „Reißen“ der äußeren Eisschale zur Ausbildung einer solchen Ausbuchtung kommen. Weiterhin bemerkenswert ist die Präsenz großer Objekte im Übergangstemperaturbereich, deren komplexe Formen man eher bei hohen Übersättigungen erwarten würde (Abb. 7.4.) Bemerkenswert ist hier besonders das sehr große, an eine hexagonale Platte mit zahlreichen Dendritenansätzen erinnernde Objekt, bei dem es sich möglicherweise um die (leicht schräge) Draufsicht auf eine Doppelsäule oder Staffelung von insgesamt drei End-/Zwischenplatten handelt. Aufgrund der Veränderung der Kantenschärfe mit der Rekonstruktionentfernung würde man dann eine geringe Tiefe von allenfalls $600\mu\text{m}$ abschätzen, wobei die Tiefenauflösung jedoch für eine genaue Längenbestimmung letztlich nicht ausreicht.

Für den Zwischenbereich der Eisübersättigung von $0,99$ bis $1,01$ wurden nur wenige große Objekte erfaßt. Sie weisen zum Teil nadelartige, verzweigte bzw. sowohl nadel- als auch dendritenartige verzweigte Formen auf (vgl. Abb.7.9), wie man sie eher bei höheren Temperaturen und Übersättigungen als den beobachteten erwarten würde; allerdings gilt neben der Beschränkung auf mittlere Meßwerte natürlich, dass die Bedingungen zum Zeitpunkt der Beobachtung nicht

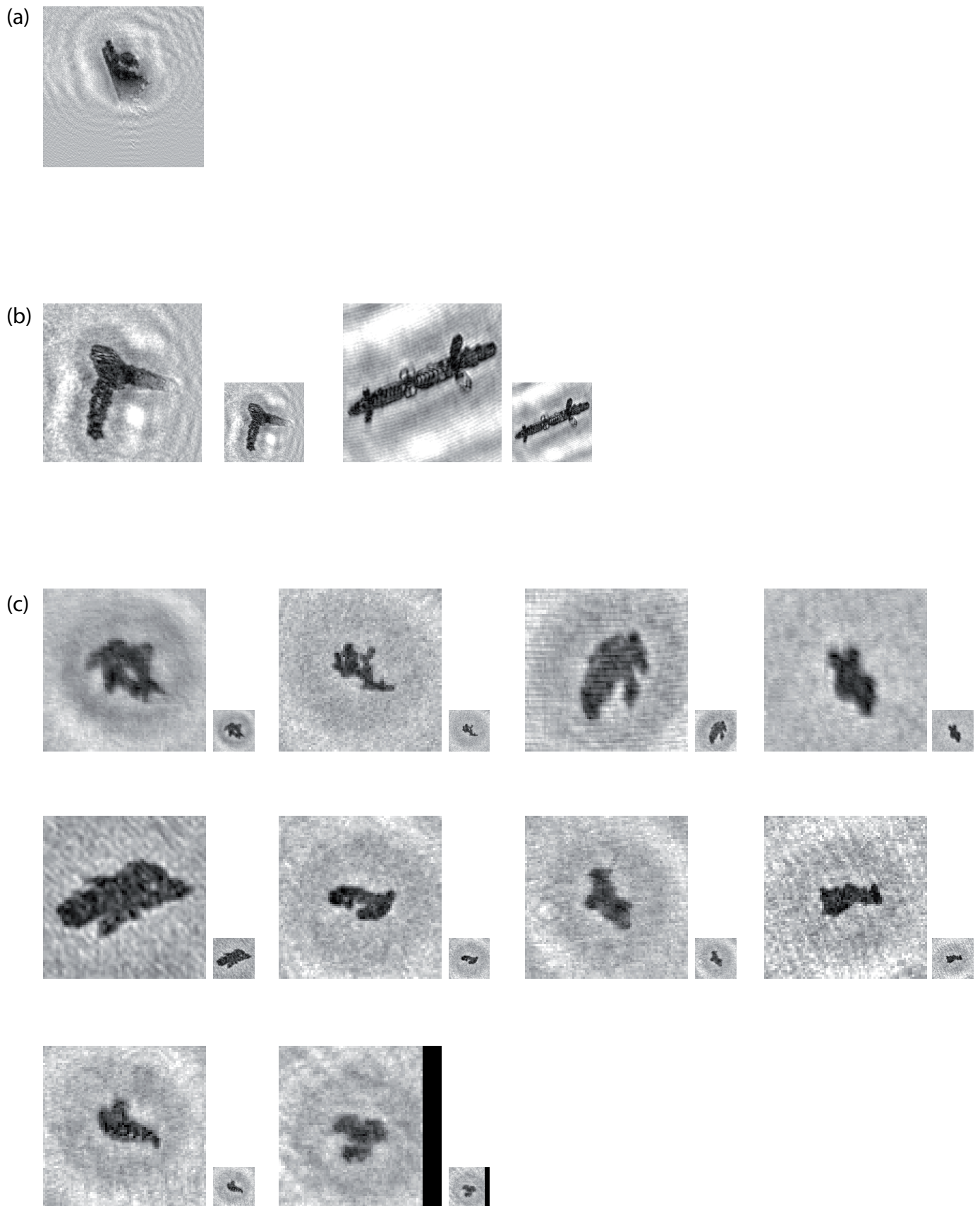


Abbildung 7.6: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 aufgenommenen Objekten, bei Eis“übersättigungen“ $< 0,99$ und Temperaturen ab $-9,1^{\circ}\text{C}$ und darunter. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt a) 2mm, b) 1mm, c) $500\mu\text{m}$.

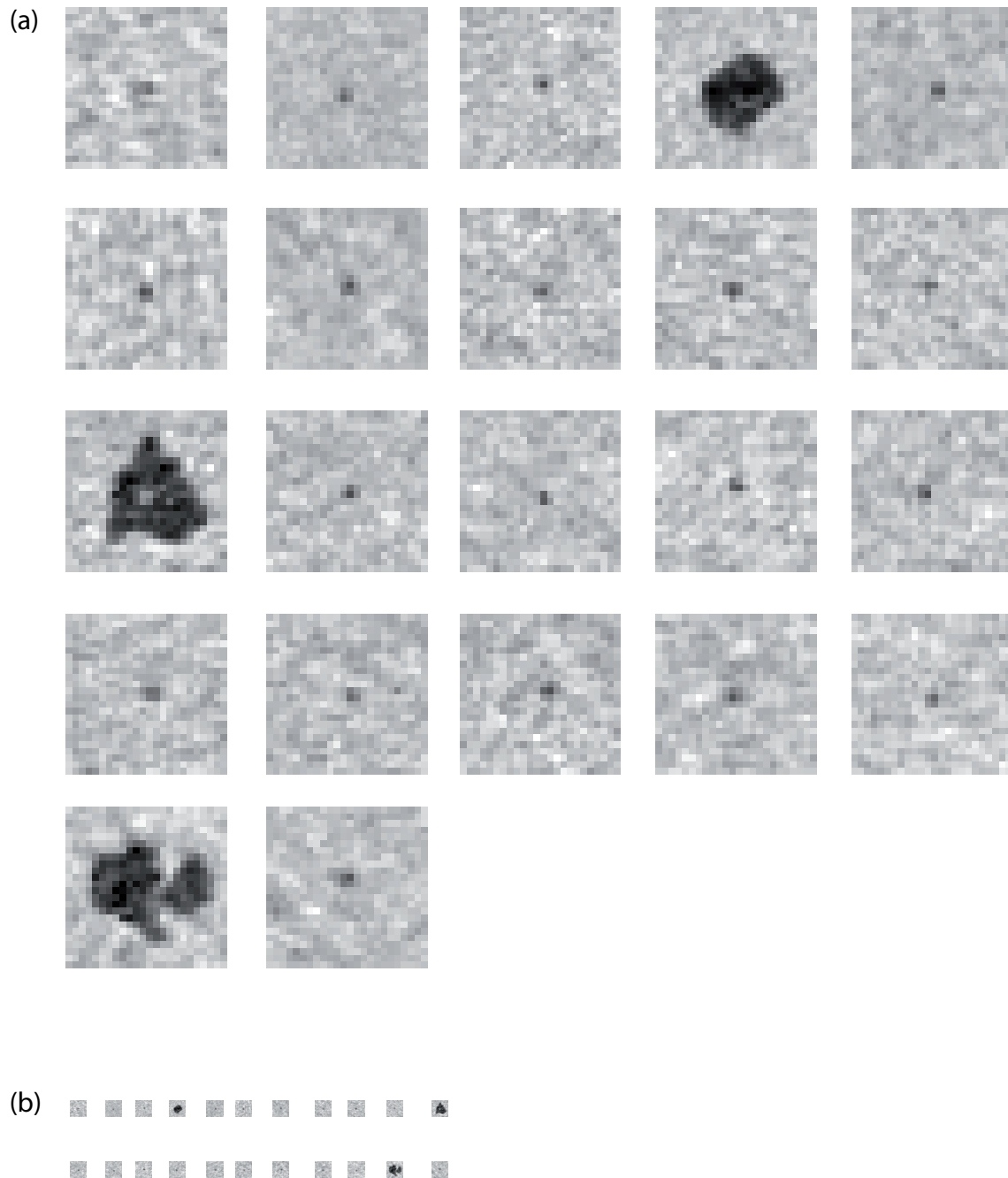


Abbildung 7.7: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 aufgenommenen Objekten, bei Eisübersättigungen $< 0,99$ und Temperaturen ab $-9,1^{\circ}\text{C}$ und darunter. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt $160\mu\text{m}$; a) vergrößerte Ansicht, b) Skalierung entsprechend Abb. 7.6a).

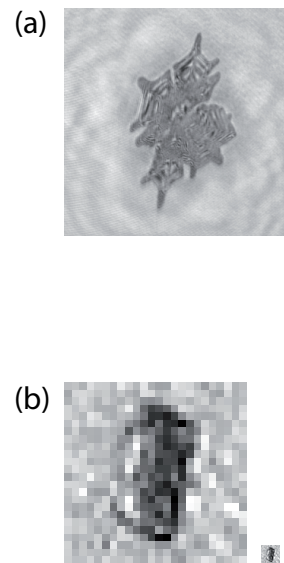


Abbildung 7.8: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 bei Eisübersättigungen von 0,99 bis 1,01 aufgenommenen Objekten bei Temperaturen von $-7,1^{\circ}\text{C}$ bis -9°C . Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt: a) 2mm, b) $160\mu\text{m}$.

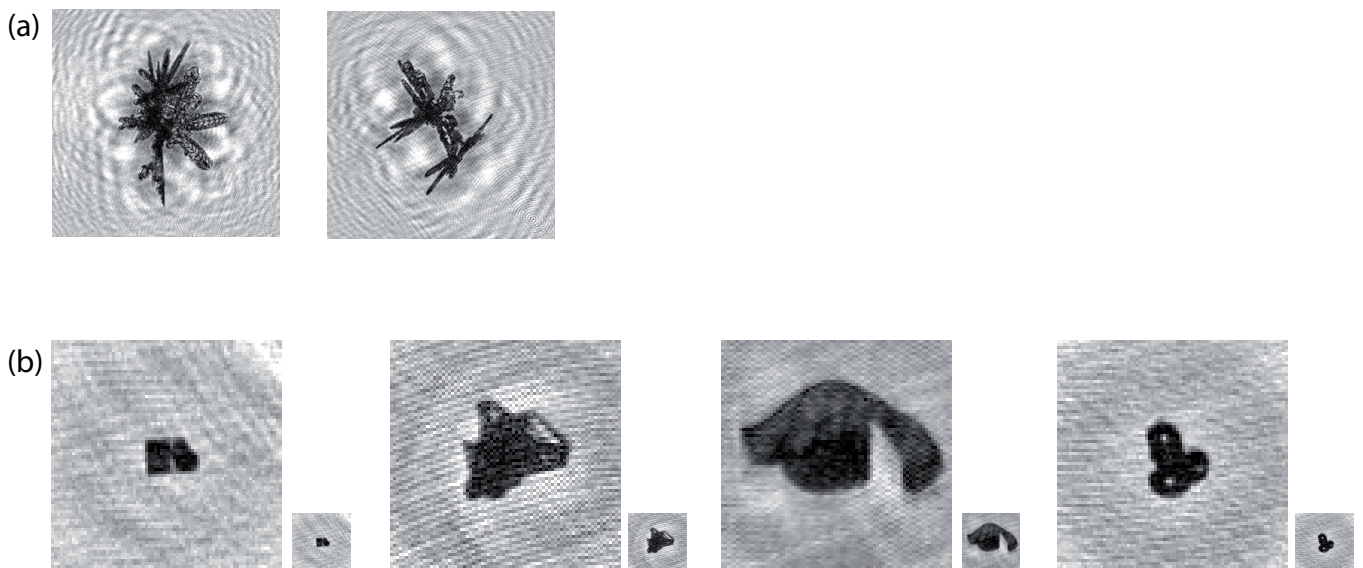


Abbildung 7.9: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 bei Eisübersättigungen von 0,99 bis 1,01 aufgenommenen Objekten bei Temperaturen ab $-9,1^{\circ}\text{C}$ und darunter. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt: a) 2mm, b) $500\mu\text{m}$.

unbedingt dieselben sind wie die zum Zeitpunkt der Formbildung. Die kleineren beobachteten Objekte im Größenbereich $< 500\mu\text{m}$ weisen zum Teil schwer zu deutende Formen auf. Der links abgebildete Kristall in Abb. 7.9b) scheint aus zwei kleineren Kristallen zusammengesetzt zu sein, von denen der eine nahezu rechteckig erscheint. Der dritte Kristall von links weist eine deutliche Rundung auf; dies deutet darauf hin, dass er einem Schmelzprozeß ausgesetzt war, der zu einem Verlust der scharfen Kanten führte. Auch einen solchen Schmelzprozeß würde man natürlich bei höheren Temperaturen als denen zum Zeitpunkt der Beobachtung erwarten, falls der Kristall nicht aufgrund seiner inneren Beschaffenheit oder Partikeleinschlüssen beispielsweise durch direkte Absorption von Sonnenlicht erwärmt wird. Der rechts abgebildete Kristall scheint ein Agglomerat aus mindestens drei Kristallen zu sein, möglicherweise ein Säulenbündel. Nach [115] würde man zwar Säulenbündel erst bei Temperaturen unterhalb von -40°C erwarten, derart tiefe Temperaturen wurden während der Messungen jedoch nie erreicht, und dennoch wurde auch ein großes, deutlich erkennbares Säulenbündel beobachtet, vgl. Abb. 4.13 in Kap. 4.

Die meisten Objekte wurden, wie man es erwarten würde, bei deutlichen Eisübersättigungen $> 1,01$ erfaßt, die meist auch mit einer relativen Feuchte von mind. 100% einhergingen³.

Bei Betrachtung der Rekonstruktionen fällt sofort ins Auge, dass der Anteil irregulärer Objektformen, die also nicht eindeutig aus Platten oder Säulen aufgebaut sind, sehr hoch ist. Abgesehen von den in geringer Zahl detektierten, größten Kristallen mit Maximalausdehnungen nahe bei 3mm (Abb. 7.11), liegt der Anteil irregulärer Kristalle hier bei rund 50%-60%. Die regulären Kristalle entsprechen in ihrer meist plättchenartigen Form größtenteils der bei Temperaturen unterhalb von -9°C zu erwartenden Kristallform, wobei sowohl „ideale“ hexagonale Platten, Sektorplatten, „Sterne“ und Dendriten beobachtet wurden, als auch anomale Kristallformen (vgl. Abb. 7.12 Reihe 1, Spalte 4 und Reihe 2, Spalte 1). Bemerkenswert ist hier auch das zweifache Vorkommen von Kristallen, die an zerbrochene Dendriten (Abb. 7.12 Reihe 1, Spalte 2 und 3) oder halbierte Sektorplatten erinnern, und an der „Bruchstelle“ einen kleinen Fortsatz aufweisen (Abb. 7.12 Reihe 5, Spalte 3 und Reihe 7, Spalte 4). Wenngleich diese Provenienz hier spekulativ bleiben muss, erscheint zumindest im Fall der „halben Sektorplatten“ ein Zerbrechen nicht unplausibel, da zumindest in einem Fall ein plattenartiger Kristall beobachtet wurde, dessen zwei Hälften nur über eine schmale Brücke miteinander verbunden sind (Abb. 7.13, vgl. auch Abb. 2-39 in [114]), die das Überbleiben eines Fortsatzes zwanglos erklären würden (vgl. auch den von einer Spalte durchzogenen Dendritenarm in Abb. 7.12, Reihe 8, Spalte 2). Diese Beobachtung legt nahe, dass im Zerbrechen von Eiskristallen zumindest eine Form der „Eisvervielfachung“ [115] vorliegt, die zu unerwartet hohen Konzentrationen von Eiskristallen führen kann. Eine anderer Beitrag könnte durch das Reißen der Eisschale beim Gefrieren von Tropfen geleistet werden, siehe oben.

Zumindest teilweise scheinen die irregulären Kristallformen durch schnelles Wachstum und massive Bereifung verursacht zu sein, ein besonders eindrucksvolles Beispiel ist der offenbar massiv einseitig bereifte Kristall in Abb. 7.12 (Reihe 6, Spalte 4), aber auch filigrane Kristalle wie der in Reihe 3, Spalte 3 derselben Abbildung. Andere Formen, die insbesondere im Zwischentemperaturbereich beobachtet wurden (Abb. 7.10) lassen sich jedoch schwerer deuten, wie die „korkenzieherartige“ Struktur in Abb. 7.10c) (oben rechts) oder die länglichen, mit kurzen Fortsätzen versehenen Formen in derselben Abbildung; möglicherweise haben hier wieder

³Aufgrund ihrer großen Anzahl ist hier nur ein kleiner Teil der quasi-punktförmigen Objekte beispielhaft abgebildet

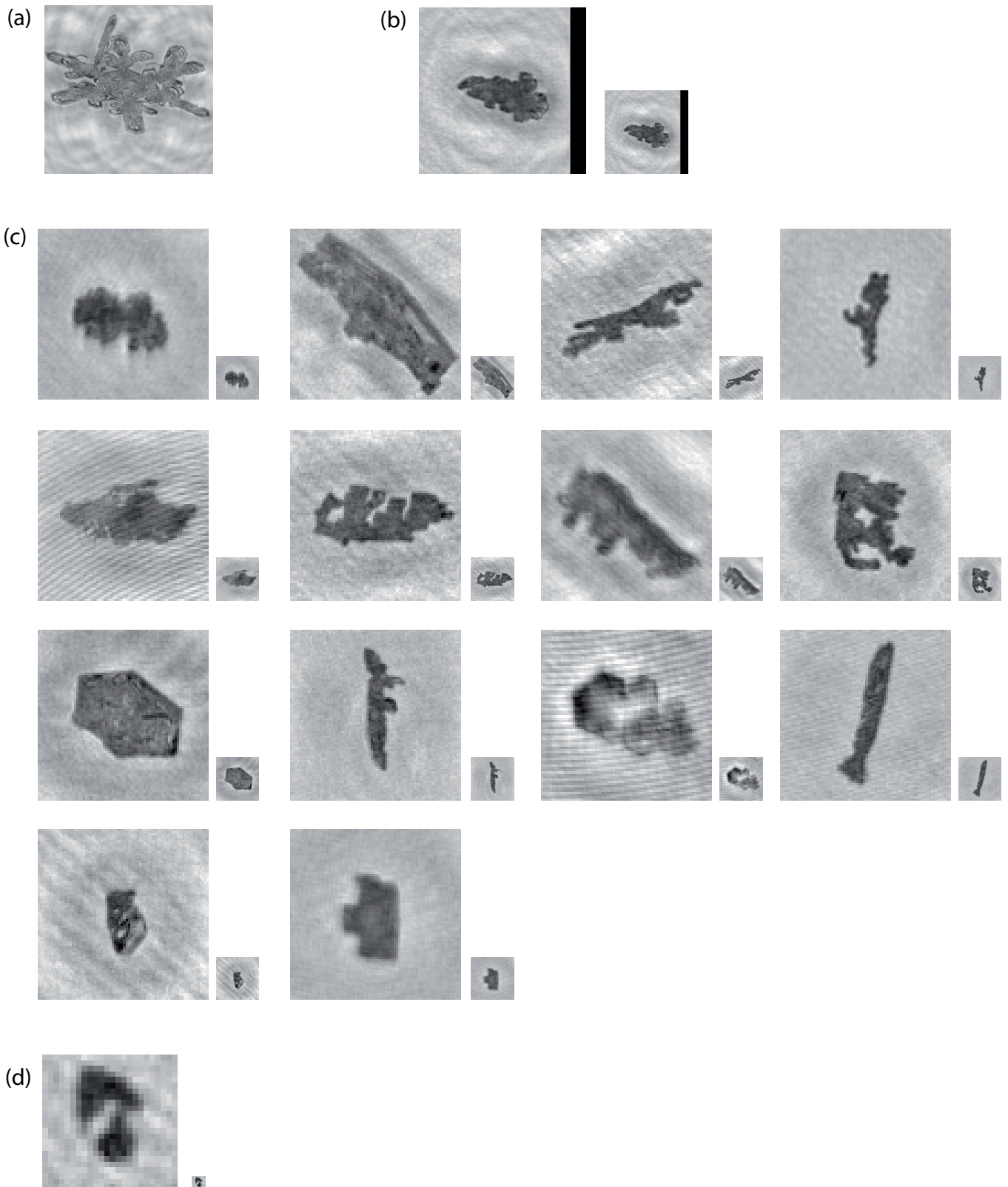


Abbildung 7.10: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 bei Eisübersättigungen über 1,01 aufgenommenen Objekten bei Temperaturen ab $-7,1^{\circ}\text{C}$ bis -9°C . Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt: a) 2mm, b) 1mm, c) $500\mu\text{m}$, d) $160\mu\text{m}$.

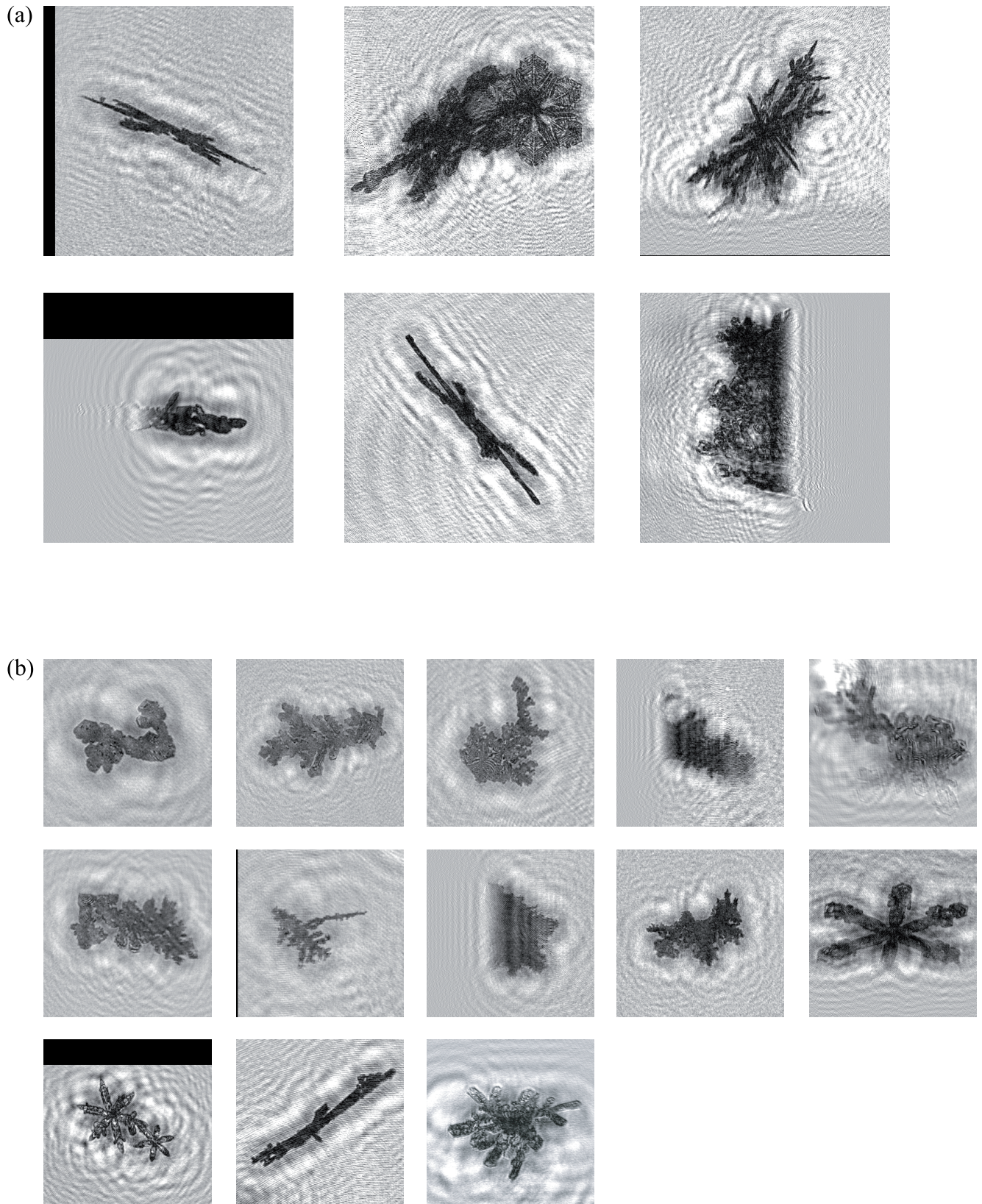


Abbildung 7.11: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 bei Eisübersättigungen über 1,01 aufgenommenen Objekten bei Temperaturen ab $-9,1^{\circ}\text{C}$ und darunter. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt: a) 3mm, b) 2mm.

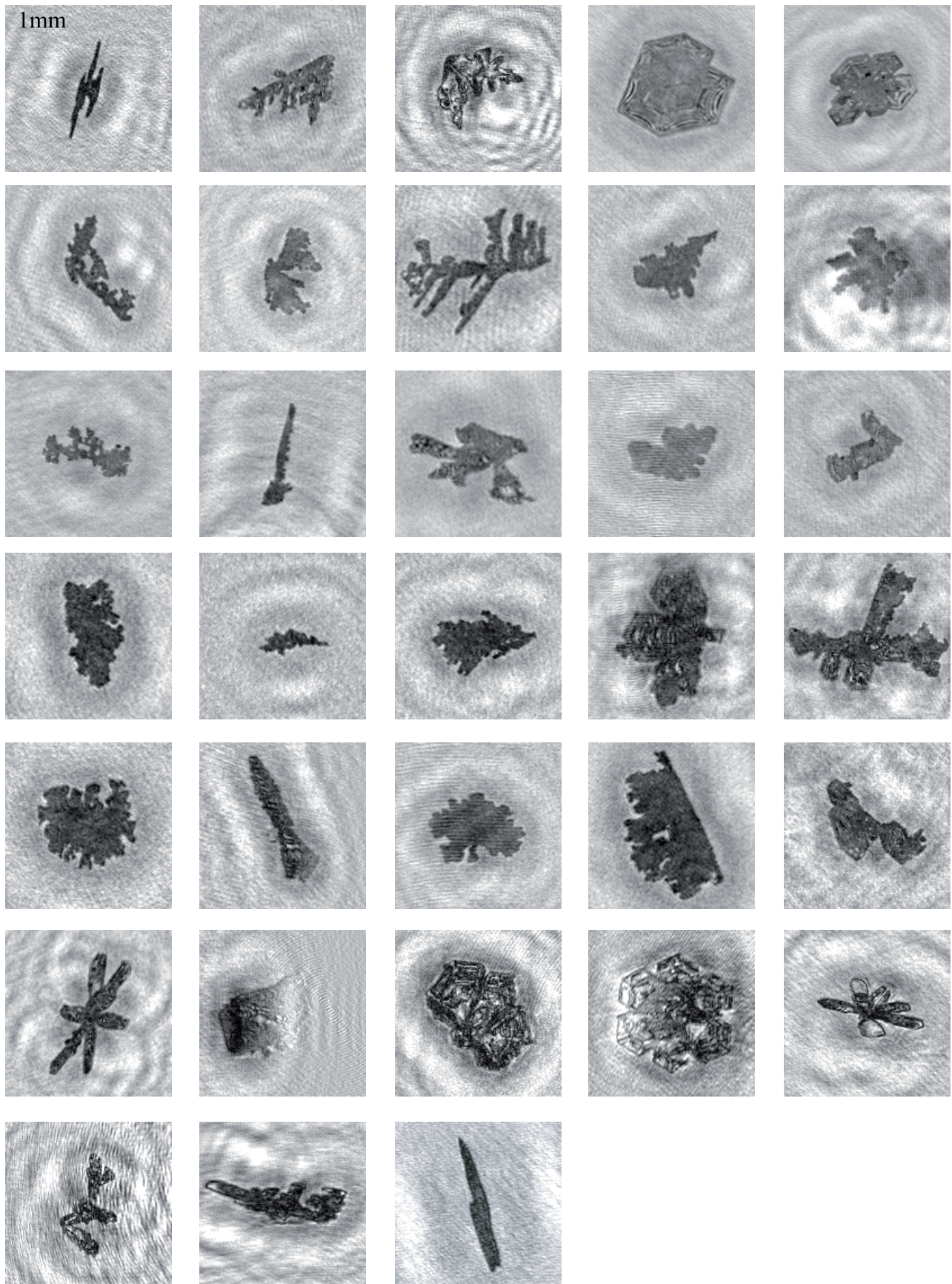


Abbildung 7.12: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 bei Eisübersättigungen über 1,01 aufgenommenen Objekten bei Temperaturen ab $-9,1^{\circ}\text{C}$ und darunter.

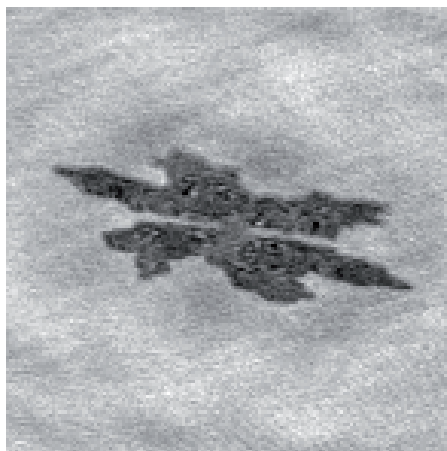


Abbildung 7.13: „Zweiteiliger Kristall“, die Seitenlänge des Ausschnitts beträgt 1mm. [1142927078_1532]

Schmelzprozesse eine Veränderung der Formen der ursprünglichen, bereiften oder unbereiften Kristalle verursacht. Interessant ist auch die Beobachtung eines seitlich aufgenommenen Doppeldendriten(?) (Abb. 7.14, Reihe 2, Spalte 4), bei dem es sich entweder um eine kurze Säule oder um einen großen, gefrorenen Tropfen mit aufgesetzten Kristallen handelt (vgl. auch Abb. 2-39 in [114]). Die kleinsten rekonstruierten Objekte (Abb. 7.15) mit Größen meist deutlich unterhalb von $160\mu\text{m}$ zeigen bereits deutlich die Grenzen der hier möglichen Formaflösung, wenngleich sich bei Größen von rund $100\mu\text{m}$ bei nicht zu großer Objektentfernung noch zwischen einer hexagonalen Form (Reihe 3 ganz rechts) und einer praktisch runden Form (unterste Reihe, Spalte 6) unterscheiden läßt, so dass letztgenanntes Objekt vermutlich einen unterkühlten bzw. gefrorenen, möglicherweise bereiften Tropfen darstellt. Eine (indirekte) Ausnahme von der Regel, dass bei noch kleineren Objekten eine Formbestimmung praktisch nicht mehr möglich ist, macht das in derselben Abbildung unten links abgebildete Objekt mit einer Größe von ca. $40\mu\text{m}$. Zwar läßt sich hier nicht mehr anhand der Abbildung zwischen einer runden und einer hexagonalen Form unterscheiden; der sich in der deutlichen sichtbaren, dünnen, ringförmigen scharf abgegrenzten Begrenzung ausdrückende Phasen-Randeffekt (vgl. Kap. 4.7) läßt jedoch den Schluß zu, dass es sich hier nicht um einen Tropfen, sondern um eine (wohl hexagonale) Platte handelt (ein Tropfen würde überdies als extrem kurzbrennweitige Linse wirken und damit praktisch opak erscheinen, vgl. z.B. Abb. 7.7 oder die Bereifung in Abb. 7.20). Bezüglich der noch kleineren, quasi punktförmig erscheinenden Objekte mit Größen $< 30\dots 20\mu\text{m}$ ist dieses Verfahren jedoch nicht mehr anwendbar, so daß hier letztlich nicht entschieden werden kann, ob es sich um kleine Eiskristalle oder um unterkühlte Wolkentropfen handelt. Das Vorhandensein einer extrem kleinen, d.h. vermutlich gerade entstehenden hexagonalen Platte mahnt jedenfalls zur Vorsicht, nicht automatisch davon auszugehen, dass es sich bei quasi-punktförmig erscheinenden Objekten in jedem Fall um unterkühlte Wolkentropfen handeln muss. Da die (mittlere) gemessene relative Feuchte zumeist bei mindestens 100% lag und die großen Eiskristalle zum Teil Zeichen massiver Bereifung aufweisen, ist letzteres jedoch zumindest nicht unplausibel. Da große Eiskristalle und quasi-punktförmige Objekte in den Hologrammen gleichzeitig erscheinen (s.a. Abb. 8.1) erscheint es daher legitim zu vermuten, dass während der Aufnahmen zumindest teilweise gemischtphasige Wolken vorlagen, d.h. Wolken, die sowohl Eis- als auch unterkühlte flüssige Objekte enthalten.

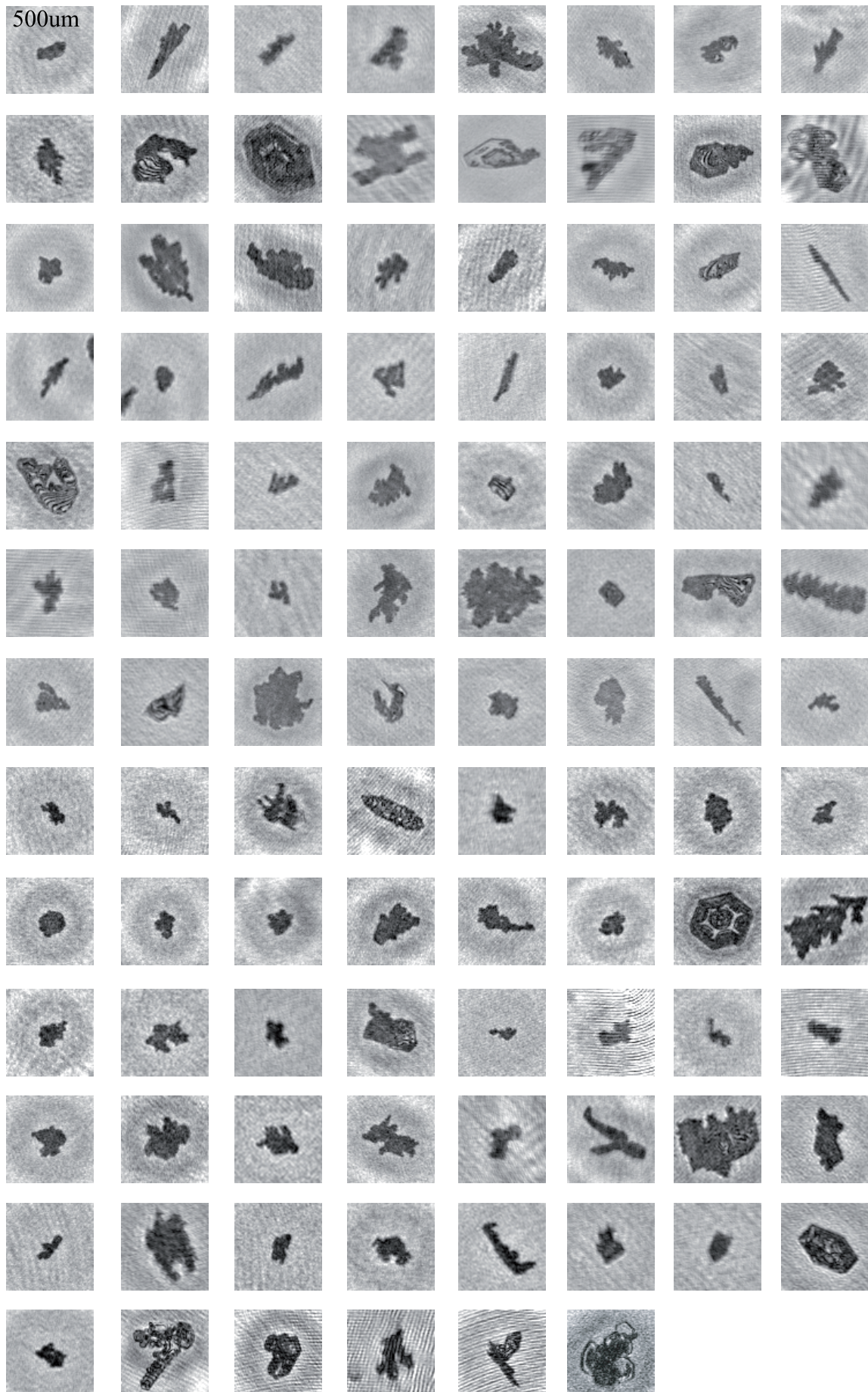


Abbildung 7.14: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 bei Eisübersättigungen über 1,01 aufgenommenen Objekten bei Temperaturen ab $-9,1^{\circ}\text{C}$ und darunter. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt $500\mu\text{m}$.

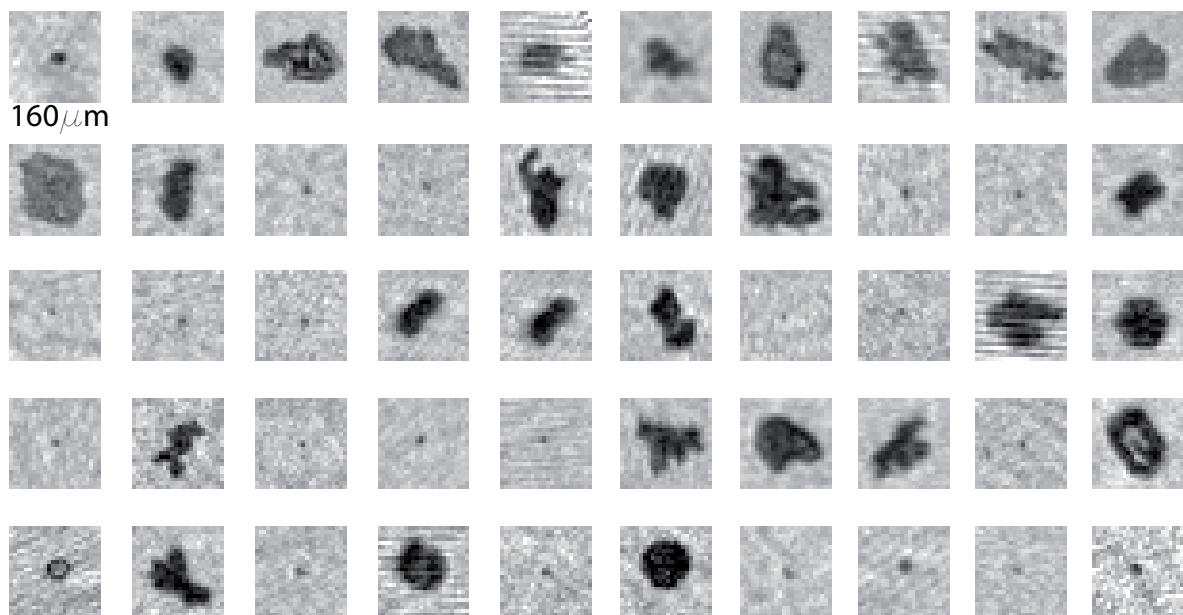


Abbildung 7.15: Rekonstruktionen von am 20. März 2006 bei Eisübersättigungen über 1,01 aufgenommenen Objekten bei Temperaturen ab $-9,1^{\circ}\text{C}$ und darunter. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt $160\mu\text{m}$.

Abbildungen 7.19 bis 7.24 stellen Rekonstruktionen von 11 Hologrammen dar, die um 11:46 Uhr am 9. Dezember 2006 auf dem Jungfraujoch aufgenommen wurden. Die gemessenen bzw. berechneten meteorologischen Daten für diesen Tag sind in Abbildung 7.16 und Abb. 7.17 dargestellt. In Abb. 7.18 ist eine dreidimensionale (stereoskopische) Ansicht eines der Hologramme erstellt worden.

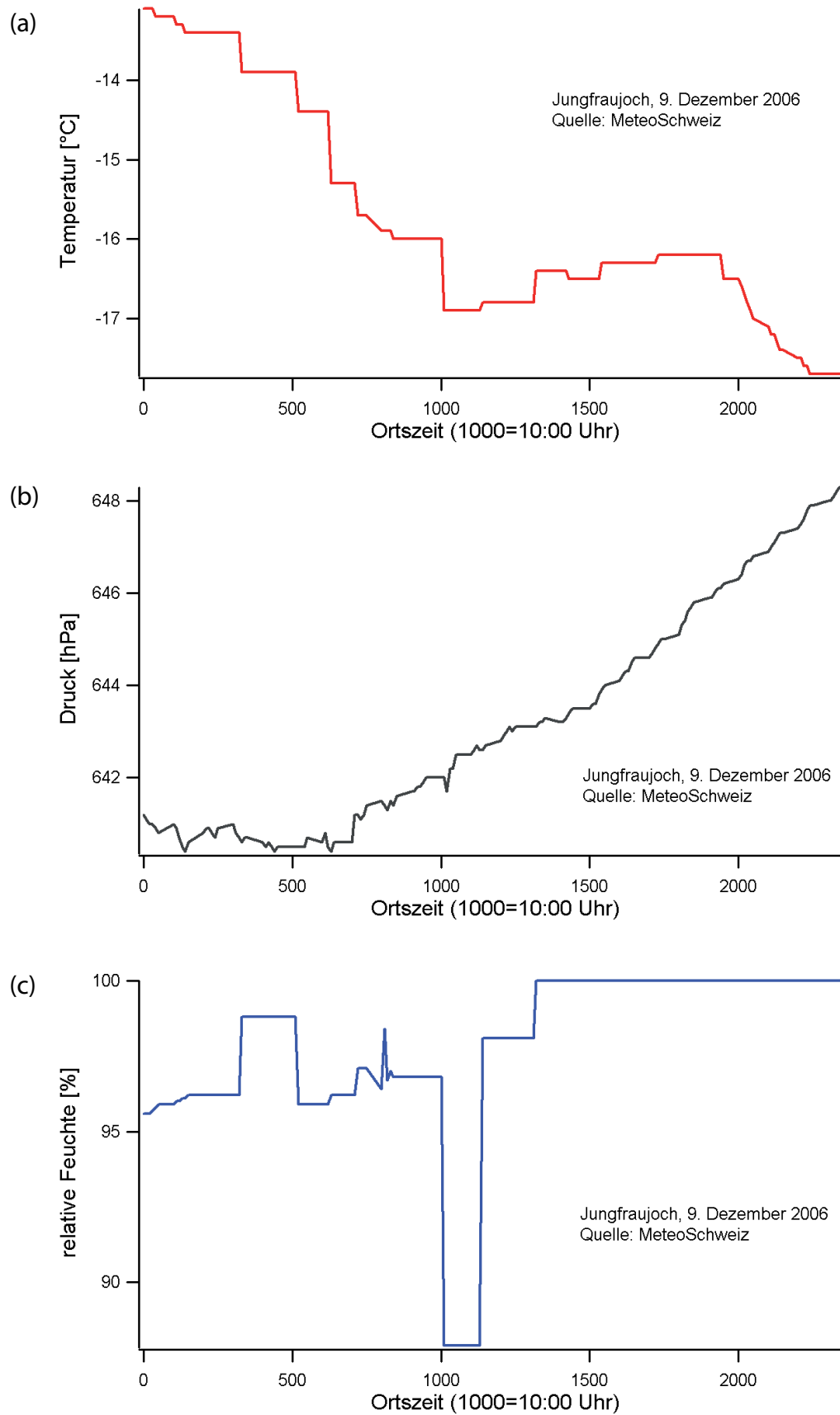


Abbildung 7.16: Temperatur, Druck und relative Feuchte, gemessen am 9. Dezember 2006 auf dem Jungfrauoch (Quelle: MeteoSchweiz, Zehnminutenwerte).

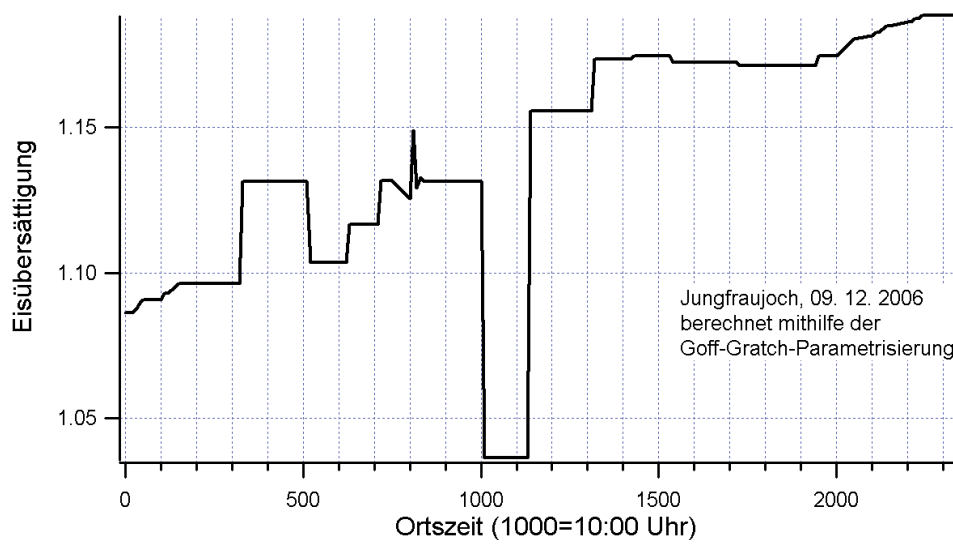


Abbildung 7.17: Aus den meteorologischen Daten nach Goff/Gratch berechneter Verlauf der Eisübersättigung auf dem Jungfraujoch am 9. Dezember 2006.

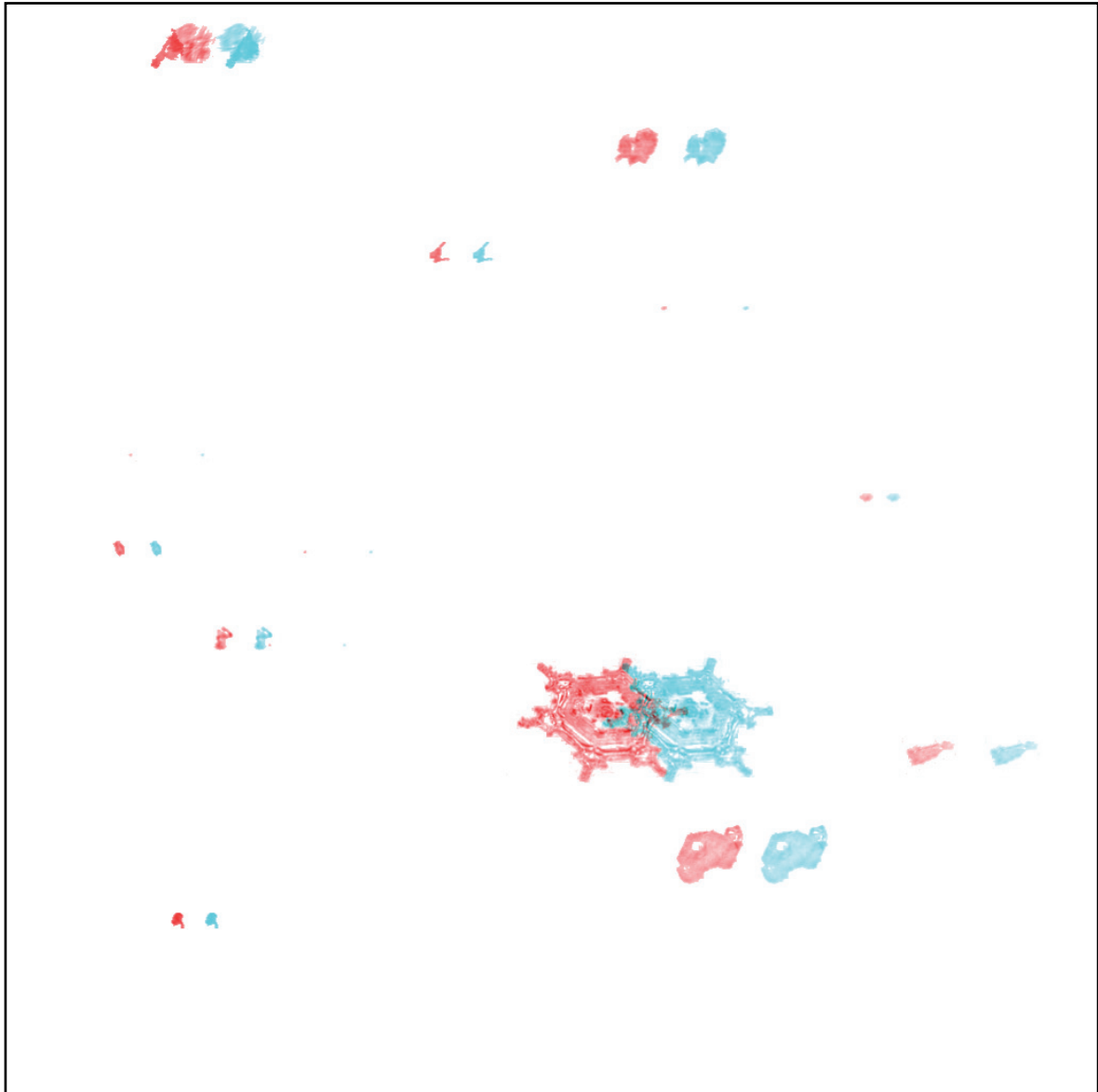


Abbildung 7.18: Dreidimensionale Darstellung eines der elf rekonstruierten Hologramm vom 9. Dezember 2006. [1165661192_646A]

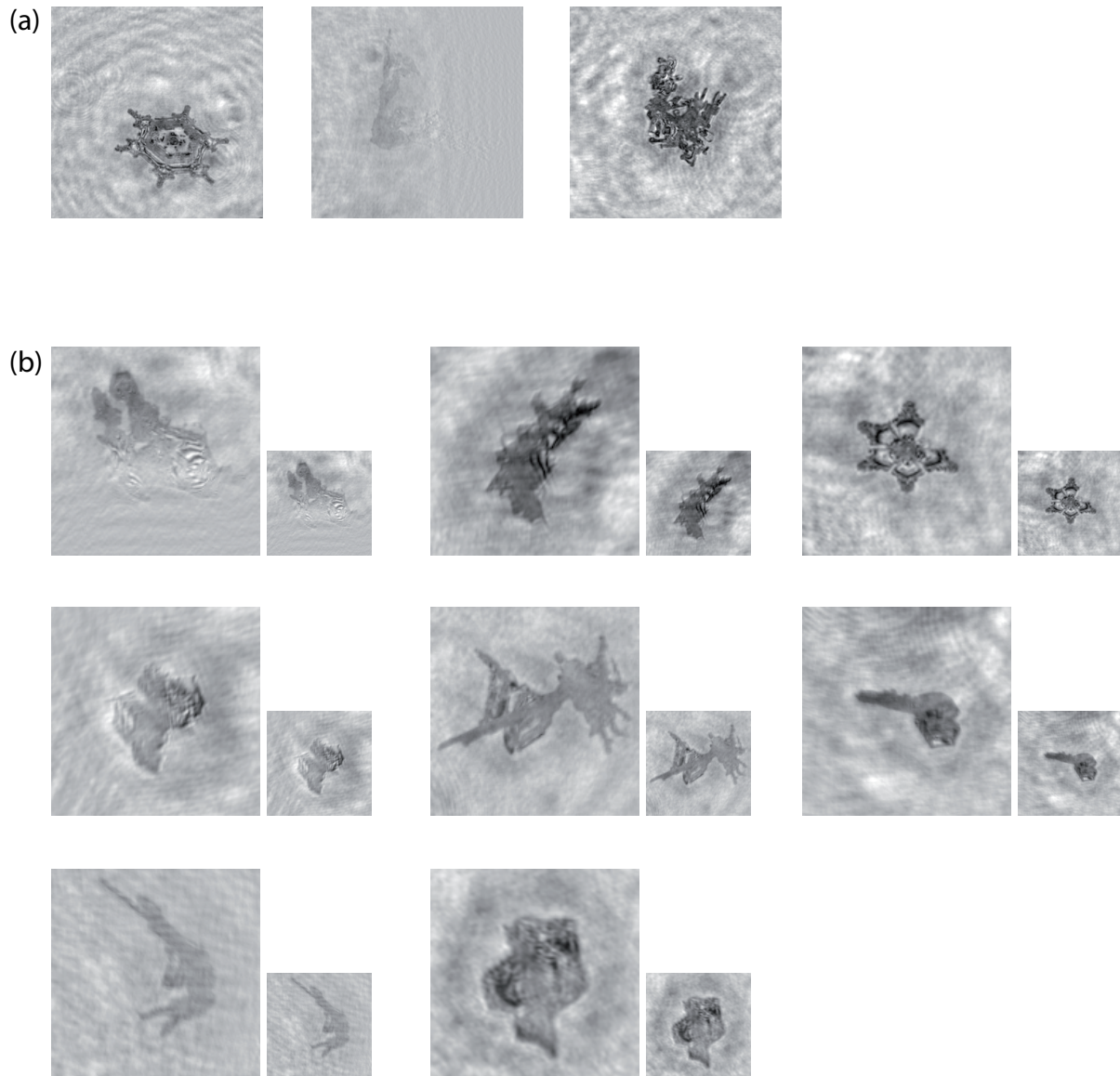


Abbildung 7.19: Rekonstruktionen von am 9. Dezember 2006 um 11:46 Uhr auf dem Jungfrau-
joch aufgenommenen Objekten. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt: a) 2mm, b) 1mm.

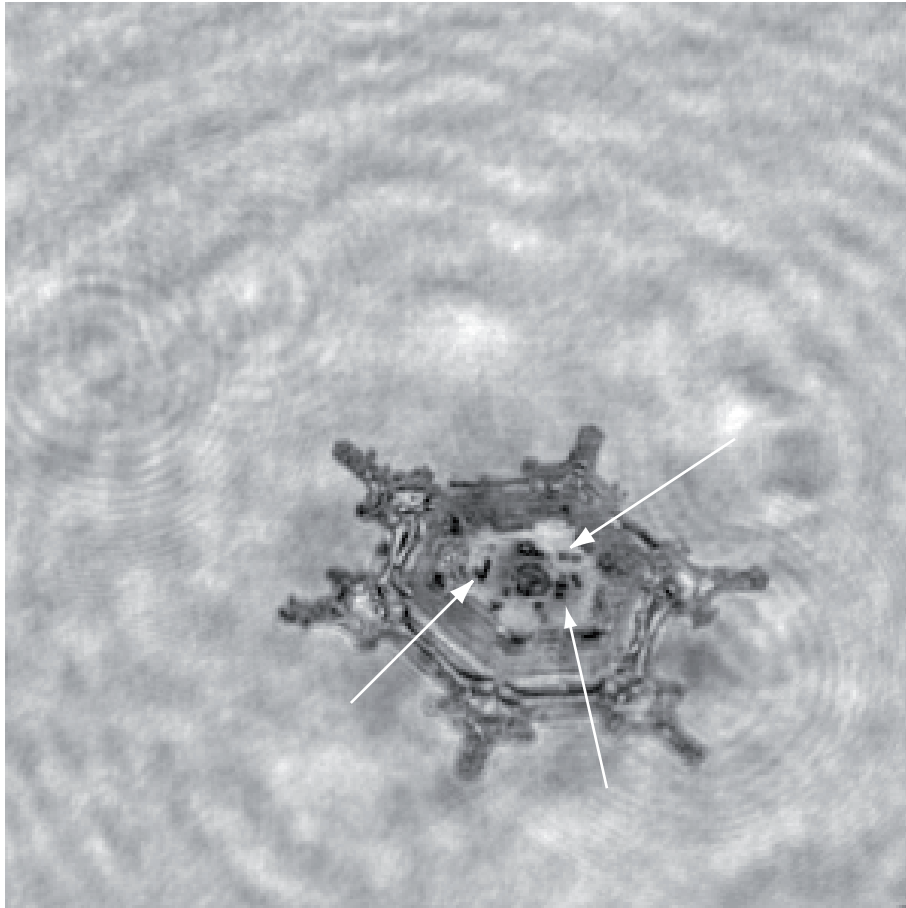


Abbildung 7.20: Rekonstruktion einer sich zu einem Dendriten entwickelnde Platte mit opak erscheinenden kleinen Objekten (Pfeile), bei denen es sich vermutlich um festgefrorene Wolkentröpfchen handelt. Über die Normalisierung hinaus wurden keine weiteren Maßnahmen zur Verbesserung der Bildqualität ergriffen. Die Aufnahme stammt vom 9. Dezember 2006. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt 2mm.[1165661192_646A]

Aufgrund des im Vergleich zu dem während CLACE V veränderten Aufbaus der optometrischen Einheit (s. Kap. 3), enthält ein einzelnes Hologramm hier bereits eine Vielzahl größerer und kleinerer Objekte, hier sind es rund 15 pro Hologramm. Aufgrund der größeren Tiefe des Meßvolumens und des ebenfalls veränderten Aufbaus der Kamergehäuse, die mit einer Verdoppelung des Mindestabstands auf ca. 8cm einherging, liegt jedoch gleichzeitig eine z.T. geringere Auflösung der rekonstruierten Abbildung vor. Anders als in den Rekonstruktionen der Hologramme vom 20. März 2006 liegen hier deutlich weniger irreguläre Kristallformen vor, wobei die teilweise geringere Auflösung eine klare Zuordnung mitunter erschwert.

Die deutlich zu erkennenden Formen der Kristalle entsprechen dem für den Temperaturbereich zu erwartenden plättchenartigen Formen, wobei man aufgrund der hohen Eisübersättigung allenfalls mehr stark verzweigte Objekte erwarten würde. Interessant ist hier insbesondere die Beobachtung eines Dendriten, dem ein Arm zu fehlen scheint; dies stellt in gewisser Weise die komplementäre Beobachtung zu dem oben erwähnten Beitrag zur Eismultiplikation durch Bruchstücke größerer Kristalle dar. Massive Bereifung ist nicht zu beobachten, wie man es aufgrund der kontinuierlich deutlich unter 100% liegenden relativen Feuchte auch erwarten würde. Allerdings weist zumindest einer der großen Kristalle vereinzelt, quasi-punktförmige opake Objekte auf (Abb. 7.19 und 7.20), die man eigentlich als leichte Bereifung durch Wolkenröpfchen deuten würde. Dies verweist auf die Möglichkeit, dass es sich bei den in geringer Zahl vorkommenden, quasi-punktförmigen Objekten (Abb. 7.24) im Widerspruch zu der relativ geringen mittleren relativen Feuchte zumindest teilweise doch um unterkühlte Tröpfchen handeln könnte, oder aber darauf, dass der Kristall zuvor andere Bedingungen erfahren hat.

Abbildungen 7.25 bis 7.27 zeigen ausgewählte weitere Rekonstruktionen zeitnah aufgenommener Objekte.

Bei diesen Hologrammen zeigt sich, dass neben einfachen hexagonalen Platten auch mit Platten versehene Säulen und tatsächlich die angesichts der hohen Eisübersättigung erwarteten verzweigten Strukturen vorkommen (Abb. 7.25 und 7.26). Darüber hinaus bemerkenswert sind die einfachen „Schneeflocken“, die offensichtlich aus individuell gewachsenen, zusammenhaftenden Kristallen bestehen, siehe z.B. Abb. 7.25 (Reihe 2, Spalte 1 und 3; Reihe 3, Spalte 3) sowie Abb. 7.26 (Reihe 3, Spalte 1). Dabei ist erwähnenswert, dass die z. T. sehr großen Kristalle an teilweise vergleichsweise kleinen Kontaktflächen aneinanderhaften. Dies deutet darauf hin, dass die Oberfläche der Kristalle eine Beschaffenheit aufweist (bzw. zum Zeitpunkt des Zusammentreffens aufgewiesen hat), die eine effektive Verbindung der Kristalle gewährleistet, zumal man aufgrund der stark verschiedenen Größen der Einzelkristalle von entsprechend verschiedenen Fallgeschwindigkeiten ausgehen würde. Diese Oberflächenbeschaffenheit, die neben der Anordnung der Kristallbausteine sozusagen die *formatrix anima*⁴ des Wachstums der Eiskristalle darstellt, könnte durch die (quasi-)flüssige Schicht an der Oberfläche der Kristalle vermittelt werden [116]. Zwar würde man erwarten, dass bei einer Temperatur von -17°C die quasi-flüssige Schicht kaum ausgeprägt ist, zumal der Umgebungsdruck lediglich rund 650hPa beträgt und man daher eine weitere Verringerung der Schicht ungeordneter Wassermoleküle durch Abdampfen erwarten würde; allerdings erscheint es nicht unplausibel, dass bei schnell wachsenden Eiskristallen aufgrund der freiwerdenden latenten Wärme lokal deutlich höhere Temperaturen knapp unterhalb des Gefrierpunktes vorliegen [117], sowie dass aufgrund des Meßstandortes auf einem Bergkamm die Kristalle ursprünglich in geringeren Höhen bei höheren Drücken und Temperaturen gebildet wurden. Eine durch die quasi-flüssige Schicht vermittelte

⁴ „*puissance formatrice*“

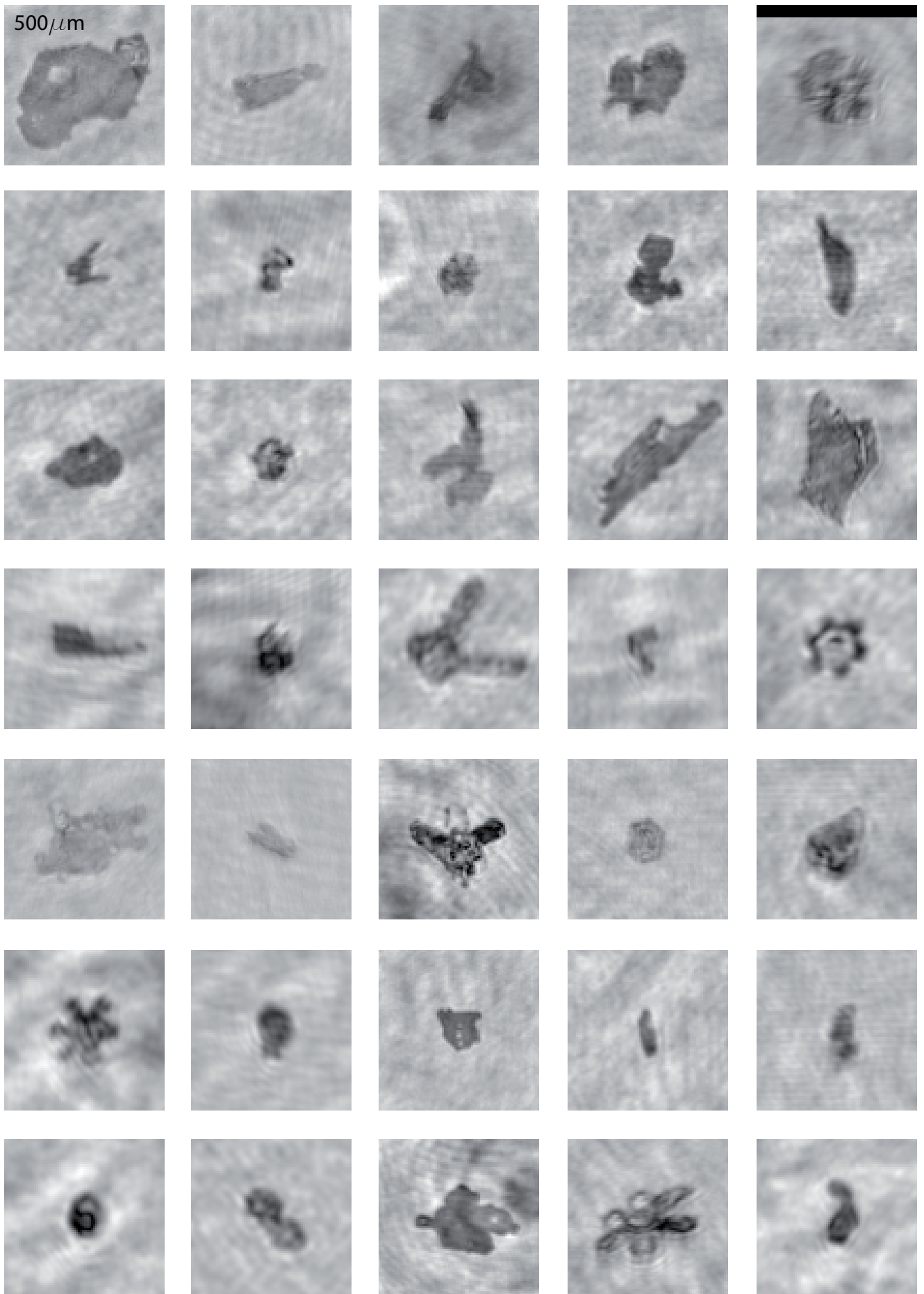


Abbildung 7.21: Rekonstruktionen von am 9. Dezember 2006 um 11:46 Uhr auf dem Jungfrau-
joch aufgenommenen Objekten. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt 500µm.

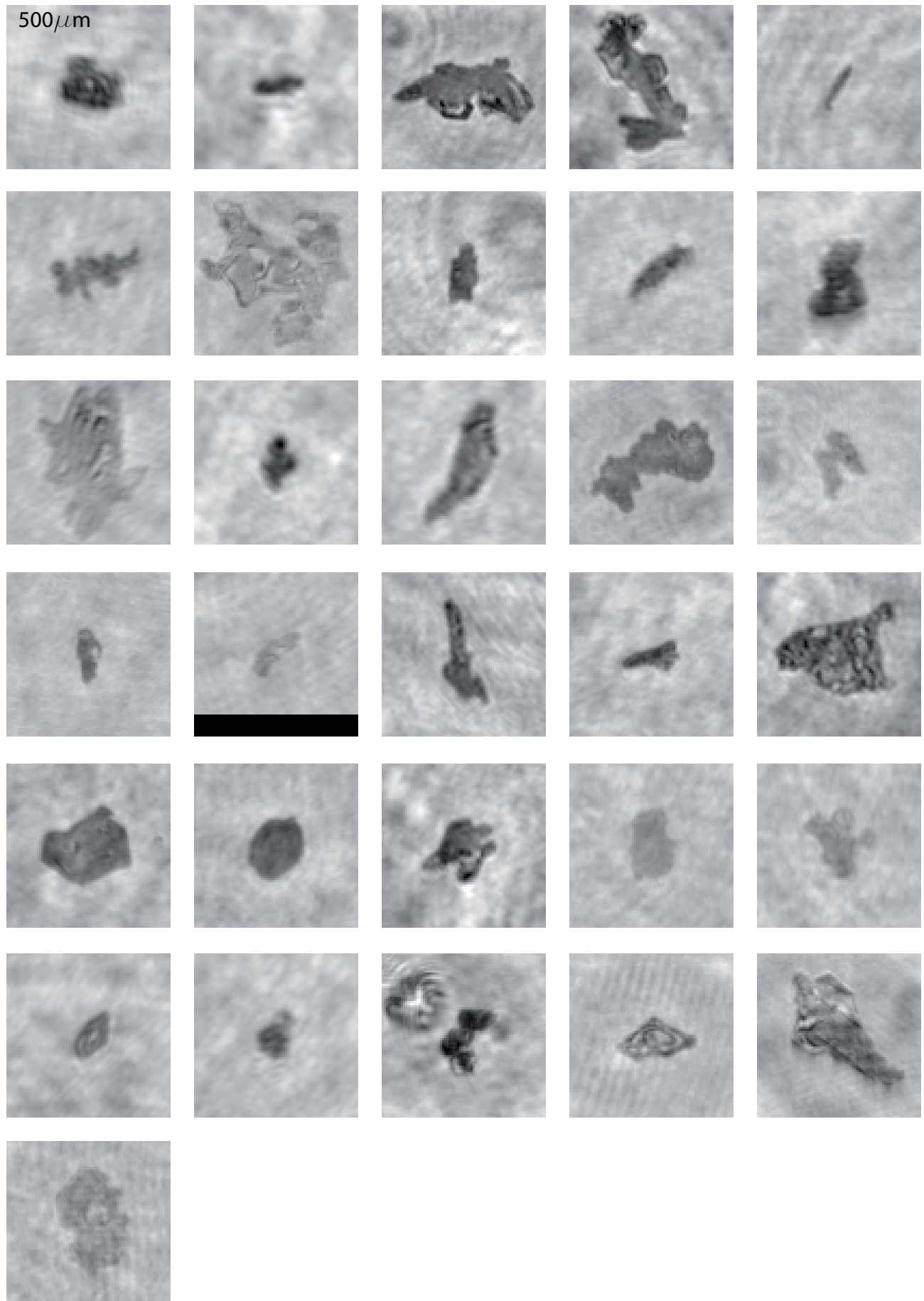


Abbildung 7.22: Rekonstruktionen von am 9. Dezember 2006 um 11:46 Uhr auf dem Jungfrau-
joch aufgenommenen Objekten. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt 500 μm (2. Teil).

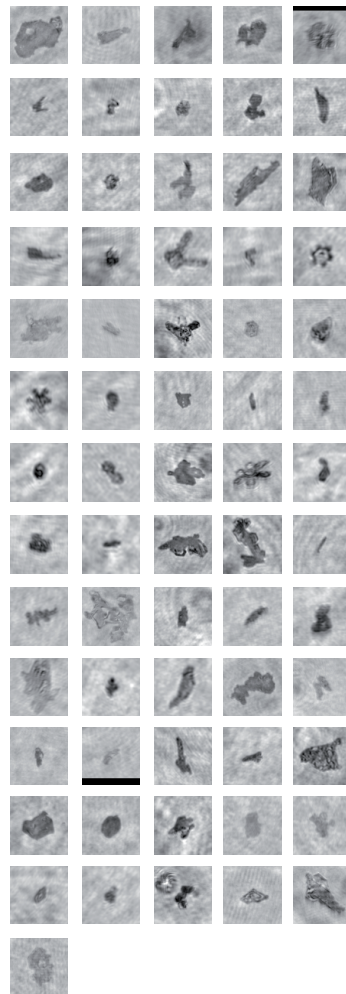


Abbildung 7.23: Rekonstruktionen von am 9. Dezember 2006 um 11:46 Uhr auf dem Jungfrau-joch aufgenommenen Objekten. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt $500\mu\text{m}$ (Skalierung entsprechend Abb. 7.19).

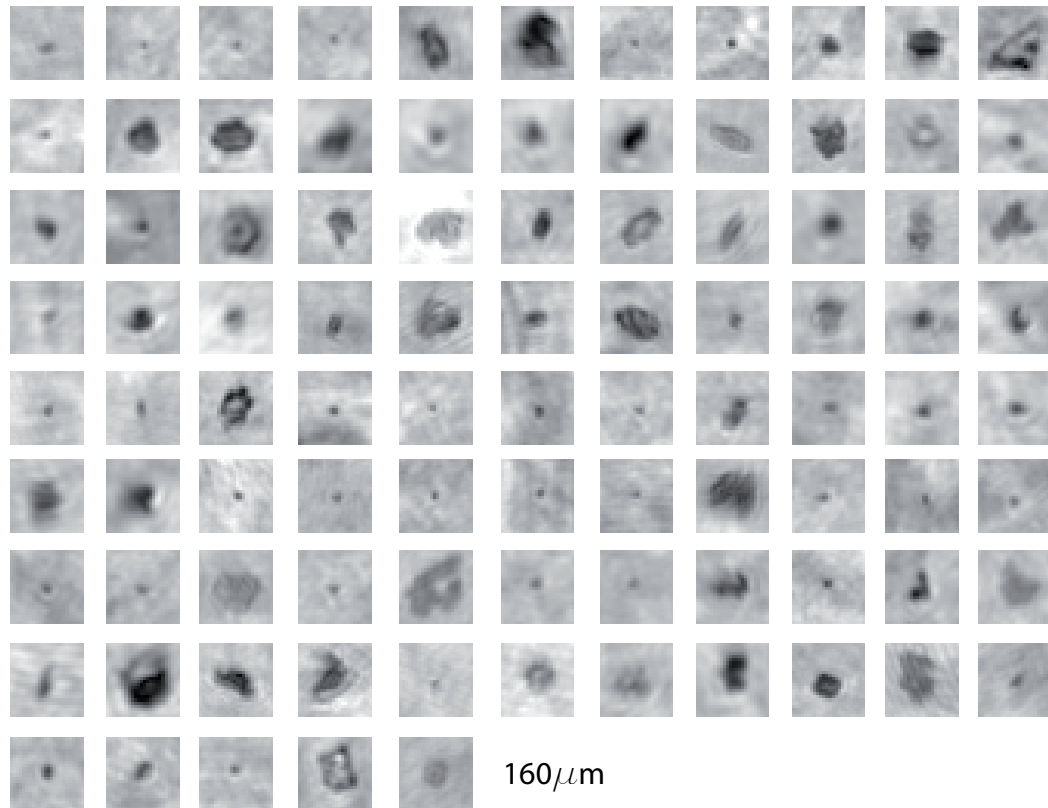


Abbildung 7.24: Rekonstruktionen von am 9. Dezember 2006 um 11:46 Uhr auf dem Jungfrau-
joch aufgenommenen Objekten. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt 160 μ m.

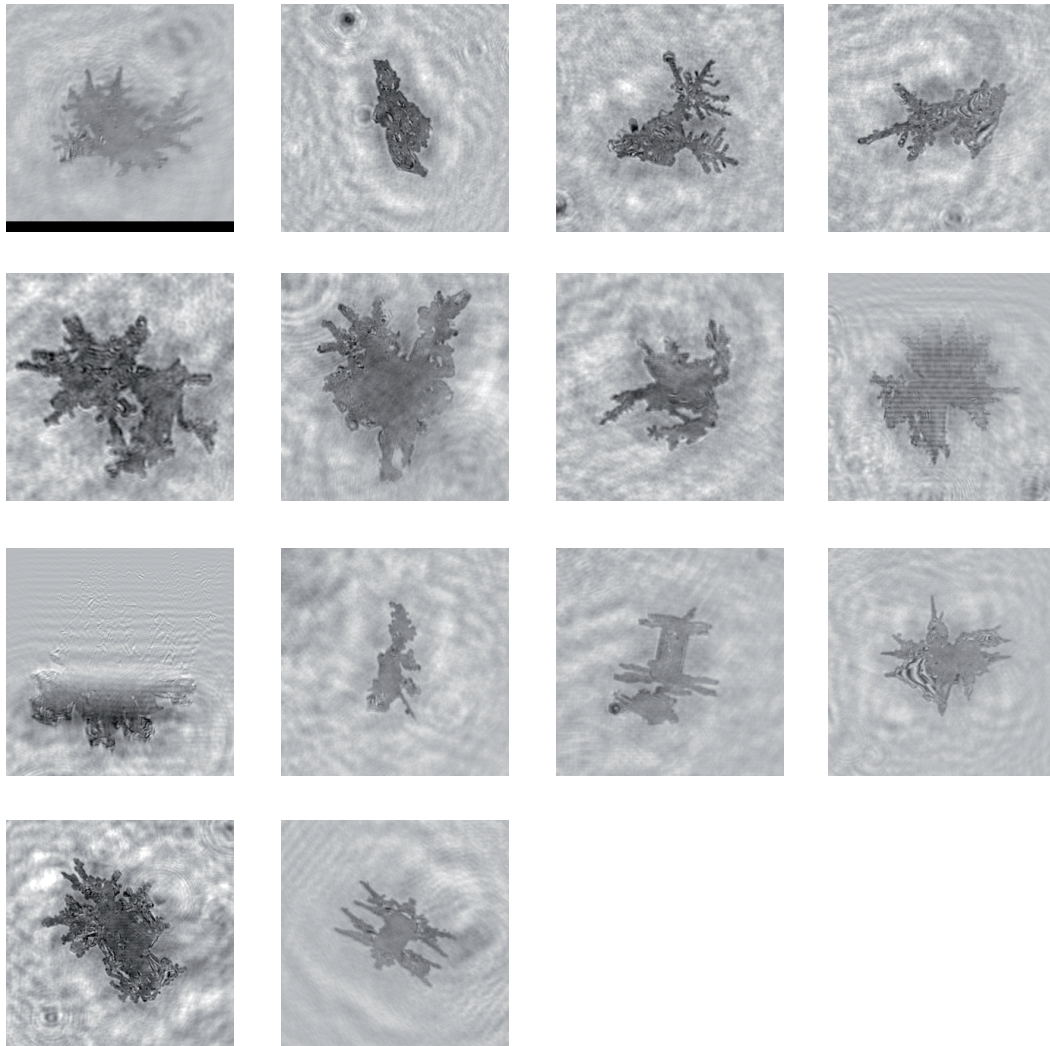


Abbildung 7.25: Ausgewählte Rekonstruktionen von am 9. Dezember 2006 zwischen 11:46 Uhr und 11:58 Uhr auf dem Jungfraujoch aufgenommenen Objekten. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt 2mm.

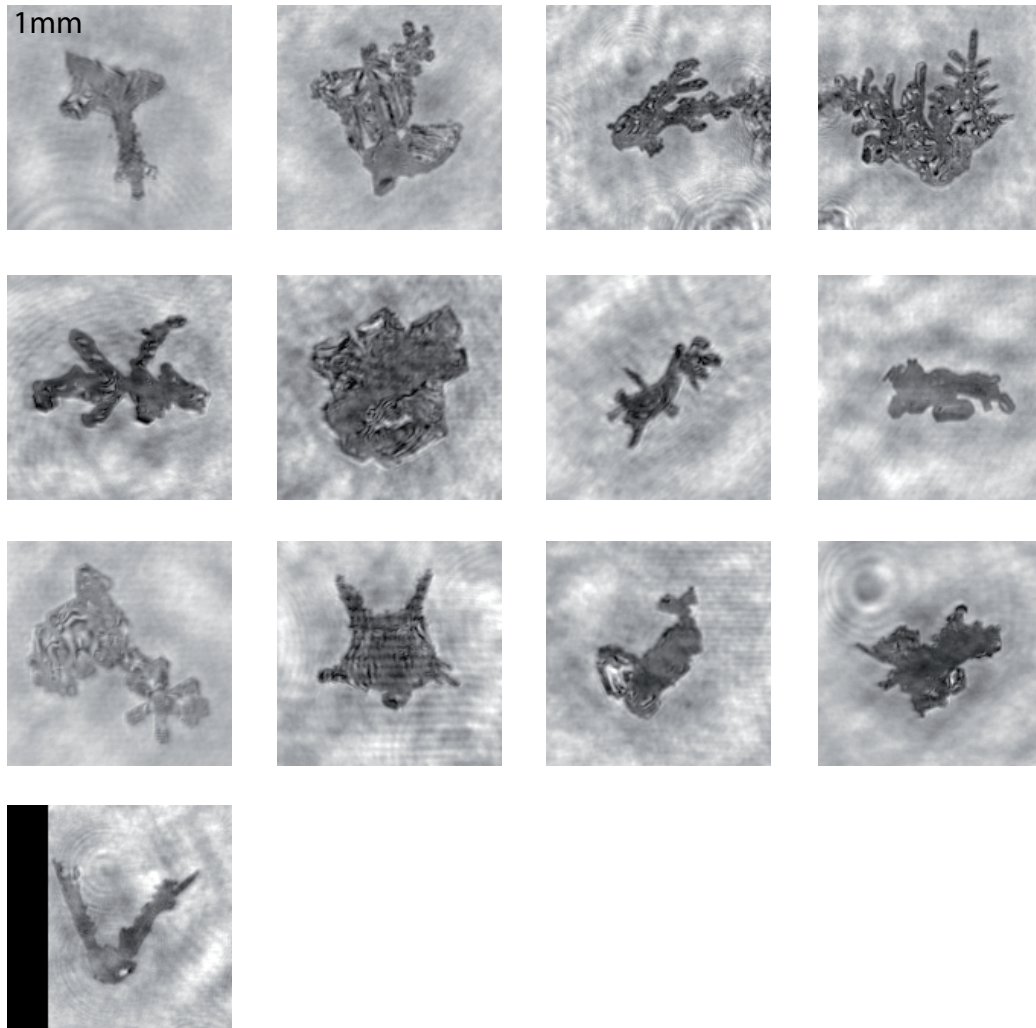


Abbildung 7.26: Ausgewählte Rekonstruktionen von am 9. Dezember 2006 zwischen 11:46 Uhr und 11:58 Uhr auf dem Jungfrauoch aufgenommenen Objekten. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt 1mm.

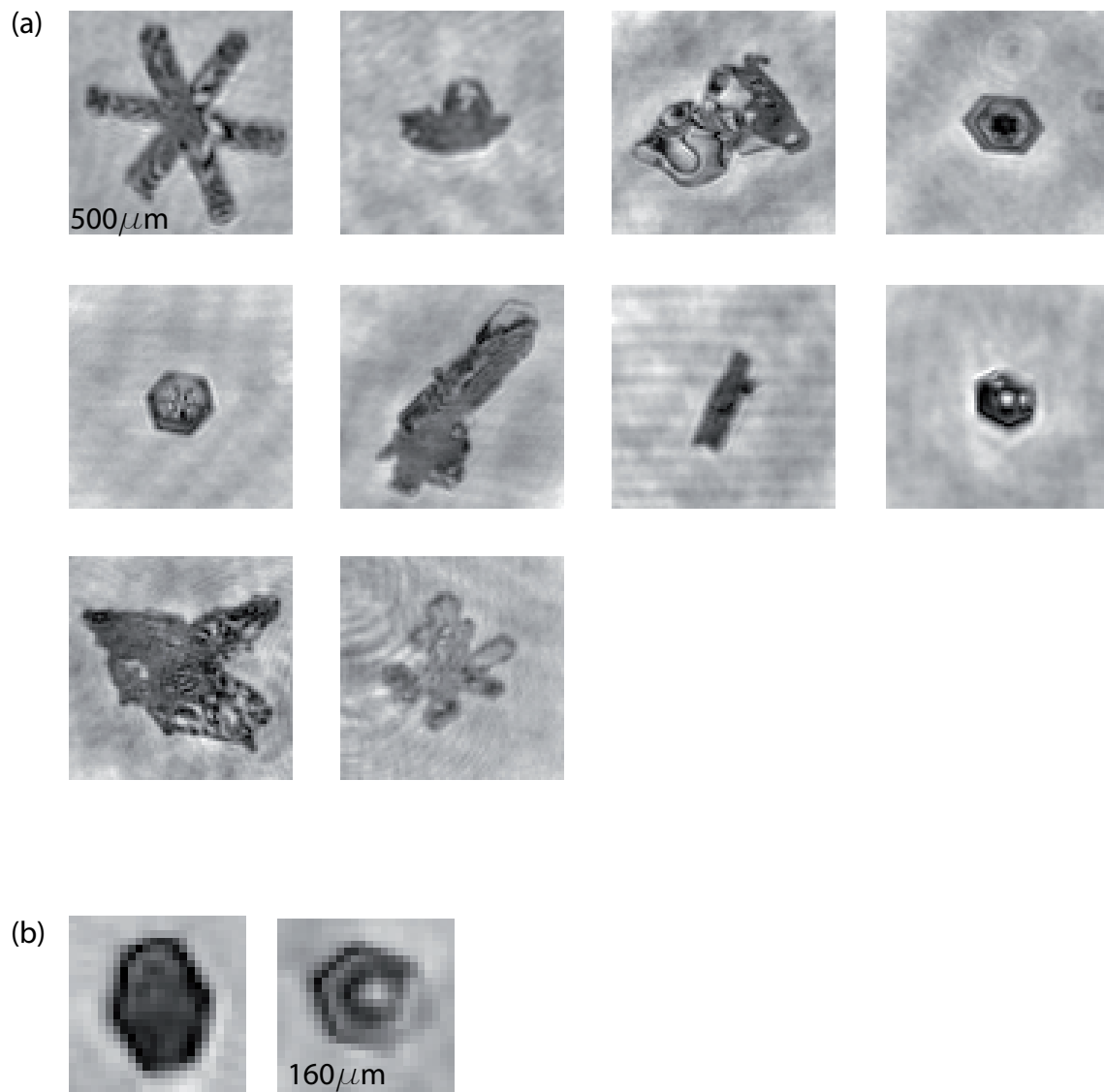


Abbildung 7.27: Ausgewählte Rekonstruktionen von am 9. Dezember 2006 zwischen 11:46 Uhr und 11:58 Uhr auf dem Jungfrauoch aufgenommenen Objekten. Die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt: a) $500\mu\text{m}$, b) $160\mu\text{m}$.

Verbindung würde auch die teilweise geringe Kontaktfläche verständlich machen, da die Schicht auf den Schmalseiten/Prismenflächen des Kristalls (0001) stärker ausgeprägt ist als auf den ebenen Stirnflächen (10 $\bar{1}$ 0) [116].

Abbildungen 7.28 und 7.29 zeigen schließlich Beispiele für die auf dem unbeheizten Kameragehäusefenster aufgesammelten Kristalle.

Zusammenfassend läßt sich bis hier feststellen, dass bei Betrachtung der rekonstruierten Hologramme vom 20. März 2006 und der rekonstruierten Auswahl von Hologrammen vom 9. Dezember 2006 einige interessante Beobachtungen gemacht werden können: Am 20. März wurden auch in Perioden, für die die Messungen eine deutliche Eisuntersättigung ergeben, vereinzelt Kristalle/Objekte beobachtet, und zwar sowohl Kristalle im Millimeterbereich als auch Objekte im Mikrometerbereich. Mögliche Erklärungen sind Aufwirbelungen liegender Kristalle, die Herkunft der Objekte aus anderen atmosphärischen Schichten und eine zu geringe zeitliche Auflösung der Meßwerte, die kurzfristige und kleinskalige Episoden der orographisch beeinflussten Wolken nicht erfaßt. Insgesamt war der Anteil irregulärer Kristallformen am 20. März mit 50%...60% sehr hoch, so daß hier nur sehr bedingt von der Lufttemperatur und der Eisübersättigung auf das Vorliegen der entsprechenden, idealtypischen Eiskristallformen geschlossen werden kann. Teilweise wurden explizit Kristallformen beobachtet, die einem anderen Temperaturbereich als dem beobachteten zugehören, die also unter anderen Bedingungen als den zum Zeitpunkt der Beobachtung vorliegenden gewachsen sein müssen. Für den Fall der rekonstruierten Hologramme vom 9. Dezember läßt sich dagegen festhalten, dass der Anteil irregulärer Kristallformen sehr gering ist und die beobachteten Formen im Wesentlichen den aufgrund der während der Beobachtung herrschenden Umgebungsbedingungen zu erwartenden Formen entsprechen. Dies deutet darauf hin, dass zumindest im Fall orographisch beeinflusster Wolken und Mischphasenwolken im allgemeinen nur sehr eingeschränkt von den zum Zeitpunkt der Beobachtung gemessenen, mittleren Temperaturen und Wasser- bzw. Eisübersättigungen auf die Zusammensetzung der Population der Kristallformen geschlossen werden kann. In speziellen Fällen wie am 9. Dezember, bei Vorliegen lang andauernder konstanter Wasserunter- und Eisübersättigungen und konstant tiefer Temperaturen, scheinen die gemessenen mittleren Umgebungsbedingungen im Gegensatz zum allgemeinen Fall jedoch mit einer gewissen Vorsicht Rückschlüsse auf die zu erwartenden Kristallformen zu erlauben. Daneben konnten einige interessante Einzelbeobachtungen gemacht werden. So wurden Spuren massiver Bereifung gefunden, sowie im Fall eines auf einer hexagonalen Platte festgefrorenen Tropfens eine Ausbuchtung festgestellt, die auch im Labor bei gefrierenden Tröpfchen beobachtet wurde. Weiterhin wurde ein rund 100 μ m großes Objekt beobachtet, das aufgrund seiner runden Form wohl einen gefrorenen Tropfen oder ein Graupelkorn darstellt. Darüber hinaus konnte als Anwendung des in einem früheren Kapitel beschriebenen Phasenkontrasteffektes ein deutlich kleineres Objekt als plättchenförmiger Kristall identifiziert werden.

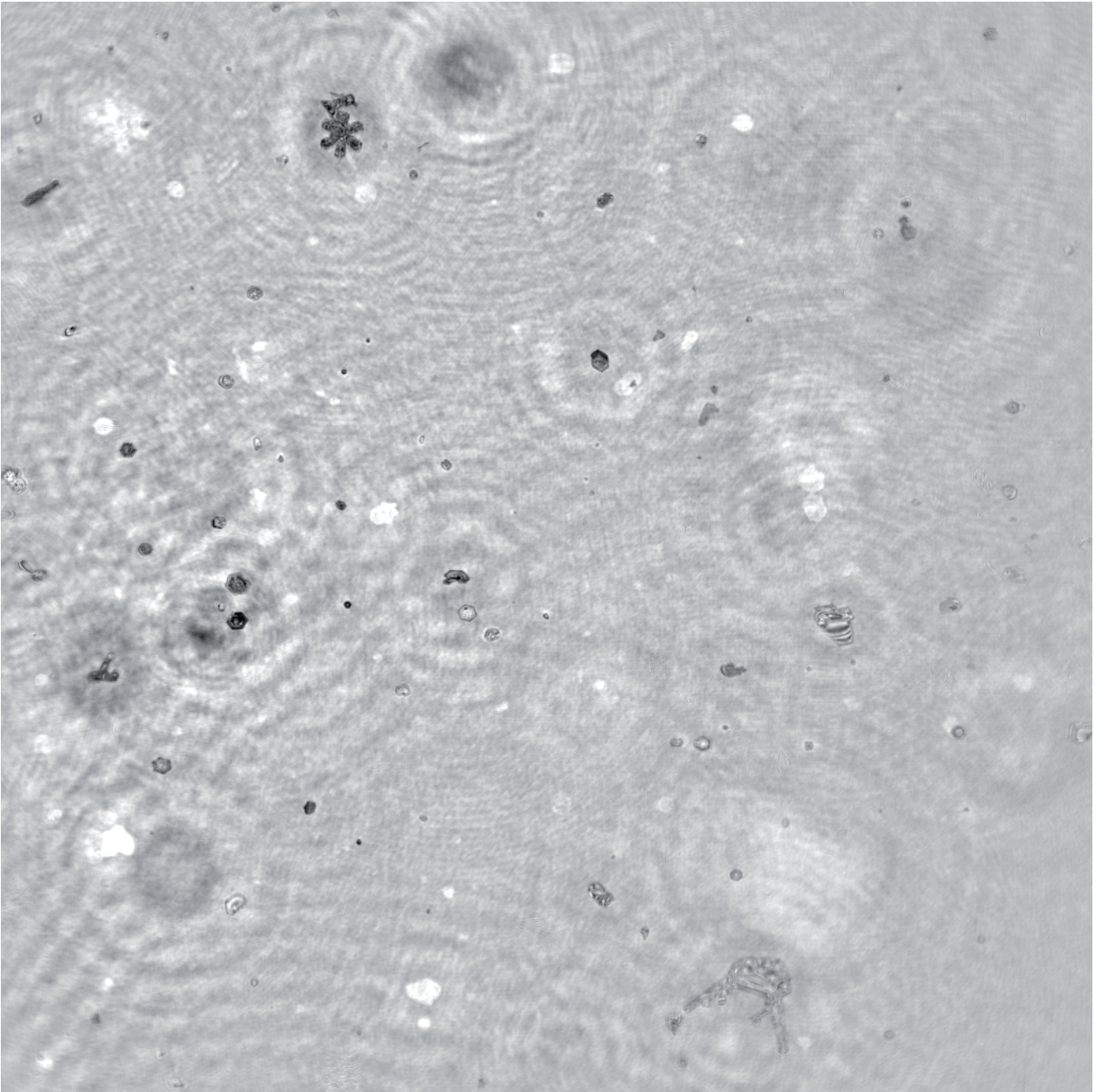


Abbildung 7.28: Beispiel für die auf dem Kameragehäusefenster aufgesammelten Objekte (aus Rekonstruktionen bei verschiedenen Entfernungen entsprechend der Fensterneigung zusammengesetzt). [1165661195_650A]

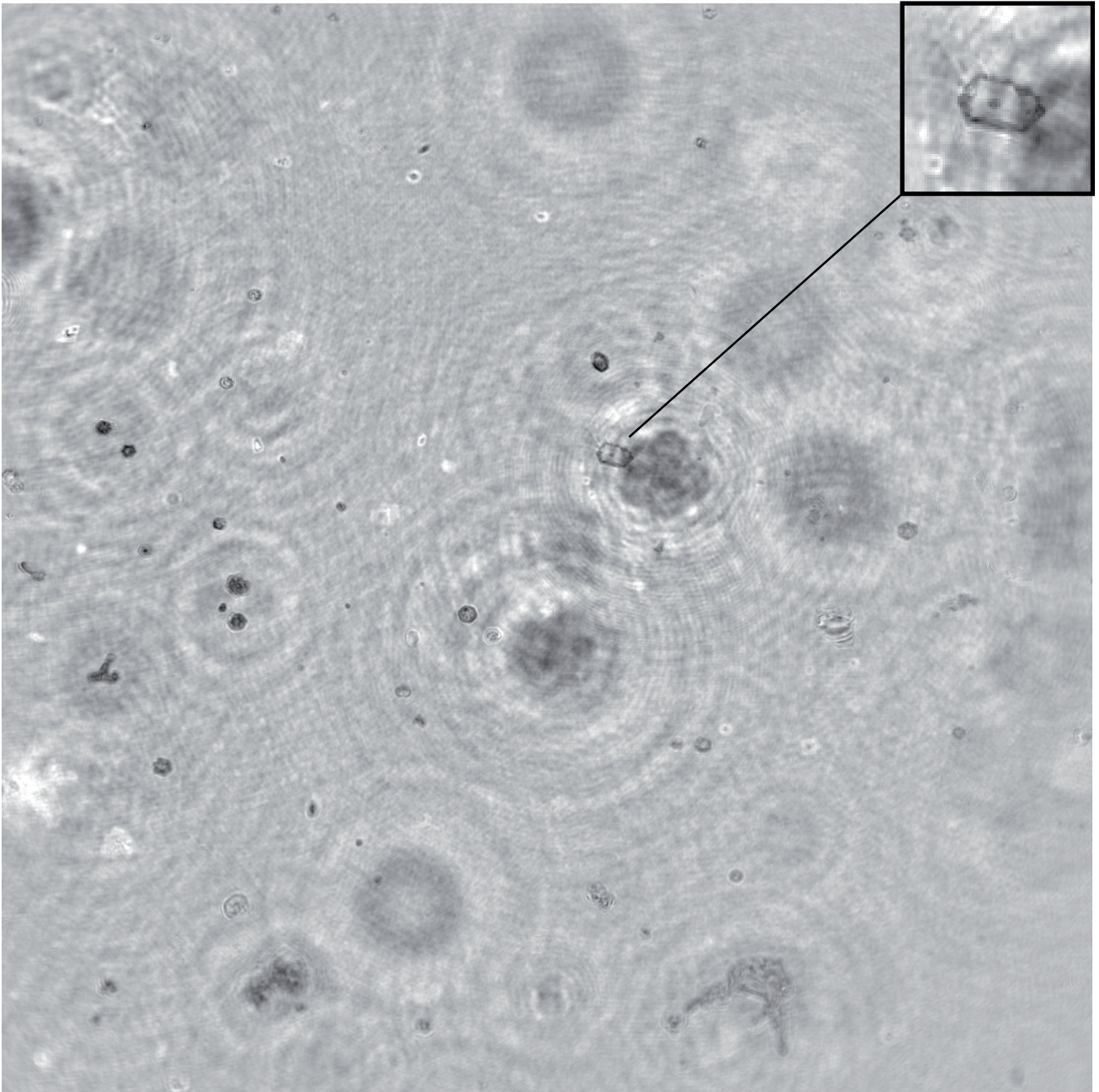


Abbildung 7.29: Weiteres Beispiel für die auf dem Kameragehäusefenster aufgesammelten Objekte mit vergrößertem Ausschnitt. [1165661196_653A]

Kapitel 8

Spezifische Möglichkeiten der Holographie

Dem vorhergehenden Kapitel muss kritisch hinzugefügt werden, dass das digital-holographische System bisher lediglich als eine Art Photoapparat dazu verwendet wurde, isolierte Abbildungen von einzelnen Objekten zu erstellen. Tatsächlich gibt es jedoch auch herkömmliche, in der Atmosphärenforschung verwendete Meßinstrumente, die unmittelbar Photos von Objekten anfertigen, ohne den hohen Rekonstruktionsaufwand der digitalen Holographie zu erfordern (vgl. Kap. 6). Ein Vorteil des holographischen Verfahrens liegt zwar darin, dass in einer Aufnahme eine Vielzahl einzelner Objekte gleichzeitig abgebildet werden können, dafür bieten konventionelle Meßgeräte aber zum Teil eine bessere Auflösung oder eine praktisch kontinuierliche Messung.

Daher sollen anhand von auf dem Jungfrauoch aufgenommenen Hogrammen im Folgenden qualitativ noch einige Eigenschaften der digitalen Holographie aufgezeigt werden, die gegenüber konventionellen photographischen Geräten ein Alleinstellungsmerkmal darstellen.

Der eigentliche Unterschied zwischen holographischen und photographischen Verfahren ist die gezielte Verwendung kohärenten Lichts¹. Daraus resultieren einige zusätzliche Informationen, die mithilfe der Holographie gewonnen werden können. Prominentestes Beispiel, das auch die ursprüngliche Motivation für die Anwendung holographischer Verfahren in der Atmosphärenforschung darstellte [9, 29], ist die Möglichkeit, die dreidimensionale Position insbesondere kleiner Objekte im Raum zu bestimmen, um beispielsweise lokale Abstandsverteilungen zu erhalten. Abbildungen 8.1, 8.2 und 8.3 demonstrieren beispielhaft diese Besonderheit der holographischen Methode: Es können die dreidimensionalen Positionen von Objekten im Raum bestimmt werden (Abb. 8.1) und daraus zum Beispiel der mittlere Abstand nächster Nachbarn oder der Konstituenten von Paaren berechnet werden (Abb. 8.2 und 8.3).

Tafel 8 listet nocheinmal auf dieses Hogramm bezogene Beispiele für durch die Holographie zugängliche Informationen auf. Gleichzeitig demonstriert dieses Beispiel jedoch auch die Schwierigkeiten, denen sich speziell die digitale Holographie bei dieser Anwendung zumindest derzeit gegenüber sieht: Aufgrund der geringen Sensorgröße und Pixelperiode (vgl. Abschnitt 4.7) ist die Querschnittsfläche des Meßvolumens wesentlich geringer als in der analogen Holographie, und auch in der Tiefe ist es für kleine Objekte aufgrund der vergleichsweise geringen und mit der Tiefe abnehmenden Auflösung begrenzt. Dies wirkt sich in dem eben beschriebe-

¹Zwar werden auch in konventionellen Geräten Laser eingesetzt, aber nur in der Funktion als gerichtete, helle und stabile Lichtquellen, ohne Ausnutzung und z.T. sogar unter expliziter Beseitigung der Kohärenz.

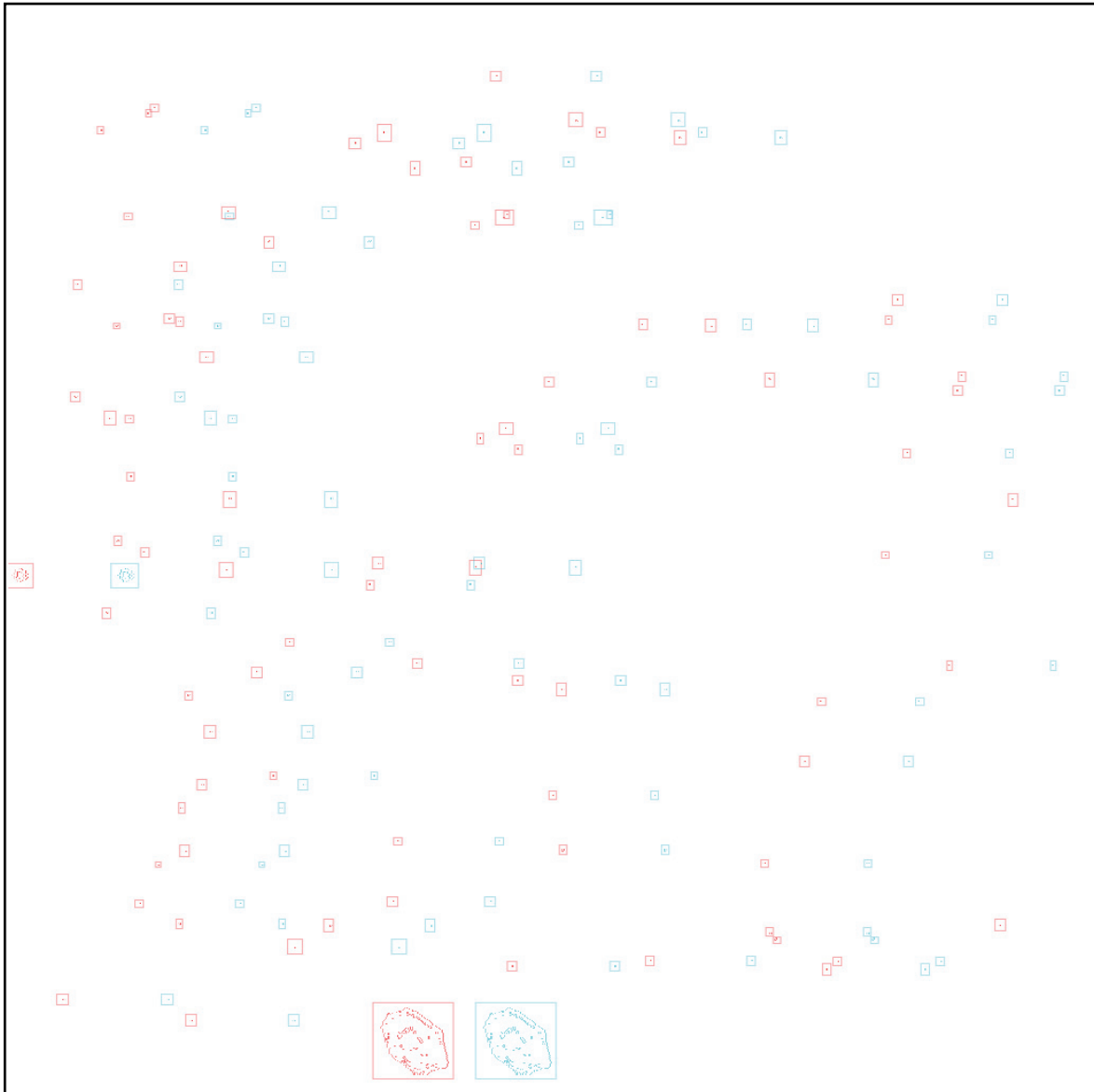


Abbildung 8.1: Stereoansicht manuell markierter Objekte im Abstandsbereich 0,0399cm bis 0,0599cm. Es handelt sich hier wie in allen folgenden Abbildungen (soweit nicht anders vermerkt) um auf dem Jungfraujoch entstandene In-Situ-Aufnahmen atmosphärischer Objekte. Atmosphärische Bedingungen: Temperatur $-10,2^{\circ}\text{C}$, Druck 646,9mBar, relative Feuchte mind. 100% (Quelle: MeteoSchweiz); errechnete Eisübersättigung daher mind. 1,1. [1142876938_543]

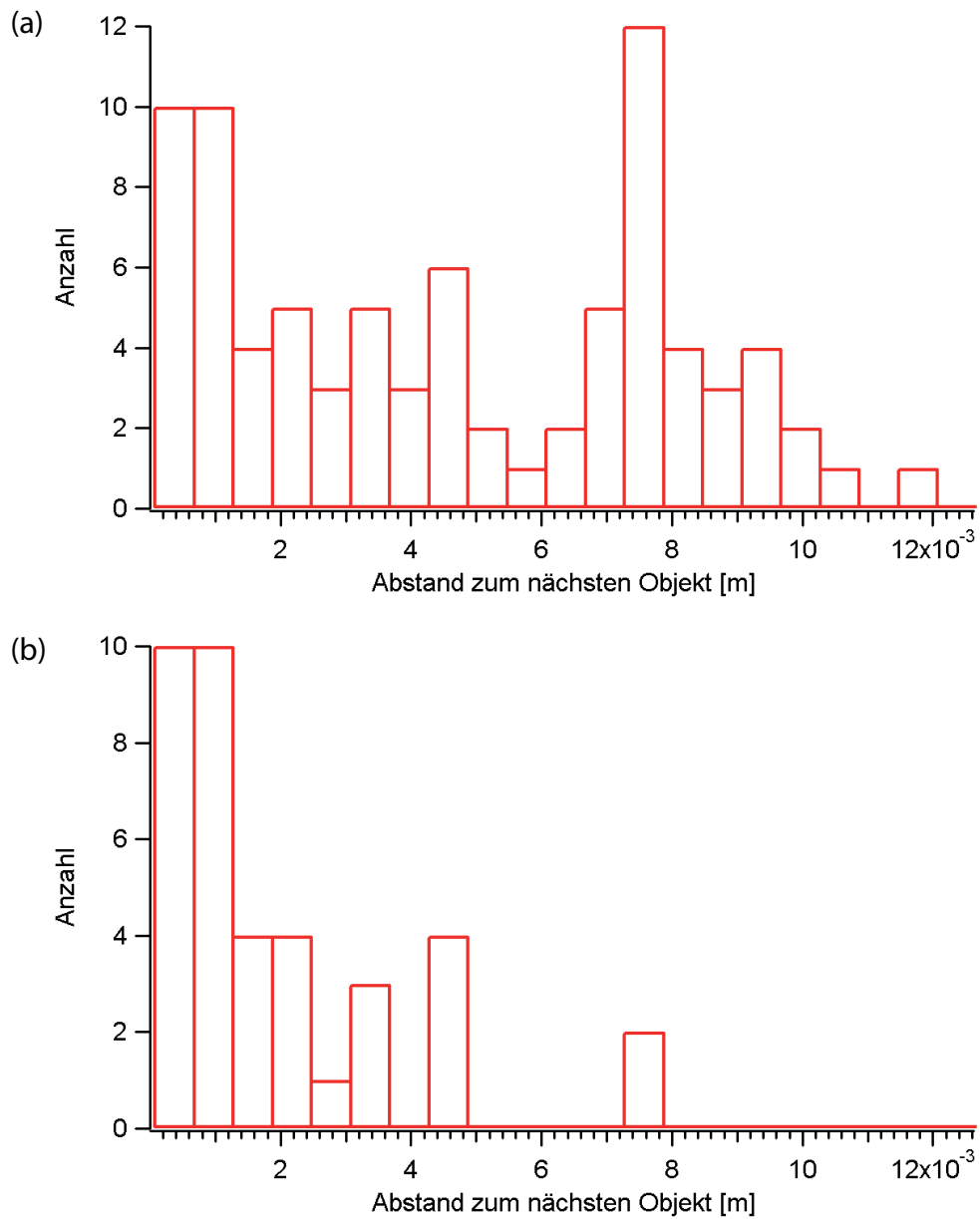


Abbildung 8.2: Histogramme der Schwerpunktabstände zum jeweils nächstliegenden Objekt: a) unter Einbeziehung aller Objekte, b) nach Entfernen aller Objekte, deren nächster Nachbar weiter entfernt ist als der Rand des Meßvolumens. [1142876938_543]

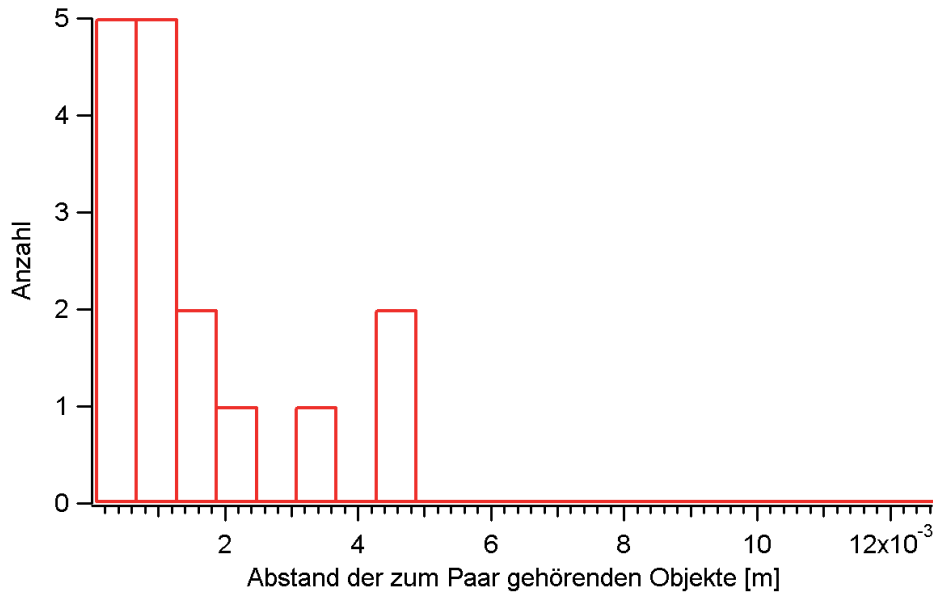


Abbildung 8.3: Histogramm der Schwerpunktsabstände der jeweils zu einem Paar gehörenden Objekte (nach Entfernen der „Randobjekte“). [1142876938_543]

Beispielauswertung der dreidimensionalen Information	
Objekte insgesamt	84
rechnerische Anzahldichte	89cm^{-3}
den seitlichen Rändern benachbarte Objekte	27
dem vorderen/hinteren Rand benachbarte Objekte	19
mittlerer Abstand zum nächsten Objekt (m. Randobjekten)	4,8mm
mittlerer Abstand zum nächsten Objekt (o. Randobjekte)	1,9mm
Anzahl der Paare (o. Randobjekte)	16
mittlerer Abstand der Paarbestandteile	1,5mm

Tabelle 8.1: Beispielhafte Auflistung von einem Hologramm entnehmbaren dreidimensionalen Informationen. Die Auflistung bezieht sich auf Abb. 8.1. Die Unsicherheiten der mittleren Abstände mit (ohne) Randobjekte betragen 0,3mm (0,4mm).

nen Beispiel dadurch aus, dass ein Drittel der detektierten Teilchen aus der Analyse entfernt werden muß, da sie sich näher am seitlichen Rand des geometrischen Meßvolumens befinden, als an einem anderen detektierten Teilchen. Das heißt, dass ohne Vergrößerung der Sensorfläche auch eine Vergrößerung der zugänglichen Tiefe des Meßvolumens durch die Verwendung kürzerer Wellenlängen durch massive Randeffekte gekennzeichnet ist. Dadurch ist es im Unterschied zur analogen Holographie gegenwärtig schwierig, statistisch signifikante Teilchenzahlen in einer einzigen Aufnahme zu beobachten. Hierfür wäre eine im Vergleich zum gegenwärtigen Meßinstrument deutliche Vergrößerung der Sensorfläche verbunden mit einer Verringerung der Pixelperiode erforderlich (wobei Pixelperioden von der Größe der Wellenlänge vermutlich eine Modifikation der bisher verwendeten, auf der skalaren Beugungstheorie beruhenden Rekonstruktionsformeln erfordern würde, s. Kap. 2).

Eine weitere Eigenheit der Holographie, die bisher nicht beachtet worden zu sein scheint, ist die Möglichkeit, innerhalb gewisser Grenzen Objektinformationen *außerhalb* des durch die Bildsensorfläche definierten, geometrischen Meßvolumens zu rekonstruieren. Tatsächlich wurde von dieser Möglichkeit bei einem Teil der besprochenen Abbildungen bereits Gebrauch gemacht. Abbildungen 8.4, 8.5, 8.6 und 8.7 demonstrieren dieses Potential.

In Abbildung 8.4 ist einmal das (normalisierte) Originalhologramm sowie die Rekonstruktion innerhalb des geometrischen Meßvolumens dargestellt, sowie eine verschobene Rekonstruktion, die auch einen Raumbereich neben dem geometrischen Meßvolumen erfaßt. Wie man sieht, ist nicht nur der sternförmige Kristall vollständig erkennbar, sondern sogar Objekte neben dem Kristall. Da diese Rekonstruktion außerhalb des geometrischen Volumens letztlich auf der Auswertung in das Volumen gestreuter, hochfrequenter Fourierkomponenten beruht, sind mit zunehmender Entfernung nur noch Kanten erkennbar, deren Stärke mit zunehmender Entfernung vom Rand des Meßvolumens abnimmt (Abb. 8.5). Abbildungen 8.6 und 8.7 zeigen weitere Beispiele für die Rekonstruktion eines erweiterten Meßvolumens. Damit bietet die Holographie die einzigartige Möglichkeit, Objekte oder Objektteile zu rekonstruieren, die sich neben dem bloßen „Photo“ des Objekts befinden. Die digitale Holographie hat dabei gegenüber der analogen den Vorteil, dass die digitalen Hologramme künstlich in einen Hintergrund eingebettet werden können, so daß die Rekonstruktion kaum oder gar nicht durch Beugungsmuster der Hologrammkante (dem entspräche in der analogen Holographie die Kante der Filmplatte) überlagert werden.

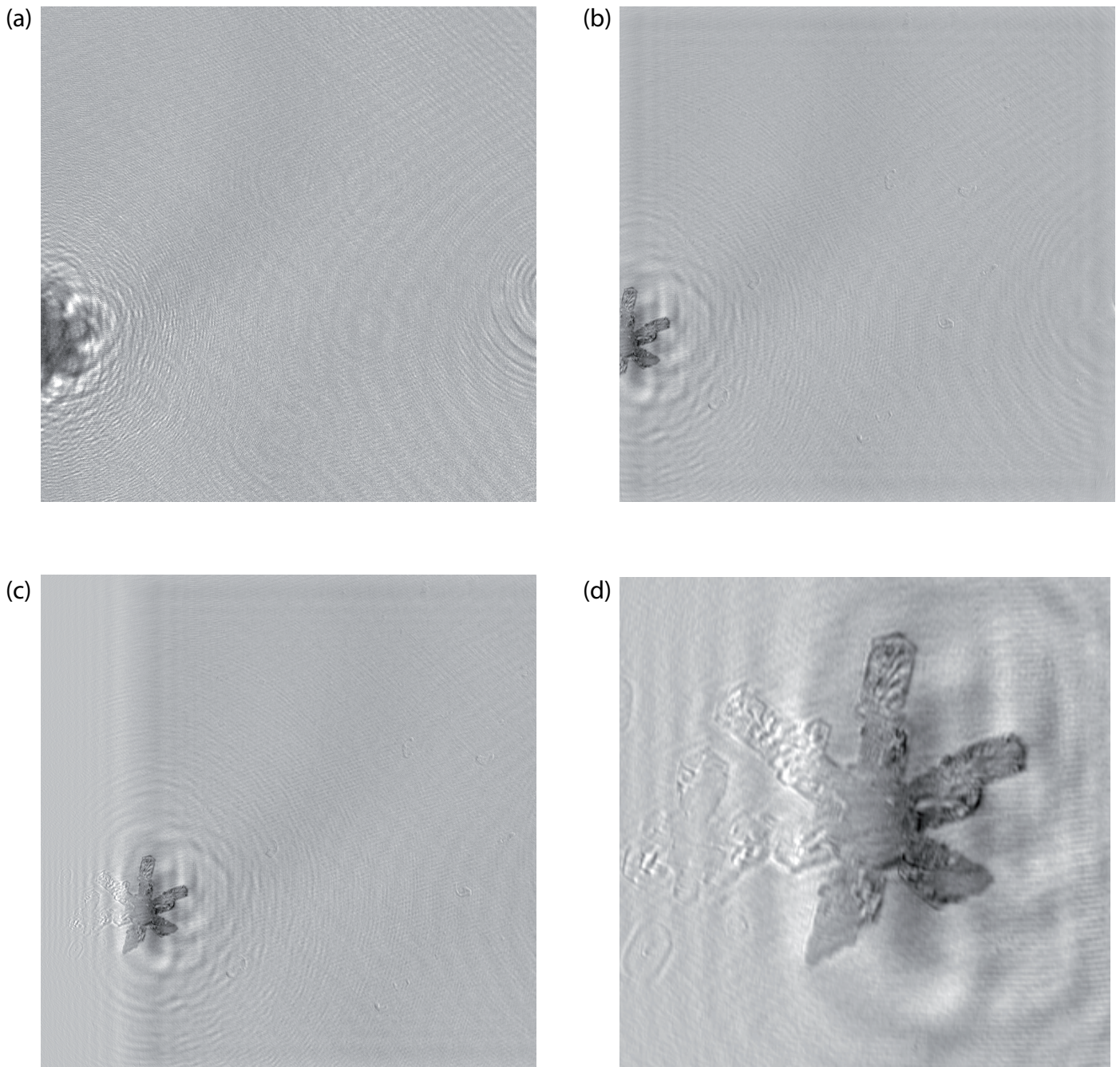


Abbildung 8.4: Beispiel für die Rekonstruktion von Objektinformation außerhalb des geometrischen Meßvolumens: a) normalisiertes Originalhologramm eines atmosphärischen Eiskristalls (hier auf oder in der Nähe des optischen Fensters), b) Rekonstruktion der Hologrammfläche bei einer Entfernung von 0,1763m, c) um 200 Bildelemente verschobene Rekonstruktion, d) Ausschnitt aus c). [1142865444_1346]

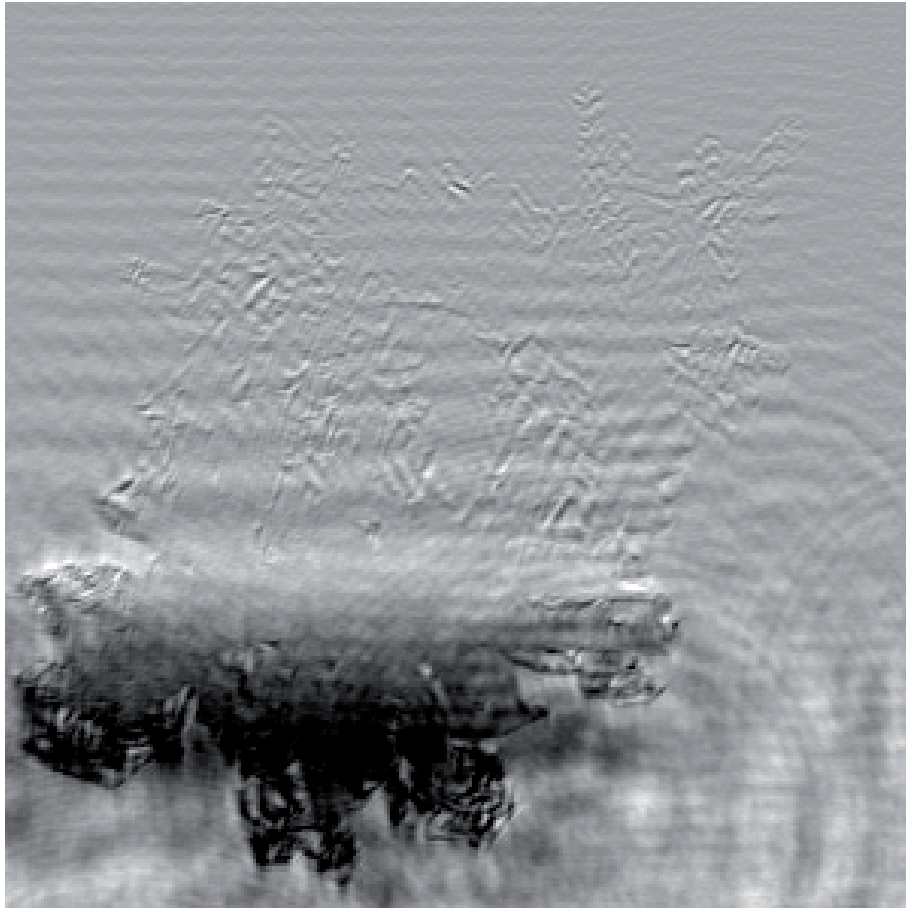


Abbildung 8.5: Beispiel für den Verlauf der Kantenrekonstruktion ausserhalb des Meßvolumens
Die Rekonstruktionsentfernung beträgt 11,37cm, die Seitenlänge des Bildausschnitts 2mm.
[1165661447_999A]

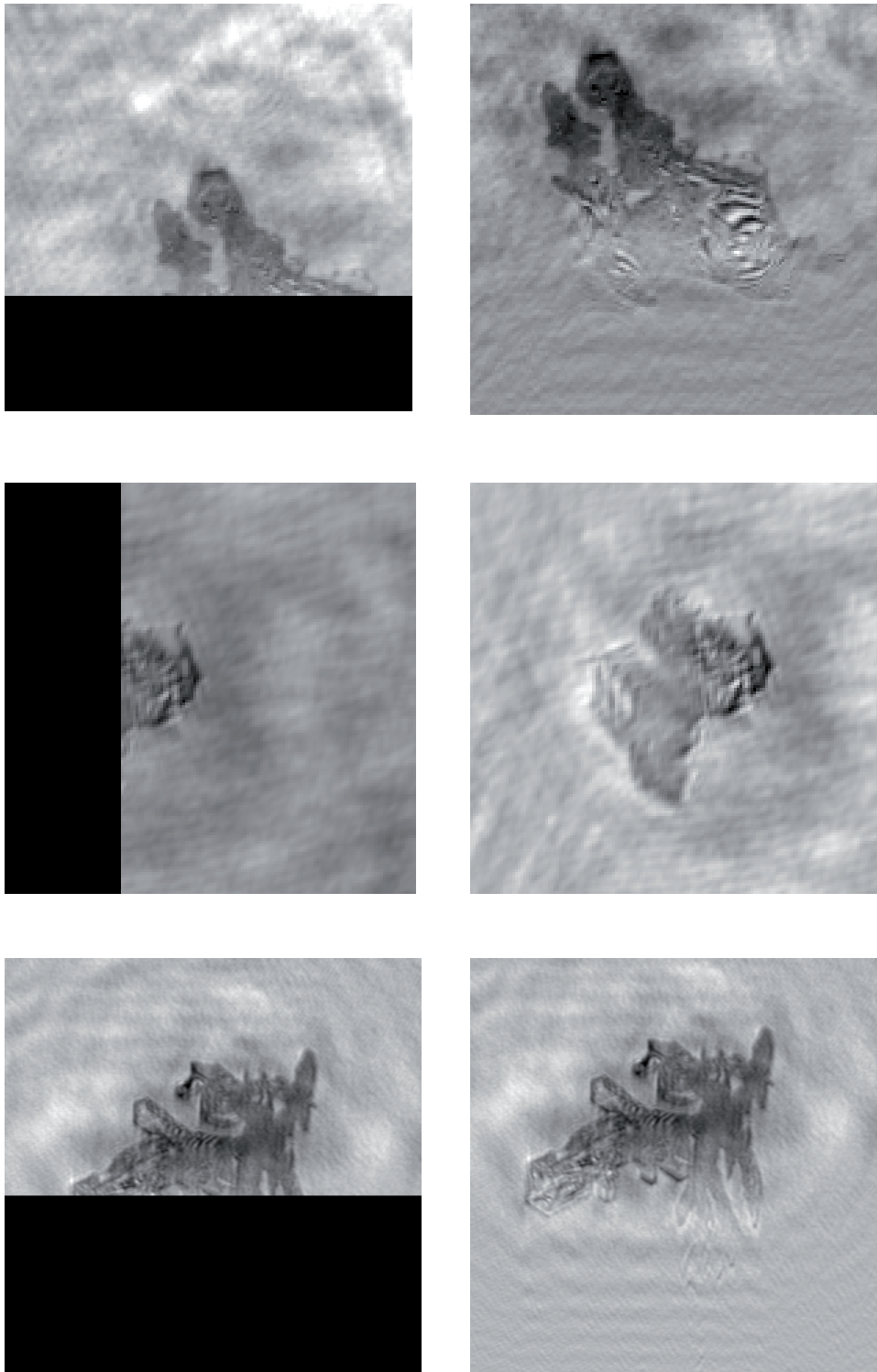


Abbildung 8.6: Beispiele für Rekonstruktionen von teilweise außerhalb des Meßvolumens befindlichen Objekten.

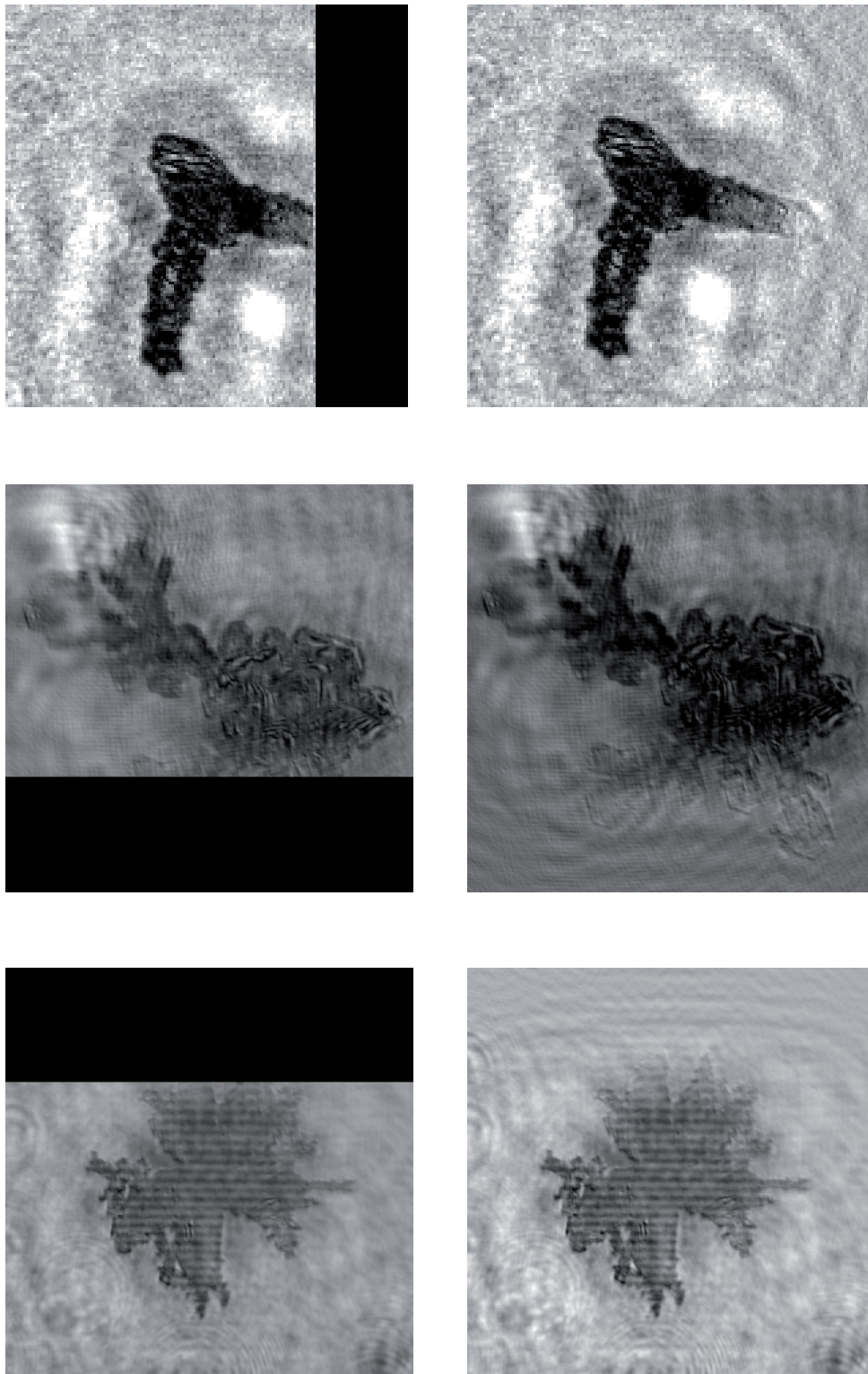


Abbildung 8.7: Weitere Beispiele für Rekonstruktionen von teilweise außerhalb des Meßvolumens befindlichen Objekten.

In Abschnitt 4.8.2 wurde anhand von Simulationen demonstriert, daß innerhalb gewisser Grenzen eine Rekonstruktion mit Sub-Bildelementauflösung möglich ist. Eine solche „Feinrekonstruktion“ ist mit realen Hologrammen in Abbildungen 8.8, 8.9 und 8.10 demonstriert.

Abbildung 8.8 zeigt dabei einmal die Rekonstruktion mit einem „normalen“ Faltungskern, d.h. auf einem der Pixelperiode von $6,7\mu\text{m}$ entsprechenden Raster, sowie eine Rekonstruktion auf einem doppelt so feinen Raster. Die feinere Rekonstruktion zeigt nicht nur die Unregelmäßigkeiten des Kristalls genauer, sondern das mit einem Pfeil markierte fadenförmig erscheinende Strukturelement ist in der normalen Rekonstruktion praktisch nicht erkennbar. Inwieweit die zentrale von einem Ring umgebene Struktur in Tafel b) (Pfeil) mit einer Größe von ca. $20\mu\text{m}$ ein als Keim dienender Tropfen ist, kann aufgrund der begrenzten Auflösung nicht sicher entschieden werden. Abbildung 8.9 zeigt, wie die feinere Rekonstruktion eine leicht verbesserte Lokalisierung von quasi punktförmig erscheinenden Objekten ermöglicht. Abbildung 8.10 zeigt zwei weitere Beispiele. In Tafel a) ist das ca. $40\mu\text{m}$ große Objekt aus Abbildung 7.15 nochmals dargestellt: einmal rekonstruiert mit dem „normalen“ Faltungskern und einmal mit dem verfeinerten Faltungskern. Während die normale Rekonstruktion völlig offen läßt, ob die Form des Objektes rund oder hexagonal ist, ist in der verfeinerten Rekonstruktion wie oben vermutet eine eckige Form erkennbar, bei der es sich um ein liegendes Hexagon zu handeln scheint. Der in Tafel b) dargestellte Kristall weist eine gewisse Ähnlichkeit mit dem in Abb. 8.8b) (Reihe 2, Spalte 3) abgebildeten auf; auch in der Rekonstruktion weist die Platte im Zentrum einen helleren Bereich von ca. 7 bis $10\mu\text{m}$ Größe auf, bei dem es sich möglicherweise um einen Tropfen handeln könnte; allerdings erscheint dieser Bereich in der Rekonstruktion eher etwas asymmetrisch, was eher gegen eine solche Interpretation spräche.

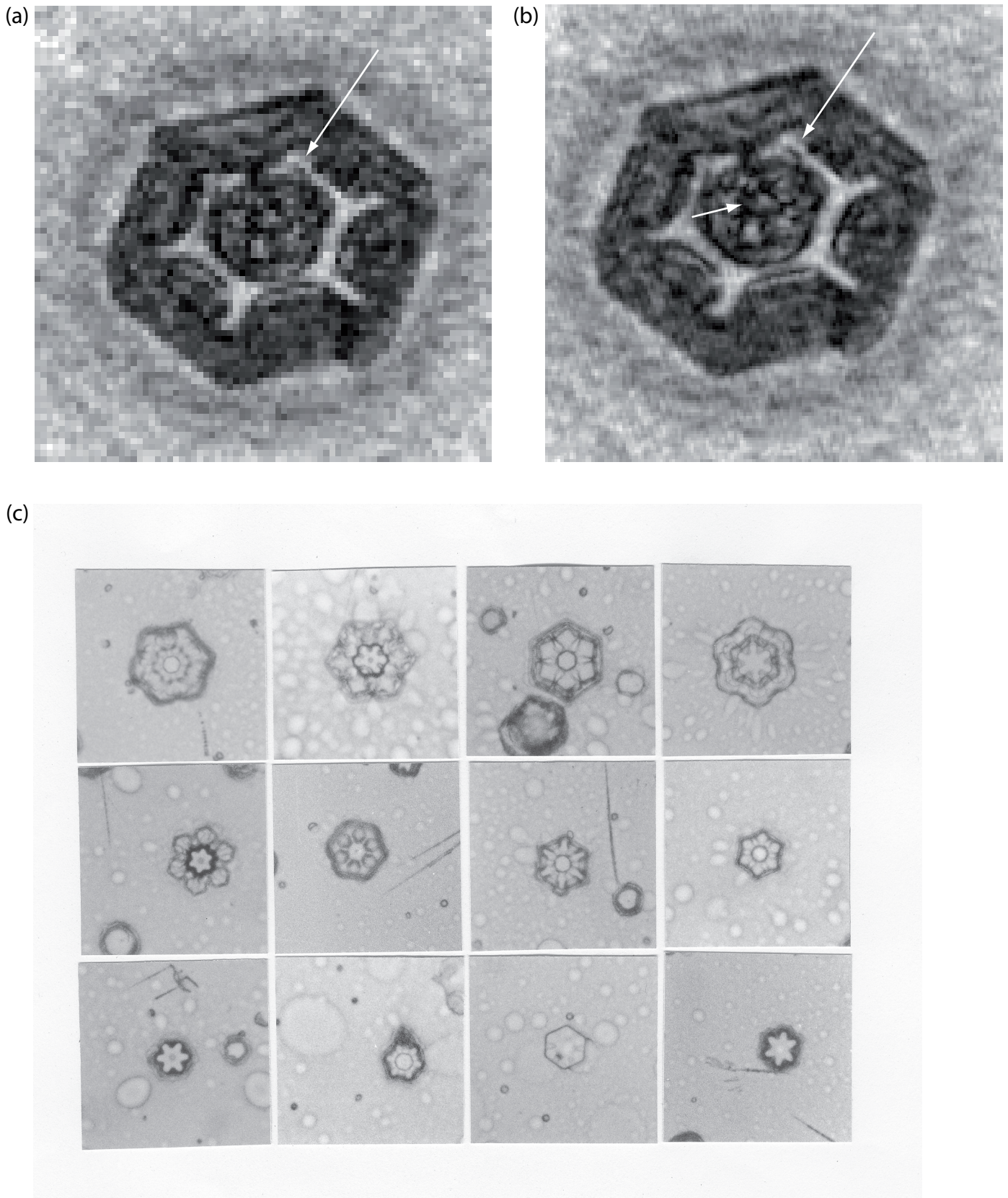


Abbildung 8.8: Beispiel für eine Rekonstruktion mit einem zweifach verfeinerten Faltungskern (d.h. einer Pixelgröße von $3,35\mu\text{m}$). Die Rekonstruktionentfernung beträgt $4,83\text{cm}$, die Seitenlänge der Bildausschnitte beträgt $500\mu\text{m}$: a) rekonstruierte Amplitude mit normalem Faltungskern, b) Rekonstruktion mit verfeinertem Faltungskern. Der lange Pfeil verweist auf eine in der Feinrekonstruktion deutlich besser zu erkennende, fadenförmige Struktur; c) Formvar-Abdrücke von im Labor entstandenen, (kleineren) Eiskristallen, mit einer Maximalgröße von ca. $100\mu\text{m}$ [118], bei denen die zentrale Struktur als gefrorener Tropfen interpretiert wird (Abbildung aus [118]). [1142876677_348]

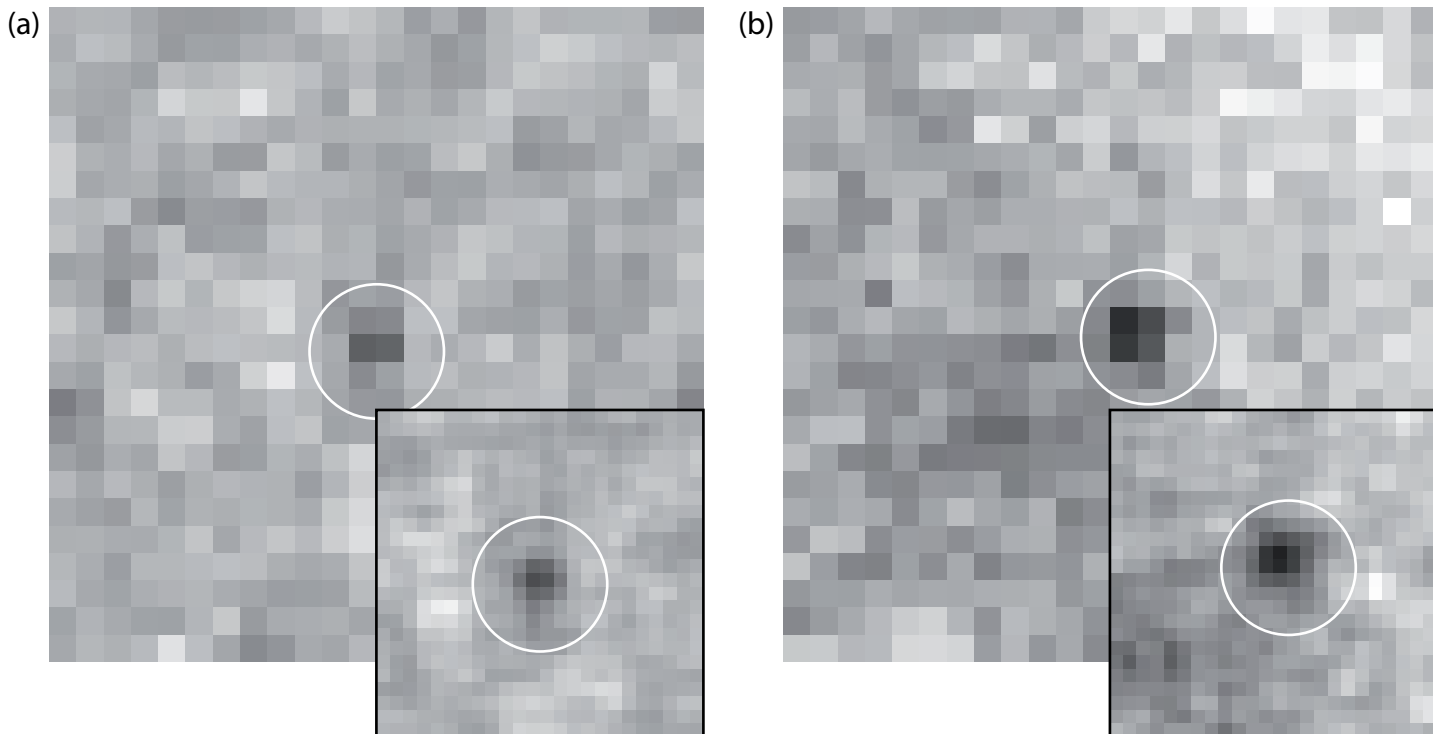


Abbildung 8.9: Beispiel für eine Rekonstruktion von „Punkt“-objekten mit einem zweifach verfeinerten Faltungskern (d.h. einer Pixelgröße von $3,35\mu\text{m}$). Die Rekonstruktionentfernung beträgt $4,83\text{cm}$, die Seitenlänge aller Bildausschnitte beträgt $160\mu\text{m}$. Die kleineren Ausschnitte entsprechen der Rekonstruktion mit dem verfeinerten Faltungskern. [1142876677_348]

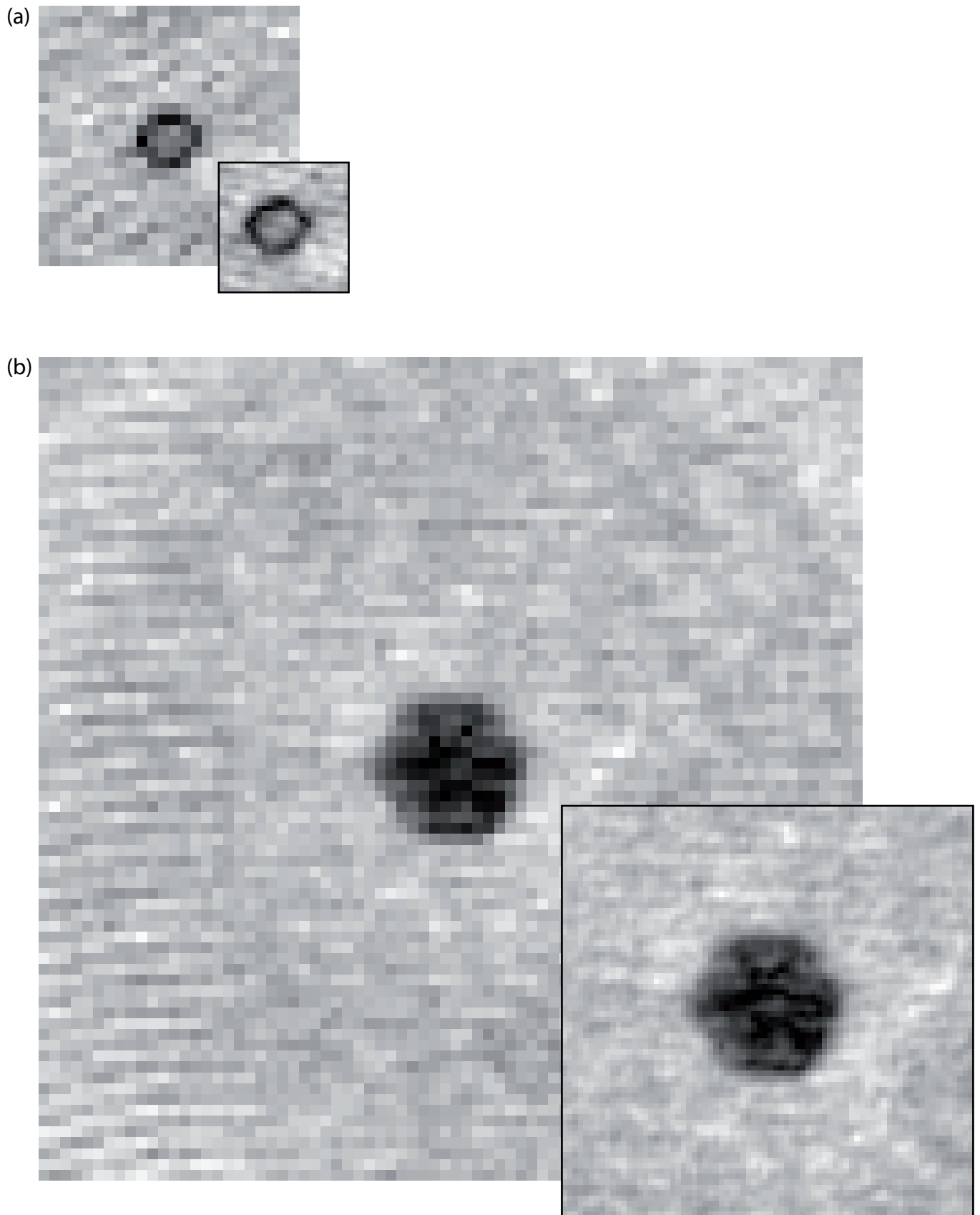


Abbildung 8.10: Weiteres Beispiel für eine Rekonstruktion mit einem zweifach verfeinerten Faltenkern (d.h. einer Pixelgröße von $3,35\mu\text{m}$). Die Rekonstruktionentfernung beträgt: a) $5,87\text{cm}$, die Seitenlänge der Bildausschnitte $160\mu\text{m}$; b) $6,05\text{cm}$, die Seitenlänge der Bildausschnitte $500\mu\text{m}$. Die kleineren Ausschnitte entsprechen der Rekonstruktion mit dem verfeinerten Faltenkern. [1142877203_741,1142876750_403]

Eine weitere Konsequenz der Verwendung kohärenter Beleuchtung ist das Vorliegen definierter Phasenbeziehungen, die sich zunächst natürlich in der Existenz der aufgenommenen Beugungsmuster ausdrückt. Einerseits können damit in der Rekonstruktion der Phase in der Objektebene verschiedene Bereiche direkt aufgrund verschiedener (mittlerer) Phasenwerte gegeneinander abgegrenzt werden, wie in Kapitel 4 ausgeführt wurde. Daneben wurden hier jedoch in den Rekonstruktionen der Objekte, die ja im Grunde Rekonstruktionen der der Kamera zugewandten Oberfläche darstellen (Kap. 2), in einigen Fällen Interferenzmuster beobachtet, wie Abbildungen 8.11, 8.12 und 8.13 illustrieren.

Abbildung 8.11 zeigt eine Zeitreihe von Rekonstruktionen eines Kristalls, der in einer Entfernung von 17,61cm auf einem der Strahlaustrittsfenster der optometrischen Einheit liegt. Die entsprechenden Hologramme wurden am 4. März 2006 zwischen ca. 19:17 Uhr und ca. 19:36 Uhr aufgenommen. Der zeitliche Abstand der hier rekonstruierten Hologramme beträgt jeweils ca. 105 Sekunden, insgesamt liegen Hologramme mit einem zeitlichen Abstand von ca. 11 Sekunden vor. Es ist zu beobachten, dass sich die Größe des Kristalls mit der Zeit langsam verringert. Obwohl das Fenster nicht direkt beheizt ist, liegt die Temperatur des Fensters aufgrund der Heizung der Grundplatte in der optometrischen Einheit also trotz thermischer Isolierung offensichtlich über der Umgebungstemperatur. Während des Schrumpfens des Kristalls zeigt sich unter anderen, dass sich innerhalb des Kristalls auf der dem Austrittsfenster zugewandten Seite Hohlräume befanden oder gebildet haben (Pfeile). Von eigentlichem Interesse sind hier jedoch die ausgeprägten Interferenzlinien, die in Abb. 8.12 noch einmal vergrößert dargestellt sind. Ihre Existenz ist deswegen bemerkenswert, weil sie nahelegen, daß aus ihnen hochaufgelöst Informationen über die Objektstärke oder -oberfläche gewonnen werden können. Grundsätzlich kommen drei einfache Erklärungen für das Entstehen der Interferenzstreifen in betracht, die alle darauf beruhen, dass hier eine Mehrfachreflexion in Art eines Etalons vorliegt: Zum Einen könnte sich an der Kristallunterseite ein flüssiger Film gebildet haben, der als Etalon wirkt, so dass man in der Rekonstruktion quasi diese Interferenzstreifen durch den Kristall hindurch sieht; zweitens könnte der Kristall selbst als Etalon wirken und die Interferenzstreifen das Resultat kristallinterner Reflexionen sein; drittens könnte der Kristall von einer flüssigen oder quasi-flüssigen Schicht überzogen sein, innerhalb der Mehrfachreflexionen stattfinden.

Im ersten Fall würde man eigentlich erwarten, dass der Film im Wesentlichen überall dieselbe Dicke aufweist, so daß die Interferenzen aufgrund des konstanten Winkels zwischen Kamera und Strahlaustrittsfenster ein Muster paralleler Streifen bilden sollten. Daher würde man auch nach der Passage durch den Kristall nicht die beobachteten, geschlossenen Kreislinien erwarten. Für den zweiten Fall läßt sich ein stehendes Wellenfeld im Inneren des Kristalls ohne Simulation nicht von vornherein ausschließen; allerdings spricht die Beobachtung dagegen, dass sich das Interferenzmuster auch außerhalb der scharfen Grenzen des Kristalls noch fortsetzt (Pfeile). Damit ist die letzte Erklärung am wahrscheinlichsten, dass die Interferenzstreifen durch ein stehendes Lichtfeld innerhalb einer den Kristall bedeckenden Schicht verursacht werden; dafür spricht auch, dass die Form (d.h.: Breite) der einzelnen Streifen sich zeitlich kaum ändert, entsprechend der Annahme einer Schicht gleichbleibender Dicke; in diesem Fall wäre der Abstand der Interferenzstreifen als Konsequenz der lokalen Steigung zu deuten, so dass die geschlossenen Interferenzstreifen letztlich als Isolinien gleicher Neigung der Kristalloberfläche anzusprechen sind. Dabei liegt die Vermutung nahe, dass es sich dabei um eine quasi-flüssige Schicht handelt, die bei Temperaturen um den Gefrierpunkt Dicken von mehr als 100nm besitzt [116], wenn man also lokal eine entsprechend hohe Temperatur annimmt (die gemessene mittlere Lufttemperatur lag zwischen $-7,3^{\circ}\text{C}$ und $-8,2^{\circ}\text{C}$, die mittlere relative Feuchte bei 95% bis 100%). Weiterhin

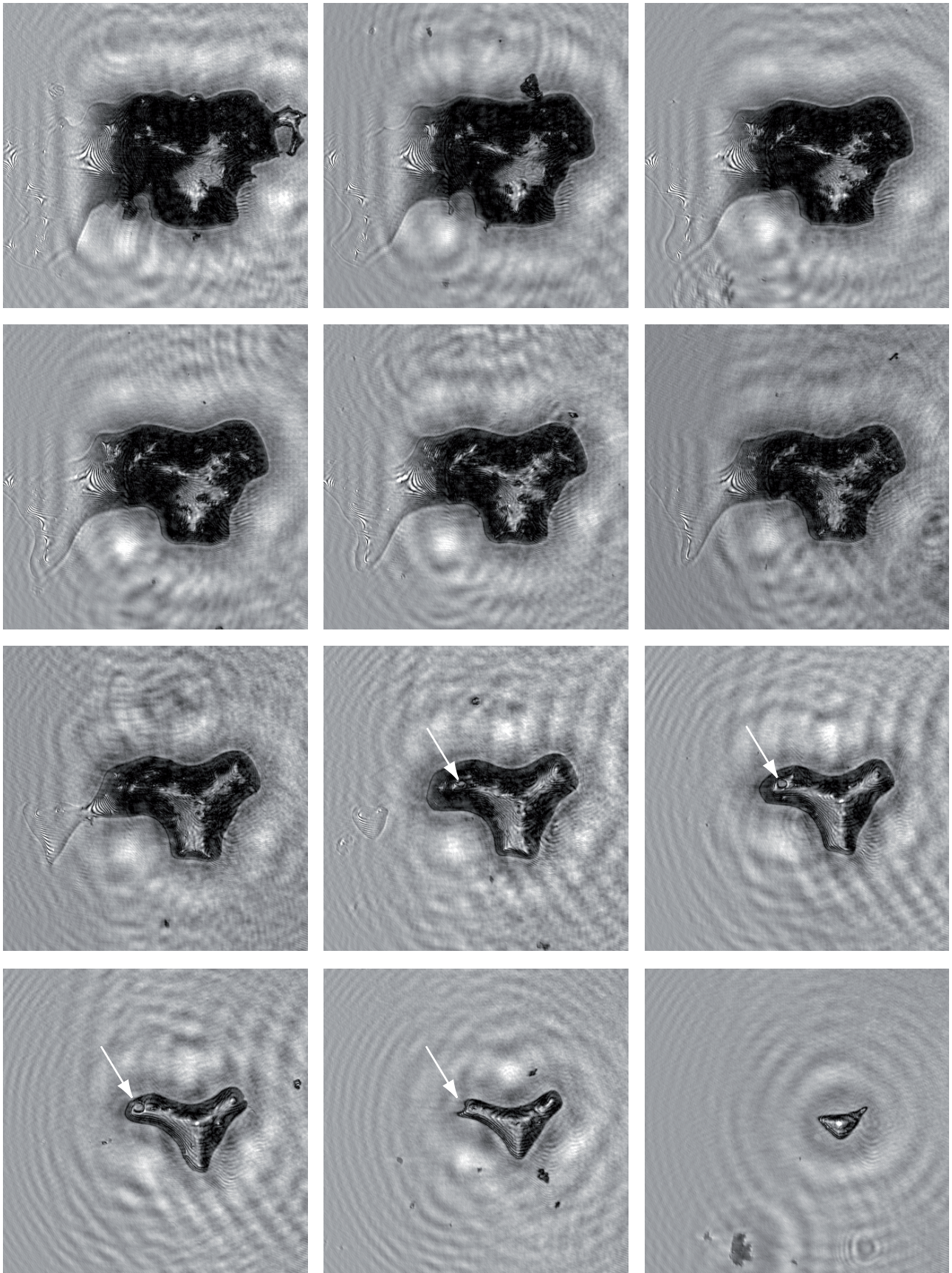


Abbildung 8.11: Rekonstruktion einer Zeitreihe von Hologrammen eines auf dem Strahlaustrittsfenster liegenden Kristalls mit einem zeitlichen Abstand von jeweils ca. 105s, die Seitenlänge der Ausschnitte beträgt 3mm. [1141496197ff.]

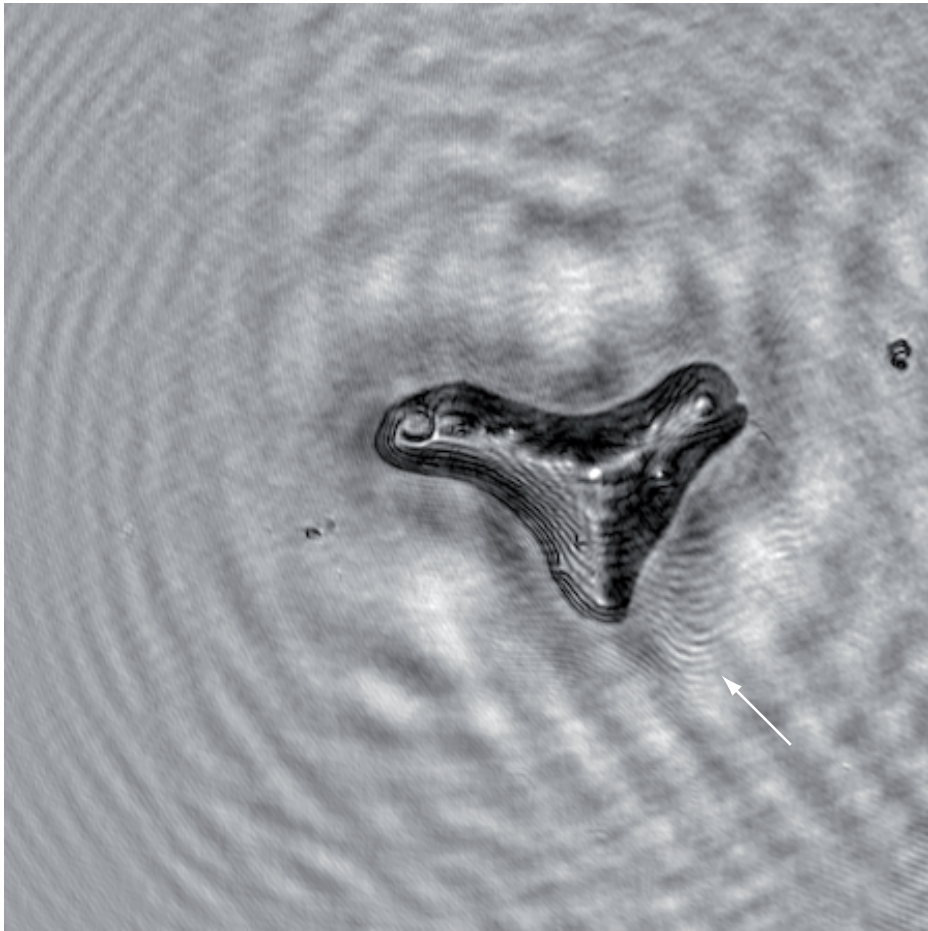


Abbildung 8.12: Einzelbild aus Abb. 8.11.

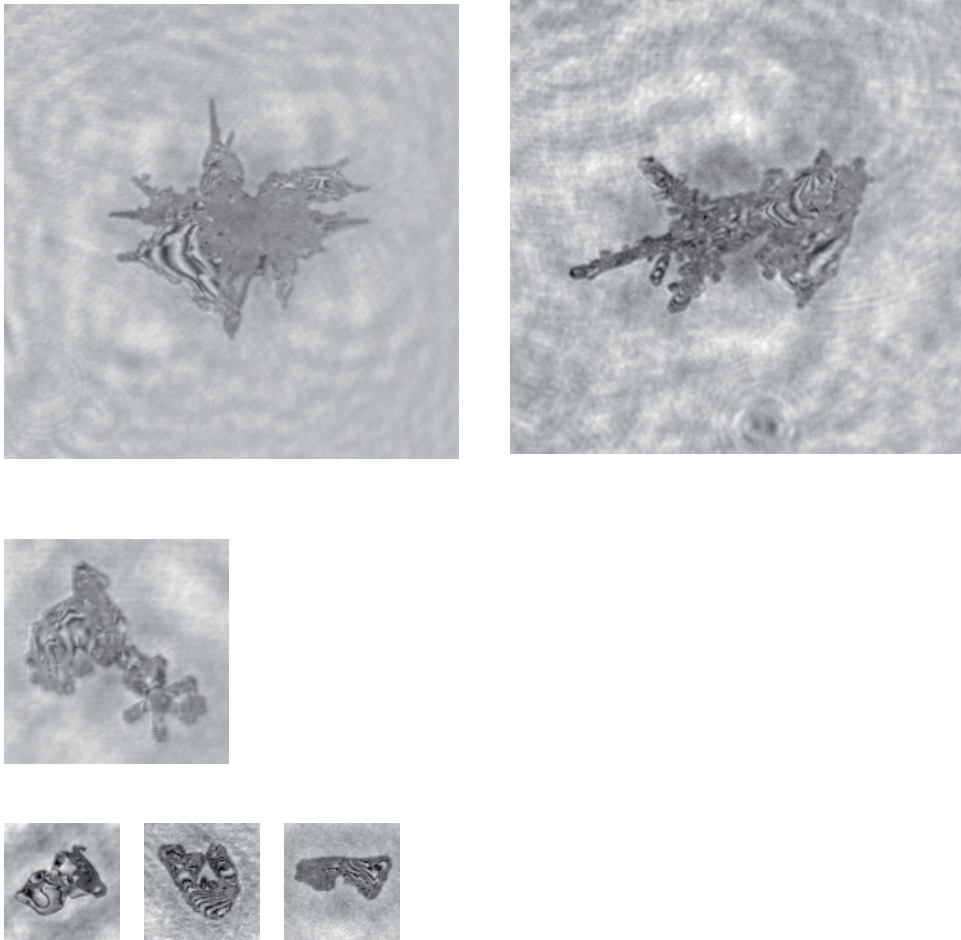


Abbildung 8.13: Beispiele für in den Rekonstruktionen luftgetragener Kristalle beobachtbare Interferenzmuster.

konnten jedoch auch bei frei luftgetragenen Eiskristallen Interferenzmuster beobachtet werden, die teilweise ebenfalls die Form dünner Linien hatten, teilweise jedoch auch breit mit einem deutlich erkennbaren Amplitudenverlauf waren, siehe Abb. 8.13. Ohne Simulation des Strahlungsfeldes innerhalb der Kristalle kann letztlich nicht abschließend entschieden werden, ob die Interferenzmuster auf kristallinterne Reflexionen zurückgehen oder auf eine (quasi-)flüssige Schicht an der Oberfläche. Mit Blick auf das vorher Gesagte erscheint es allerdings zumindest im Fall der schmalen, strichförmigen Interferenzstreifen plausibel, dass hier tatsächlich eine Beobachtung einer (quasi-)flüssigen Schicht vorliegt.

Abseits der Möglichkeiten im Rahmen der holographischen Rekonstruktion bietet die hier verwendete kohärente Beleuchtung noch einen weiteren Meßansatz. Abbildung 8.14a) zeigt ein Hologramm, das durch Niederschlag auf dem optischen Fenster massiv beeinträchtigt ist, so daß man zunächst kaum verwertbare Information erwarten würde. Betrachtet man jedoch das Spektrum des Hologramms (Abb. 8.14b), zeigt sich eine deutliche, aus konzentrischen Ringen bestehende Signatur. In der Form erinnert sie stark an das Beugungsmuster eines punkt- oder kreisförmigen Teilchens bzw. dessen Fouriertransformierte. Das Beugungsmuster bzw. dessen Fouriertransformierte hängt im Wesentlichen von der Teilchengröße und der Entfernung ab. Wenn es sich dabei um die Beugungsmuster von in der Tiefe des ganzen Meßvolumen verteilten Teilchen handeln würde, würde man eine noch stärkere Verwaschenheit der Signatur erwarten (eine laterale Verschiebung drückt sich dagegen bekanntlich nur in einem Phasenfaktor aus, ohne das Spektrum zu beeinflussen); daher erscheint es naheliegend, dass die deutliche Signatur auf Teilchen zurückgeht, die sich in einer Ebene, d.h. auf dem optischen Fenster des Instruments befinden. Rekonstruiert man die Ebene des optischen Fensters (Abb. 8.14c), zeigt sich eine Bedeckung mit sehr kleinen Teilchen sowie größeren Strukturen, die Agglomerate der kleinen Teilchen zu sein scheinen. Vermutlich handelt es sich hier um unterkühlte Tröpfchen, die bei Auftreffen aus das unbeheizte Fenster gefroren und haften blieben. Bei genauer Kenntnis der Entfernung könnte man also im Prinzip beispielsweise durch Anpassen simulierter Beugungsmuster bzw. deren Fouriertransformierter auf die Größe der Teilchen schließen. Dabei kann man davon ausgehen, dass die beobachtete Fouriersignatur dem Maximum der Größen-Anzahl-Verteilung entspricht, wobei die „Schärfe“ der Signatur ein Maß für die Schärfe des Maximums ist. Damit würde sich dieses Verfahren z.B. zur Anwendung auf Impaktoren anwenden, um bei hinreichend großer Teilchenzahl sehr schnell und positionsunabhängig (in der Impaktorebene) das Maximum der Größenverteilung zu bestimmen.

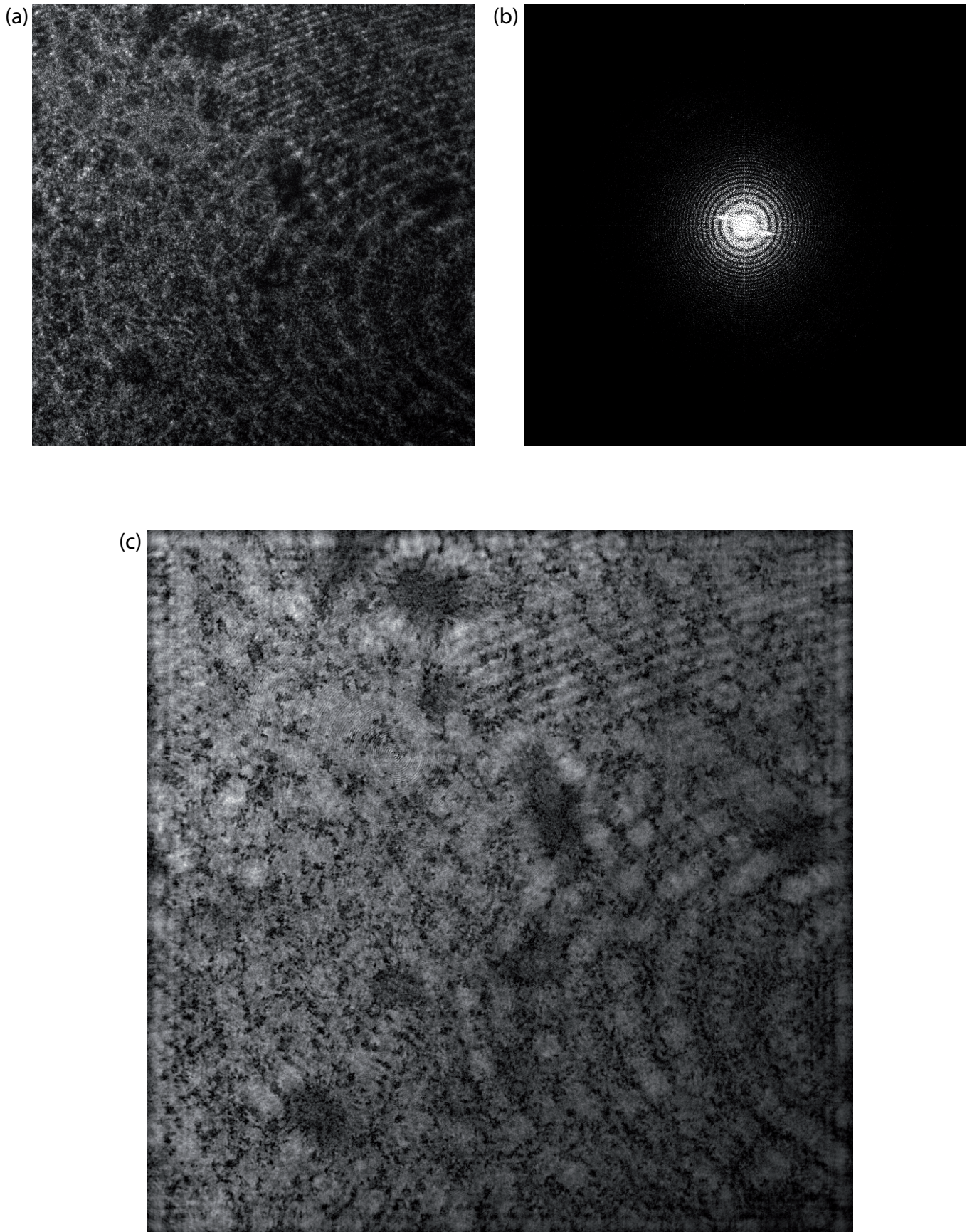


Abbildung 8.14: Im Hologramm enthaltene Informationen: a) Hologramm, b) Fouriertransformierte des Hologramms, c) Rekonstruktion bei einer Entfernung von 0,397m. [1140973617_60]

Kapitel 9

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein transportables, für bodengebundene Feldmessungen geeignetes System zur digital-holographischen Abbildung luftgetragener Teilchen eigenständig entwickelt und konstruiert. In der gegenwärtigen Entwicklungsstufe besitzt es ein Meßvolumen pro Aufnahme von ca. $2 \times 12,7 \text{ cm}^3$ mit einer Bildrate von ca. 12Hz bzw. ca. 24Hz (je nach Anzahl der angeschlossenen Kameras). Es ist, abhängig von der Tiefenposition im Meßvolumen, geeignet zur direkten Bestimmung der Größe der Teilchen und der Form von Teilchen mit einer Größe $> \text{ca. } 100 \mu\text{m}$ bis in den Millimeterbereich, wobei die konkrete Auflösung von der Position der Teilchen im Meßvolumen, insbesondere der Tiefenposition, abhängt. Das Gerät verfügt über Möglichkeiten sowohl der Beheizung als auch der passiven und aktiven Kühlung, so daß es im Feldversuch in einem Temperaturbereich von ca. -30°C bis $>25^\circ\text{C}$ erfolgreich eingesetzt werden konnte. Die Neuentwicklung des Instrumentes umfaßte dabei weiterhin die erfolgreiche Entwicklung und Implementierung eines Algorithmus' zur Steuerung des Instrumentes.

Ein Hauptproblem der *Inline*-Holographie, das die Interpretation der rekonstruierten Abbildungen erschwert, ist die Überlagerung durch das sogenannte Zwillingsbild, dessen Existenz auf dem Verlust der Phaseninformation bei der Aufnahme des Hologramms beruht. Es konnte ein Verfahren entwickelt werden, das mithilfe eines iterativen Ansatzes und einer adaptiven Maske für isolierte Objekte die Rückgewinnung der Phaseninformation und damit die Beseitigung des Zwillingsbildes erlaubt [22]. Es konnte demonstriert werden, dass die Entfernung des Zwillingsbildes unter bestimmten Umständen vorher nicht oder kaum sichtbare Objektdetails sichtbar macht. Es wurde darauf hingewiesen, dass andererseits auf das aufwendige Verfahren verzichtet werden zu können scheint, wenn geringe Fresnel-Zahlen bzw. von vornherein kaum Objektstrukturen vorliegen.

Weiterhin wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit mithilfe von Simulationen die Auswirkungen verschiedener Beschränkungen der digitalen Holographie untersucht und diskutiert, wie der endlichen Pixelgröße, der endlichen Pixelperiode, der endlichen Ausdehnung des Bildsensors und der Quantisierung der aufgezeichneten Intensitätswerte. Dabei wurden Effekte wie die durch die endliche Hologrammausdehnung begrenzte Auflösung, Aliasbildung, Integrationseffekt und ihre Berücksichtigung für die Erstellung eines geeigneten Faltungskernes für die numerische Rekonstruktion diskutiert. Es wurde als neue Größe das „Nyquist-Verhältnis“ eingeführt, das angibt, ob der Nyquistradius des Faltungskernes größer ist als die Seitenlänge des Bildsensors. Es konnte demonstriert werden, dass die Sichtbarkeit reiner Phasenobjekte bzw. ihrer Konturen in Abbildungen der *Amplitude* des Lichtfeldes als Folge einer Phasenkon-

trastabbildung infolge der endlichen Auflösung erklärt werden kann. Eine Untersuchung der Auswirkung der Quantisierung der Intensitätswerte in der Aufnahme legte nahe, daß sie keine problematische Einschränkung darstellen sollte, und daß die Detektionsgrenze ideal opaker Objekte als ungefähr der Größe der Sensorelemente entsprechend, unter idealen Bedingungen sogar deutlich darunter abgeschätzt werden kann, wobei jedoch die Objekteigenschaften (z.B. Opazität) ausschlaggebend sind. Es wurde weiterhin darauf hingewiesen und in Simulationen gezeigt, dass bei genauer Kenntnis des Faltungskernes, selbst wenn er begrenzt ist und keine hohen Raumfrequenzen enthält, durch eine im Rahmen der vorliegenden Arbeit beschriebene Inversion theoretisch eine beliebig genaue Abbildung mit Supra-Auflösung möglich ist. Ebenso wurde durch Simulationen gezeigt, dass in den Rekonstruktionen der digitalen Holographie in gewissen Grenzen eine Verbesserung der Bildauflösung erzielt werden kann, wenn ein feineres Raster unterhalb der eigentlichen Größe der Bildelemente verwendet wird.

Die geeignete Darstellung der dreidimensionalen Ortsinformation stellt in der digitalen Holographie ein besonderes Problem dar, da anders als in der analogen Holographie das dreidimensionale Wellenfeld nicht physikalisch rekonstruiert wird und betrachtet werden kann. Zur Lösung dieses Problems wurde ein Verfahren entwickelt und implementiert, das die stereoskopische, vergrößerte Darstellung des numerisch rekonstruierten Meßvolumens ermöglicht und damit einen „echt“ dreidimensionalen Eindruck erlaubt [23].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde weiterhin ein Algorithmus zur automatisierten Bildverbesserung durch eine geeignete Normalisierung und zur semi-automatischen Entfernungsbestimmung großer Objekte entwickelt. Implementiert wurde er in der Sprache C++ im Rahmen eines neu entwickelten, umfangreichen Programmes. Das Programm geht über ein reines Rekonstruktionsprogramm hinaus und bietet neben der Möglichkeit zur Normalisierung, Entfernungsbestimmung, automatischen und manuellen Rekonstruktion bei verschiedenen Auflösungen und der Erstellung stereoskopischer 3D-Ansichten des Meßvolumens zahlreiche Möglichkeiten zur Darstellung, Bearbeitung und Speicherung der rekonstruierten Abbildungen, beispielsweise zur anschließenden Analyse mittels kommerzieller Programme. Damit steht ein funktionsfähiges Komplettsystem zur bodengebundenen digitalen Holographie luftgetragener Objekte *in situ* zur Verfügung, bestehend aus einem feldtauglichen Aufnahmesystem, einem Steuerprogramm und einem umfassenden Programm zur Bildrekonstruktion und -darstellung und zur einfachen Bildanalyse. Es wurde jedoch auf die Notwendigkeit einer Effizienzsteigerung der Rekonstruktion zur Verringerung des beträchtlichen Zeit- und Rechenaufwandes hingewiesen. Eine Möglichkeit zur intrinsischen Effizienzsteigerung der Bestimmung der Tiefenposition durch die Berechnung winkelgemittelter Profile wurde vorgestellt. Technisch ist eine massive Parallelisierung der Berechnungen erforderlich, beispielsweise durch die Verwendung programmierbarer Graphikkarten. Das neu entwickelte Programm zur Rekonstruktion wurde durch eine erste Umgestaltung des Algorithmus zur Schnellen Fouriertransformation bereits auf eine entsprechende Weiterentwicklung des Programmtextes vorbereitet.

Beispielhaft wurden für den 20. März 2006 sämtliche Hologramme normalisiert und rekonstruiert, die deutlich sichtbare Beugungsmuster von Objekten im Meßvolumen enthalten, sowie für den 9. Dezember 2006 eine Auswahl von Hologrammen. Dabei wurde festgestellt, dass insbesondere für den 20. März, der durch variable mittlere relative Feuchten/Eisübersättigungen und Temperaturen und das Vorhandensein gemischtphasiger Wolken gekennzeichnet war, ein hoher Anteil an irregulären Kristallformen vorlag, der zum Teil durch massive Bereifung verursacht war, und dass nicht eindeutig von den gemessenen mittleren Bedingungen zur Zeit der Aufnahme auf die vorliegenden Kristallformen geschlossen werden konnte, wengleich eine hohe

Eisübersättigung erwartungsgemäß mit einer hohen Zahl beobachteter Eiskristalle einherging. Entgegen der Erwartung wurden jedoch auch in Zeiträumen mit eisuntersättigten Bedingungen Objekte bis hinunter in den 10...20 μ m-Bereich beobachtet. Als mögliche Erklärungen wurden Aufwirbelungen liegender Eiskristalle, eine noch im Prozeß befindliche Verdampfung und eine zu grobe Messung der Umgebungsbedingungen vorgeschlagen. Für den 9. Dezember 2006 mit weniger variablen und wasseruntersättigten Bedingungen vor und während des Beobachtungszeitraumes ergab sich dagegen nur ein sehr geringer Bereifungsgrad und eine relativ gute Übereinstimmung der beobachteten Kristallformen mit den nach den gemessenen und errechneten Umgebungsbedingungen erwarteten.

Es wurden verschiedene Einzelbeobachtungen vorgestellt. Unter anderem konnte eine Rekonstruktion durch den Vergleich mit von dritter Seite zur Verfügung gestellten Laboraufnahmen als während des Kontaktgefrierens aufgeplatzter, großer Wolkentropfen angesprochen werden und zerbrochene Eiskristalle als Beispiele potentieller Beiträge zur sogenannten „Eisvervielfachung“ dargestellt werden. Weiterhin konnte in Anwendung der vorher entwickelten Theorie des „Phasenrandeffektes“ ein Objekt von ca. 40 μ m Größe als Eisplättchen identifiziert werden. Bezüglich der Anwendung der Holographie, speziell der digitalen Holographie, im Bereich der Atmosphärenforschung, ergibt sich für den Autor der vorliegenden Arbeit zusammenfassend ein differenziertes Bild.

Trotz gewisser Nachteile der digitalen gegenüber der analogen Holographie hinsichtlich Größe des Meßvolumens und optischer Auflösung scheint die Entwicklung einfach verwendbarer, autarker, robuster und standardmäßig einsetzbarer Meßinstrumente praktisch nur mit Hilfe der digitalen Holographie möglich. Grund ist die Verwendung digitaler Bildsensoren statt photochemischen Films, die nicht nur experimentelle Unsicherheiten teilweise ausschaltet und eine hohe Reproduzierbarkeit der Aufnahmebedingungen gewährleistet, sondern auch die Verwendung sehr kleiner Lasersysteme (Laserkopf mit der Grundfläche eines Taschenrechners) mit geringen Stromverbrauch erlaubt.

Im Vergleich mit momentanen Standardinstrumenten (z.B. CIP, CPI, 2DS, VIPS), die auf die qualitative oder quantitative photographische Abbildung einzelner Objekte zielen, ergeben sich je nach Anwendung jedoch deutliche Nachteile. Größter Nachteil der digitalen Holographie gegenüber den photographisch abbildenden Verfahren, ist die Notwendigkeit der aufwendigen numerischen Rekonstruktion¹. Dadurch muß ein extrem hoher, mit der Größe des Bildes/Anzahl/Verringerung der Größe der Bildpunkte steigender, rechnerischer Aufwand zum Erreichen eines vergleichbaren Ergebnisses getrieben werden, d.h. um eine scharfe Abbildung hinreichend großer Objekte zu erhalten. Das Bild kann, abgesehen vom Wegfall von Linseneffekten, naturgemäß nicht besser sein als eine Photographie, sofern gleiche Bildsensoren, Wellenlängen und numerische Aperturen vorliegen. Durch die Verwendung kohärenter Beleuchtung ist das Bild unter Umständen sogar notwendigerweise schlechter, insbesondere wenn ein ausgeprägtes Zwillingsbild präsent ist. Tatsächlich scheint im Fall eines kommerziell erhältlichen Gerätes (CPI) bewußt von der digitalen Holographie zur inkohärenten digitalen Photographie übergegangen worden zu sein [17, 18]. Während das Problem der für eine kontinuierliche Messung zu geringen Bildrate zweidimensionaler Bildsensoren digitale Holographie und z.B. CPI gemeinsam haben, ist ein Vorteil der Holographie, dass sich das Objekt zum Zeitpunkt der Aufnahme nicht in einer bestimmten (abzubildenden) Ebene befinden muß, da das scharfe Bild ohnehin erst im Nachhinein berechnet wird. Dieses Problem der unscharfen Aufnahme wird

¹Dem entspricht in der analogen Holographie die Digitalisierung des optisch rekonstruierten Meßvolumens.

jedoch durch Impaktorverfahren in der Tradition der Replikatoren (VIPS, *video ice particle sampler*) deutlich einfacher gelöst, in denen Teilchen auf einem beschichteten Endlosband aufgesammelt und möglichst zeitnah auf dem Band photographiert werden. Derartige Video- oder Photoimpaktoren erlauben daher mit offenbar hoher Detektionseffizienz eine robuste, kontinuierliche und dennoch innerhalb gewisser Grenzen zeitaufgelöste Abbildung insbesondere von starren Teilchen, die (und sofern sie) ihre Form beim Aufprall und danach nicht ändern.

Es scheint daher, dass hier die Verwendung der Holographie in der ursprünglichen Absicht, zur Abbildung einzelner Partikel mithilfe der kleinvolumigen digitalen Holographie, sowie generell im Rahmen „klassischer“ Anwendungen wie dem Erstellen von umfassenden Größen- und Formverteilungen auf der Grundlage zweidimensionaler Abbildungen nicht sinnvoll erscheint. Herkömmliche photographische Geräte, insbesondere Videoimpaktoren, scheinen hier mit wesentlich geringerem Aufwand vergleichbare oder sogar deutlich bessere Ergebnisse zu erzielen. Sie durch holographische Meßinstrumente zu ersetzen, erscheint in diesem Zusammenhang daher nicht gerechtfertigt.

Durch die Verfügbarkeit der Beugungsbilder optisch nicht aufgelöster Objekte, kann andererseits die digitale Holographie eine Art Doppelfunktion ausüben, indem sie einerseits die direkte Formbestimmung hinreichend großer Objekte wie in photographischen Verfahren ermöglicht, und andererseits auch aus den Beugungsbildern von Objekten z.T. die Bestimmung der Form oder Symmetrie ohne die Notwendigkeit einer expliziten Rekonstruktion ermöglicht, ähnlich dem „SID“. Allerdings wäre für diese Anwendung eine Vergrößerung der Sensorfläche bei Verringerung der Pixelperiode sinnvoll.

Darüber hinaus muß jedoch hinterfragt werden, wie sehr „klassische“, d.h. übliche und weit verbreitete Fragestellungen vielleicht unbewußt durch die Eigenarten und Begrenzungen „klassischer“, d.h. üblicher und weit verbreiteter Meßinstrumente diktiert oder geformt sind. Unter diesem Aspekt könnte die digitale Holographie unter Umständen Anlaß zur Neuentwicklung oder Wiederentdeckung von Fragestellungen bieten, deren Untersuchung nur durch die Spezifika der Holographie möglich wird. Wesentliches Spezifikum der Holographie ist die gezielte Verwendung kohärenter Beleuchtung. Daraus abgeleitete Besonderheiten sind beispielsweise die Bestimmbarkeit der dreidimensionalen Position von Objekten im Raum, die (unter bestimmten Umständen mögliche) Bestimmbarkeit der Lage/Neigung der Objekte anhand einer einzelnen Ansicht² und die prinzipielle Meßbarkeit der durch die Objekte verursachten Phasenverschiebung des transmittierten Lichtes (vgl. Abb. 4.11).

Der ortsaufgelöste Zugang zur Phase des Lichtfeldes zum Zeitpunkt der Aufnahme könnte z.B. bei Kenntnis der Objekt- oder Schichtdicke zur Bestimmung des Brechungsindex³, bzw. bei Kenntnis des Brechungsindex³ zur Bestimmung der Objekt- oder Schichtdicke verwendet werden. Allerdings gilt dabei, dass die Phase nur modulo 2π bestimmt werden kann, so daß nur Objektdicken eindeutig bestimmbar sind, die kleiner als die Wellenlänge des verwendeten Lichts sind. Falls nicht beispielsweise mehrere Wellenlängen zur Synthetisierung einer deutlich größeren Wellenlänge verwendet werden, bedeutet das bei der Verwendung sichtbaren Lichtes eine Beschränkung auf Objekt- oder Schichtdicken im Bereich einiger hundert Nanometer. Für die Entwicklung eines entsprechenden Meßinstrumentes wäre, auch mit Blick auf die typischerweise ohnehin im Mikrometerbereich liegende Auflösung, daher vielleicht zumindest die Verwendung langwelliger Laser im Infrarotbereich sinnvoll. In jedem Fall würde eine standardmäßige Imple-

²Dies gilt insbesondere für große, flache nicht zu weit entfernte Objekte, bei denen die verschiedenen Teile des Objektes bei verschiedenen Entfernungen scharf erscheinen.

mentierung der digitalen Holographie eine deutliche Effizienzsteigerung bei der Berechnung der numerischen Rekonstruktion erfordern.

Der Zugang zur dreidimensionalen Ortsinformation kann, wie bereits in frühen Anwendungen der analogen Holographie vorgeschlagen und oben gezeigt, für die Untersuchung der relativen Abstände der Objekte im Meßvolumen verwendet werden [9, 119]. Allerdings zeigte die beispielhafte Durchführung einer solchen Abstandsbestimmung, dass die aufgrund der geringen Sensorgröße geringe Größe des für kleine Objekte zur Verfügung stehenden Meßvolumens und Randeffekte die Beobachtung statistisch signifikanter Mengen von Objekten auf der Grundlage einzelner Hologramme erschweren.

Als weitere Besonderheit der digitalen Holographie wurde die Möglichkeit demonstriert, auch Objektinformationen außerhalb des durch die Sensorgröße im Querschnitt begrenzten, geometrischen Meßvolumens zu rekonstruieren. Auf diese Weise konnten vollständige Objektgrenzen auch dann rekonstruiert werden, wenn das Objekt teilweise oder ganz außerhalb des geometrischen Meßvolumens lag. Weiterhin wurde die zunächst in Simulationen demonstrierte Sub-Bildelementrekonstruktion auf reale Hologramme angewandt. Dabei konnte gezeigt werden, dass für geringe Rekonstruktionsefernungen, bei denen die durch die Apertur gegebene optische Auflösung besser als die Pixelperiode war, einerseits quasi-punktförmige Objekte genauer lokalisiert, aber auch bei ausgedehnten Objekten teilweise zusätzliche Informationen gewonnen werden können.

Weiterhin konnten im Rahmen der vorliegenden Arbeit sowohl bei einem auf einem optischen Fenster befindlichen Kristall Interferenzmuster beobachtet und zeitlich verfolgt werden, als auch bei frei luftgetragenen Kristallen Interferenzmuster beobachtet werden, die sich über den ganzen Kristall oder Teile des Kristalls erstreckten. Im Fall des auf dem Fenster befindlichen Fensters konnte argumentiert werden, dass die Interferenzmuster sehr wahrscheinlich durch eine den Kristall bedeckende Schicht verursacht wurde, und daß die Interferenzstreifen Informationen über die lokale Neigung der Kristalloberfläche darstellen. Im Fall der frei luftgetragenen Kristalle erscheint ohne weitere Simulationen zunächst sowohl kristallinterne Reflexion als auch die Existenz einer (quasi-)flüssigen Schicht als Erklärung möglich, wobei argumentiert wurde, dass zumindest sehr schmale Interferenzstreifen in Analogie zu dem Fall des auf dem Fenster beobachteten Kristalls eventuell als Hinweise auf eine derartige Schicht interpretiert werden können.

Kapitel 10

Appendix A

Die folgenden Veröffentlichungen sind im Rahmen der vorliegenden Arbeit entstanden. Die in Fachzeitschriften mit Gutachtersystem erschienenen Artikel sind im Anhang wiedergegeben.

10.1 Konferenzbeiträge

S. M. F. Raupach, J. Curtius, H.-J. Vössing und S. Borrmann: *Digital in situ holography of atmospheric ice particles on the Jungfrauoch*, Top of Science, Interlaken (2006) (Poster)

S. M. F. Raupach, J. Curtius, H.-J. Vössing und S. Borrmann: *Groundbased digital in situ holography of large airborne particles in clouds at the alpine site Jungfrauoch*, General Assembly of the European Geosciences Union, Wien (2007) (Poster)

S. M. F. Raupach, J. Curtius, H.-J. Vössing und S. Borrmann: *In situ measurements of large atmospheric particles in mid-altitude clouds using digital holography*, European Aerosol Conference, Salzburg (2007) (Vortrag)

S. M. F. Raupach und S. Borrmann: *In situ imaging of airborne ice crystals using digital holography*, International Conference on Space Optics, Toulouse (2008) (Poster und Konferenzbeitrag)

10.2 Begutachtete Artikel

S. M. F. Raupach, H.-J. Vössing, J. Curtius und S. Borrmann: *Digital crossed-beam holography for in-situ imaging of atmospheric particles*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **8**, 796-806 (2006)

S. M. F. Raupach: *A cascaded adaptive mask algorithm for twin image removal and its application to digital holograms of ice crystals*, Appl. Opt. **48**, 287-301 (2009)

S. M. F. Raupach: *Stereoscopic 3D visualization of particle fields reconstructed from digital in-line holograms*, (zur Veröffentlichung angenommen, 2009)

10.3 Sonstiges

”Die Magie der weißen Flöckchen”, Fernsehbeitrag der Sendung ”Projekt Zukunft - Project Future”, ausgestrahlt von Deutsche Welle TV an Weihnachten 2006

Kapitel 11

Appendix B

Der Anhang mußte mit Blick auf die Veröffentlichungsrechte für diese Version gelöscht werden.

Kapitel 12

Appendix C

Der Anhang mußte mit Blick auf die Veröffentlichungsrechte für diese Version gelöscht werden.

Kapitel 13

Appendix D



(a)



(b)

Abbildung 13.1: Darstellung von Abb. 5.6 im RGB-Format zur Betrachtung am Bildschirm.

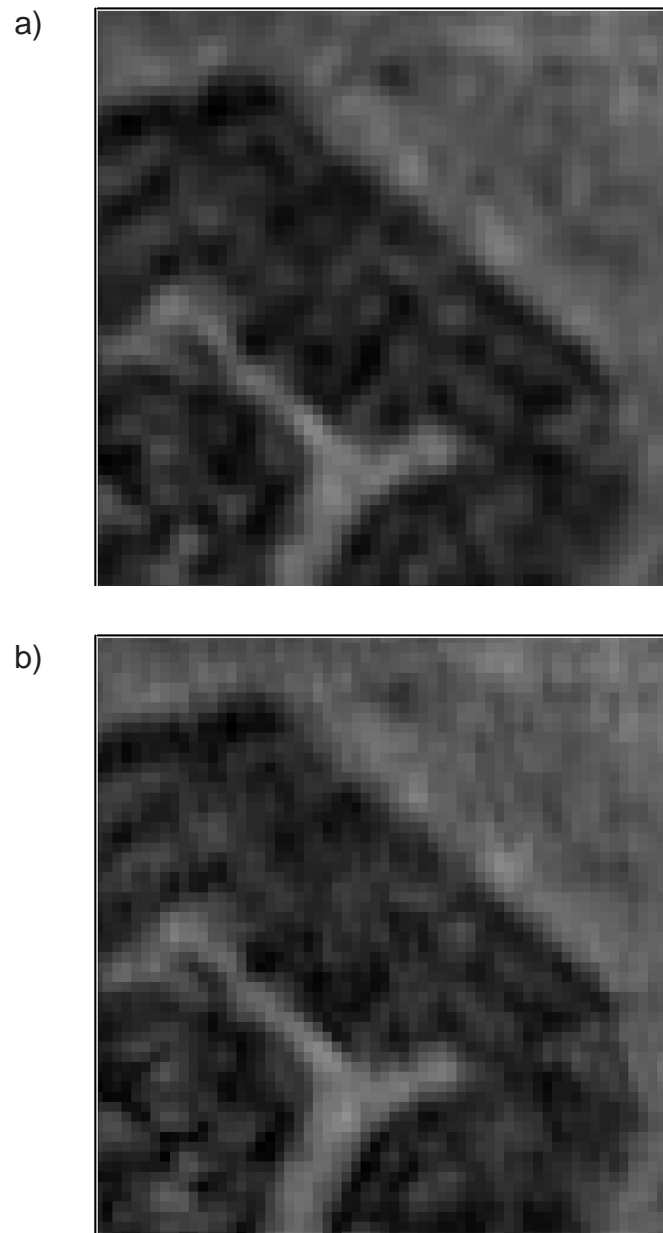


Abbildung 13.2: Sinc-Interpolation der rekonstruierten Amplitude ohne Verfeinerung des Faltungskernes (a) und Amplitudenrekonstruktion mithilfe eines zweifach verfeinerten Faltungskernes (vier Subpixel pro Ausgangspixel; b), die einen etwas besseren Kontrast zeigt.

Danksagungen

An erster Stelle möchte ich meiner ganzen Familie danken, die mich immer unterstützt und aufgefangen hat. Ganz besonders danken möchte ich meiner Frau Heike für Ihre Unterstützung, ihr Verständnis, ihren Pragmatismus und ihre sachliche Kritik, die mir immer eine große Hilfe war. Danken möchte ich auch meiner Mutter Krista, die nicht nur mit meinem Vater Manfred in einer glücklichen Kindheit die Grundlagen dieses Erfolgs gelegt hat, sondern uns immer tatkräftig und selbstlos unterstützt hat, sowie meinen Schwiegereltern Sigrun und Georg, die unserer kleinen Familie immer tatkräftig zur Seite standen.

Zahlreiche Personen haben direkt oder indirekt zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen, so daß die Danksagungen notwendigerweise unvollständig sind und ich mich bei allen entschuldige, die ich vergessen haben sollte (für diese Online-Version mußten auf Verlangen der Universitätsbibliothek aus Datenschutzgründen alle in der Druckversion genannten Namen gelöscht werden).

Insbesondere möchte ich J. C. danken, dass er während seiner Zeit in Mainz mit seiner ruhigen, vorausschauenden und klugen Art praktisch eine Mentorenfunktion für mich übernommen hat, ohne ihn wäre die vorliegende Arbeit so sicher nicht zustande gekommen. Danken möchte ich hier auch J. S. und F. D. vom Max-Planck-Institut für Ihre Unterstützung und Tipps im Großen und Kleinen. Mein Institusleiter S. B. hat mir stets freie Hand gelassen und mit großem Einsatz für die guten finanziellen Rahmenbedingungen gesorgt, die nicht nur unabdingbar für die Forschung sind, sondern auch ganz persönlich für das Familienleben eine kaum hoch genug zu schätzende Hilfe bedeuteten, wofür ich ihm herzlich danke. Zahlreiche weitere Mitarbeiter haben mich während der Zeit unterstützt (und meinen unaufgeräumten Schreibtisch ertragen), stellvertretend seien hier meine „Zimmernachbarn“ K. D. und M. S. genannt, sowie besonders auch dem Leiter des Windkanallabors für hilfreiche Diskussionen und Hinweise.

Es soll natürlich nicht versäumt werden, den mechanischen und elektronischen Werkstätten des Instituts für Physik der Atmosphäre und des Max-Planck-Institutes für Chemie für ihre hervorragende Arbeit (und ihre Geduld) zu danken, ohne ihre tatkräftige Unterstützung hätte das im Vorhergehenden beschriebene Meßinstrument nicht realisiert werden können. Danken möchte ich auch der Internationalen „Stiftung Hochalpine Forschungsstationen Jungfrauoch und Gornegrat“, für die freundliche Unterstützung und das Entgegenkommen (hier sind besonders die Sekretärin Frau L. W. und das Hausmeister-Ehepaar F. zu nennen), sowie für die unkomplizierte Ermöglichung der Feldtests. Ein besonderer Dank gilt dabei auch neben der mechanischen Werkstatt, die sich immer flexibel und hilfsbereit zeigte, Th. B. vom Max-Planck-Institut für seine wertvollen Hinweise, zuverlässige Hilfe (sei es bei der Einführung in „Inventor“ oder bei der Durchführung der „Privatkampagne“ auf dem Jungfrauoch im Dezember 2006) und seine wichtige Unterstützung besonders in der entscheidenden Anfangsphase, sowie E. L. von der elektronischen Werkstatt des Instituts für Physik der Atmosphäre für ihr ausgeprägtes Pflicht-

bewußtsein und ihren herausragenden Fleiß und Arbeitseinsatz.

Ein besonderer Dank gilt Pater Josef OCarm und seinen Mitbrüdern des Mainzer Karmel für die guten Wünsche, die Gastfreundschaft und die Tage, die ich im Juli 2009 bei und mit ihnen verbringen durfte.

Literaturverzeichnis

- [1] C. Magono und C. W. Lee: *Meteorological classification of natural snow crystals*, J. Fac. Sci. Hokkaido Univ. **7** 321-335 (1966)
- [2] R. G. Pinnick, D. M. Garvey und L. D. Duncan: *Calibration of Knollenberg FSSP light-scattering counters for measurement of cloud droplets*, J. Appl. Meteorol. **20**, 1049-1057 (1981)
- [3] P. H. Kaye, E. Hirst, R. S. Greenaway, Z. Ulanowski, E. Hesse, P. J. DeMott, C. Saunders und P. Connolly: *Classifying atmospheric ice crystals by spatial light scattering*, Opt. Lett. **13**, 1545-1547 (2008)
- [4] M. Wendisch: *Airborne Physical Measurements: Methods and Instruments*, Vorlesungsskript
- [5] P. B. MacCready und C. J. Todd: *Continuous particle sampler*, J. Appl. Meteorol. **3**, 450-460 (1964)
- [6] G. M. McFarquhar und A. J. Heymsfield: *Microphysical characteristics of three anvils sampled during the Central Equatorial Pacific Experiment*, J. Atmos. Res. **53**, 2401-2423 (1996)
- [7] D. Gabor: *Holography, 1948-1971* (Vorlesung anlässlich der Verleihung des Nobelpreises 1971)
- [8] B. A. Silverman, B. J. Thompson und J. H. Ward: *A Laser fog disdrometer*, J. Appl. Meteorol. **3**, 792-801 (1964)
- [9] B. J. Thompson, J. H. Ward und W. R. Zinky: *Application of hologram techniques for particle size analysis*, Appl. Opt. **6**, 519-526 (1967)
- [10] B. J. Thompson: *Holographic particle sizing techniques*, J. Phys. E.: Sci. Instr. **7**, 781-788 (1974)
- [11] J. D. Trolinger: *Airborne holography techniques for particle field analysis*, Annals New York Acad. Sci. **267** 448-459 (1976)
- [12] P. R. A. Brown: *Use of holography for airborne cloud physics measurements*, J. Atmos. Oceanic Technol. **6**, 293-306 (1989)

- [13] S. Borrmann und R. Jaenicke: *Application of microholography for ground-based in situ measurements in stratus cloud layers: a case study*, J. Atmos. Oceanic Technol. **10** 277-293 (1993)
- [14] E. M. Uhlig, S. Borrmann und R. Jaenicke: *Holographic in-situ measurements of the spatial droplet distribution in stratiform clouds*, Tellus **50**, 377-387 (1998)
- [15] R. Bexon, J. Gibbs und G. D. Bishop: *Automatic assesment of aerosol holograms*, J. Aerosol Sci. **7** 397-407 (1976)
- [16] U. Schnars und W. Jüptner: *Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction*, Appl. Opt. **33** 179-181 (1994)
- [17] R. P. Lawson und R. H. Cormack: *Theoretical design and preliminary tests of two new particle spectrometers for cloud microphysics research*, Atmos. Res. **35** 315-348 (1995)
- [18] R. P. Lawson, A. V. Korolev, S. G. Cober, T. Huang, J. W. Strapp und G. A. Isaac: *Improved measurements of the drop size distribution of a freezing drizzle event*, Atmos. Res. **47/48**, 181-191 (1998)
- [19] J. P. Fugal, R. A. Shaw, E. W. Saw, und A. V. Sergeyevev: *Airborne digital holographic system for cloud particle measurements*, Appl. Opt. **43** 5987-5995 (2004)
- [20] Johann Wolfgang Goethe-Universität, Johannes Gutenberg-Universität, Max-Planck-Institut für Chemie, TH Darmstadt: *Die troposphärische Eisphase - Finanzierungsantrag 2004-2008*, DFG (2003)
- [21] S. M. F. Raupach, H.-J. Vössing, J. Curtius und S. Borrmann: *Digital crossed-beam holography for in-situ imaging of atmospheric particles*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **8**, 796-806 (2006)
- [22] S. M. F. Raupach: *A cascaded adaptive mask algorithm for twin image removal and its application to digital holograms of ice crystals*, Appl. Opt. **48**, 287-301 (2009)
- [23] S. M. F. Raupach: *Stereoscopic 3D visualization of particle fields reconstructed from digital inline holograms*, Optik (zur Veröffentlichung angenommen, 2009)
- [24] A. Sommerfeld: *Optik*, 3. Auflage, Akademische Verlagsgesellschaft/Leipzig (1964)
- [25] J. W. Goodman: *Introduction to Fourier optics*, 3. Auflage, Roberts & Co. (2005)
- [26] R. J. Collier, C. B. Burckhardt und L. H. Lin: *Optical holography*, Academic Press/New York und London (1971)
- [27] J. I. Ostrowski (W. Osten): *Holografie-Grundlagen Experimente und Anwendungen*, B. G. Teubner Verlagsges./Leipzig (1987)
- [28] P. Hariharan: *Basics of holography*, University Press/Cambridge (Großbritannien) (2002)
- [29] S. Borrmann: *On sizes and spatial distributions of cloud droplets measured in-situ by Fraunhofer in-line holography*, Dissertation, Mainz (1991)

- [30] H. Vogel: *Gerthesen Physik*, 19. Aufl., Springer-Verlag/Berlin,Heidelberg (1997)
- [31] M. Born und E. Wolf: *Principles of Optics*, 5. Auflage, Pergamon Press/Oxford (1975)
- [32] A. Rubinowicz: *Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugungserscheinungen*, Annalen der Physik **53** 257-278 (1917)
- [33] I.N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig: *Taschenbuch der Mathematik*, 4. Auflage, Verlag Harri Deutsch/Frankfurt am Main (1999)
- [34] T. Butz: *Fouriertransformation für Fußgänger*, 2. Aufl., Teubner Stuttgart/Leipzig (2000)
- [35] W. H. Press: *Numerical recipes*, Oxford University Press/Oxford (1987)
- [36] U. Schnars und W. Jüptner: *Digital Holography*, Springer-Verlag (2005)
- [37] D. Gabor: *A new microscopic principle*, Nature **161**, 777-778 (1948)
- [38] D. Gabor: *Microscopy by reconstructed wave-fronts*, Proc. Roy. Soc. (London) A **197**, 454-487 (1949)
- [39] D. Gabor und W. P. Goss: *Interference microscope with total wavefront reconstruction*, J. Opt. Soc. Am. **56**, 849-858 (1966)
- [40] E. N. Leith und J. Upatnieks: *Reconstructed wavefronts and communication theory*, J. Opt. Soc. Am. **52** 1123-1130 (1962)
- [41] E. N. Leith und J. Upatnieks: *Wavefront reconstruction with continuous-tone objects*, J. Opt. Soc. Am. **53** 1377-1381 (1963)
- [42] J. W. Goodman und R. W. Lawrence: *Digital image formation from electronically detected holograms*, Appl. Phys. Lett. **3**, 77-79 (1967)
- [43] E. Malkiel, J. N. Abras und J. Katz: *Automated scanning and measurements of particle distributions within a holographic reconstructed volume*, Meas. Sci. Technol. **15**, 601-612 (2004)
- [44] G. Liu und P. D. Scott: *Phase retrieval and twin-image elimination for in-line Fresnel holograms*, J. Opt. Soc. Am. A **4**, 159-165 (1987)
- [45] G. Koren, D. Joyeux und F. Polack: *Twin-image elimination in in-line holography of finite-support complex objects*, Opt. Lett. **16** 1979-1981 (1991)
- [46] Y. Zhang, G. Pedrini, W. Osten und H. J. Tiziani: *Whole optical wave field reconstruction from double or multi in-line holograms by phase retrieval algorithm*, Opt. Express **11** 3234-3241 (2003)
- [47] L. W. Bragg und G. L. Rogers: *Elimination of the unwanted image in diffraction microscopy*, Nature **167** 190-191 (1951)
- [48] A. Lohmann: *Optische Einseitenbandübertragung angewandt auf das Gabor-Mikroskop*, J. Modern Opt. **3:2** 97-99 (1956)

- [49] O. Bryngdahl, und A. Lohmann: *Single-sideband holography* J. Opt. Soc. Am. **58** 620-624 (1968)
- [50] E. Hecht: *Optik*, 3. Aufl., Oldenbourg Wissenschaftsverlag (2001)
- [51] M. K. Kim, Y. Lingfeng und C. J. Mann: *Interference techniques in digital holography*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **8** S518-S523 (2006)
- [52] G. Pedrini, F. Zhang und W. Osten: *Digital holographic microscopy in the deep (193nm) ultraviolet*, Appl. Opt. **46** 7829-7835 (2007)
- [53] H. Lichte et al.: *Electron holography: application to materials questions*, Annu. Rev. Mater. Res., **37** 539-588 (2007)
- [54] E. Cuche, P. Marquet und C. Depeursinge: *Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography* Appl. Opt. **39** 4070-4075 (2000)
- [55] M. Gross und M. Atlan: *Digital holography with ultimate sensitivity*, Opt. Lett., **32** 909-911 (2007)
- [56] J. M. Desse, P. Picart und P. Tankam: *Digital three-color holographic interferometry for flow analysis*, Opt. Express **16** 5471-5480 (2008)
- [57] I. Yamaguchi und T. Zhang: *Phase shifting digital holography*, Opt. Lett. **22** 1268-1270 (1997)
- [58] M. Gross, M. Atlan und E. Absil: *Noise and aliases in off-axis and phase-shifting holography*, Appl. Opt. **47** 1757-1766 (2008)
- [59] T. Nakamura, K. Nitta, und O. Matoba: *Iterative algorithm of phase determination in digital holography for real-time recording of real object*, Appl. Opt. **46** 6849-6853 (2007)
- [60] L. De Caro, C. Giannini, D. Pelliccia, C. Mocuta, T. H. Metzger, A. Guagliardi, A. Cedola, I. Burkeeva, und S. Lagomarsino: *In-line holography and coherent diffractive imaging with x-ray waveguides*, Phys. Rev. B **77** 081408(R) (2008)
- [61] P. Korecki, G. Materlik, und J. Korecki: *Complex γ -ray hologram: solution to twin images problem in atomic resolution imaging*, Phys. Rev. Lett. **86** 1534-1537 (2001)
- [62] M. Tegze, und G. Faigel: *X-ray holography: theory and experiment* J. Phys.: Condens. Matter **13** 10613-10623 (2001)
- [63] T. Latychevskaia und H. W. Fink: *Solution to the twin image problem in holography*, Phys. Rev. Lett. **98** 233901 (2007)
- [64] Gerchberg R W, und W. O. Saxton: *A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures*, Optik **35** 237-246 (1972)
- [65] G. Koren, F. Polack und D. Joyeux: *Iterative algorithms for twin-image elimination in in-line holography using finite-support constraints*, J. Opt. Soc. Am. A **10**, 423-433 (1993)

- [66] J. R. Fienup: *Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform*, Opt. Lett. **3** 27-29 (1978)
- [67] J. R. Fienup: *Phase retrieval algorithms: a comparison* Appl. Opt. **21** 2758-2769 (1982)
- [68] J. Miao, D. Sayre und H. N. Chapman: *Phase retrieval from the magnitude of the Fourier transforms of nonperiodic objects*, J. Opt. Soc. Am. A **15** 1662-1669 (1998)
- [69] J. R. Fienup: *Reconstruction of a complex-valued object from the modulus of its Fourier transform using a support constraint*, J. Opt. Soc. Am. A **4** 118-123 (1987)
- [70] R. H. T. Bates: *Fourier phase problems are uniquely solvable in more than one dimension. I: Underlying theory*, Optik **61** 247-262 (1982)
- [71] K. H. S. Marie, J. C. Bennett und A. P. Anderson: *Digital Processing Technique for suppressing the interfering outputs in the image from an inline hologram*, Electronic Lett. **15** 241-243 (1979)
- [72] K. A. Nugent: *Twin-image elimination in Gabor holography*, Opt. Comm. **78**, 293-299 (1990)
- [73] D. L. Misell: *A method for the solution of the phase problem in electron microscopy*, J. Phys. D: Appl. Phys. **6** L6-L9 (1973)
- [74] S. Lindaas, M. Howells, C. Jacobsen und A. Kalinovsky: *X-ray holographic microscopy by means of photoresist recording and atomic-force microscopic readout*, J. Opt. Soc. Am. A **13** 1788-1800 (1996)
- [75] T. Hermes: *Digitale Bildverarbeitung*, Hanser Verlag (2005)
- [76] R. Barakat und G. Newsam: *Necessary conditions for a unique solution to two-dimensional phase-recovery*, J. Math. Phys. **25** 3190-3193 (1984)
- [77] schriftl. Mitteilung eines anonymen Gutachters von *Applied Optics*
- [78] P. W. Milonni und J. H. Eberly, *Lasers*, John Wiley and Sons/New York (1988)
- [79] T. M. Kreis: *Frequency analysis of digital holography*, Opt. Eng. **41**, 771-778 (2002); sowie Kommentar dazu von C. S. Guo, L. Zhang, Z. Y. Rong und H. T. Wang, Opt. Eng. **42** 2768-2771 (2003)
- [80] M. Schubert und G. Weber: *Quantentheorie*, Spektrum Akademischer Verlag (1993)
- [81] B. J. Thompson, G. B. Parrent, J. H. Ward und B. Justh: *A readout technique for the Laser fog disdrometer*, J. Appl. Meteorol. **5**, 343-348 (1966)
- [82] B. J. Conway, S. J. Caughey, A. N. Bentley und J. D. Turton: *Ground-based and airborne holography of ice and water clouds*, Atmos. Env. **16**, 1193-1207 (1982)
- [83] H. Meng, G. Pan, Y. Pu und S. H. Woodward: *Holographic particle image velocimetry: from film to digital recording*, Meas. Sci. Technol. **15**, 673-685 (2004)

- [84] L. Cao, G. Pan, J. de Jong, S. Woodward und H. Meng: *Hybrid digital-holographic imaging system for three-dimensional dense particle measurement*, Appl. Opt. **47**, 4501-4508 (2008)
- [85] O. Matoba, T. J. Naughton, Y. Frauel, N. Bertaux und B. Javidi: *Real-time three-dimensional object reconstruction by use of a phase-encoded digital hologram*, Appl. Opt. **41**, 6187-6192 (2002)
- [86] R. Tudela, E. Martín-Badosa, I. Labastida, S. Vallmitjana, I. Juvells und A. Carnicer: *Full complex Fresnel holograms displayed on liquid crystal devices*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **5**, S189-S194 (2003)
- [87] T. Baumbach, W. Osten, C. v. Kopylow und W. Jüptner: *Remote metrology by comparative digital holography*, Appl. Opt. **45** 925-934 (2006)
- [88] C. Kohler, X. Schwab und W. Osten: *Optimally tuned spatial light modulators for digital holography*, Appl. Opt. **45** 960-967 (2006)
- [89] E. B. Goldstein (Hrsg.: H. Irtel): *Wahrnehmungspsychologie*, 7. Aufl., Springer-Verlag (2008)
- [90] T. L. Ooi, B. Wu und Z. J. He: *Distance determined by the angular declination below the horizon*, Nature **414**, 197-200 (2001)
- [91] R. P. O'Shea, S. G. Blackburn und H. Ono: *Contrast as a depth cue*, Vision Res. **34**, 1595-1604 (1994)
- [92] G. Mather und D. R. R. Smith: *Depth cue integration: stereopsis and image blur*, Vision Res. **40**, 3501-3506 (2000)
- [93] E. N. Leith und J. Upatnieks: *Wavefront reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects*, J. Opt. Soc. Am. **54** 1295-1301 (1964)
- [94] J. Upatnieks: *Improvement of two-dimensional image quality in coherent optical systems*, Appl. Opt. **6**, 1905-1910 (1967)
- [95] J. Maycock, C. P. McElhinney, B. M. Hennelly, T. J. Naughton, J. B. Macdonald und B. Javidi: *Reconstruction of partially occluded objects encoded in three-dimensional scenes by using digital holograms*, Appl. Opt. **45** 2975-2985 (2006)
- [96] Y. Takaki und H. Ohzu: *Hybrid holographic microscopy: visualization of three-dimensional object information by use of viewing angles*, Appl. Opt. **39**, 5302-5308 (2000)
- [97] L. Yu, Y. An und L. Cai: *Numerical reconstruction of digital holograms with variable viewing angles*, Opt. Express **10**, 1250-1257 (2002)
- [98] K. N. Ogle: *Stereoscopic depth perception and exposure delay between images to the two eyes*, J. Opt. Soc. Am. **53**, 1296-1304 (1963)
- [99] T. Inoue und H. Ohzu: *Accommodative responses to stereoscopic three-dimensional display*, **36**, 4509-4515 (1997)

- [100] S.-C. Kim, D.-C. Hwang, D.-H. Lee und E.-S. Kim: *Computer-generated holograms of a real three-dimensional object based on stereoscopic video images*, Appl. Opt. **45** 5669-5676 (2006)
- [101] W. Xu, M. H. Jericho, H. J. Kreuzer und I. A. Meinertzhagen: *Tracking particles in four dimensions with in-line holographic microscopy*, Opt. Lett. **28** 164-166 (2003)
- [102] J. Garcia-Sucerquia, W. Xu, S. K. Jericho, M. H. Jericho und H. J. Kreuzer: *4-D imaging of fluid flow with digital in-line holographic microscopy*, Opt. Int. J. Light Electron. Opt. **119** 419-423 (2008)(vgl. [101])
- [103] A. V. Korolev, J. W. Strapp und G. A. Isaac: *Evaluation of the accuracy of PMS optical probe arrays*, J. Atmos. Oceanic Technol. **15**, 708-720 (1998)
- [104] Fillfactory/Cypress: Datenblatt für den Sensor IBIS5-A-1300
- [105] T. Kreis: *Handbook of holographic interferometry*, Wiley-VCH (2005)
- [106] J. P. Fugal und R. A. Shaw: *Ice particle size distributions measured with an airborne digital in-line holographic instrument*, Atmos. Meas. Tech. Discuss. **2** 659-688 (2009)
- [107] Y. J. Choo und B. S. Kang: *The characteristics of the particle position along an optical axis in particle holography*, Meas. Sci. Technol. **17** 761-770 (2006)
- [108] Y. Yang, B. S. Kang und Y. J. Choo: *Application of the correlation coefficient method for determination of the focal plane to digital particle holography*, Appl. Opt. **47** 817-824 (2008)
- [109] T. Shimobaba, Y. Sato, J. Miura, M. Takenouchi und T. Ito: *Real-time digital holographic microscopy using the graphic processing unit*, Opt. Express **16**, 11776-11781 (2008)
- [110] L. Onural und M. T. Özgen: *Extraction of three-dimensional objekt-location information directly from in-line holograms using Wigner analysis*, J. Opt. Soc. Am. A **9**, 252-260 (1992)
- [111] J. A. Goff und S. Gratch: *Low-pressure properties of water from -160 to 212F*, Transact. Am. Soc. Heating Ventilating Eng. **52**, 95-122 (1946)
- [112] J. A. goff: *Saturation pressure of water on the new Kelvin temperature scale*, Transactions Am. Soc. Heating Air-Conditioning Engineers, Murray Bay, 347-354 (1957)
- [113] <http://cires.colorado.edu/voemel/vp.html>
- [114] H. R. Pruppacher und J. D. Klett: *Microphysics of clouds and precipitation*, 2. Aufl., Kluwer Dordrecht/Boston/London (1997)
- [115] J. M. Wallace und P. V. Hobbs: *Atmospheric science*, 2. Auflage, Elsevier (2006)
- [116] Y. Furukawa: *Faszination der Schneekristalle*, Chemie in unserer Zeit **31**, 58-65 (1997)
- [117] Dr. Mitra (Windkanallabor, Univ. Mainz), persönliche Mitteilung

- [118] S. K. Mitra: *Abschlussbericht: Eine experimentelle Untersuchung zur Nukleation und Lebensdauer von Eiskristallen in der Luft, verschmutzt durch die Abgasprodukte eines Kerosinberenners, mittels eines vertikalen Windkanal und einer Großkältekammer*, DFG (1998)
- [119] S. Borrmann, R. Jaenicke und P. Neumann: *On spatial and inter-droplet distances measured in stratus clouds with in-line holography*, Atmos. Res. **29**, 229-245 (1993)