

INSTITUT FÜR ANGEWANDTE PHYSIK
TECHNISCHE UNIVERSITÄT DARMSTADT



Modellbildung und Realisierung von holografischen Aufprojektionsflächen

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte
Dissertation

von

Dipl.-Phys. Marc Schmiedchen
aus Groß-Umstadt

Darmstadt 2005
D17

Referent: Prof. Dr. T. Tschudi
Korreferent: Prof. Dr. T. Walther
Tag der Einreichung: 29.11.2005
Tag der Prüfung: 08.02.2006

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Einleitung	1
1.1	Projektionstechnik und holografische Bildschirme	1
1.2	Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	5
2	Grundlagen	9
2.1	Klassifizierung von Hologrammen	9
2.1.1	Transmissionshologramme	10
2.1.2	Reflexionshologramme	11
2.2	Die "Coupled Wave Theory"	13
2.2.1	Behandlung von Transmissionshologrammen	17
2.2.2	Behandlung von Reflexionshologrammen	19
2.3	Holografische Aufnahme im Scanverfahren	22
2.4	Farbmetrik	26
2.4.1	Farbwahrnehmung	26
2.4.2	Farbmessung	28
2.5	Holografische Farbwiedergabe	29
3	Charakterisierung holografischer Materialien	33
3.1	Beugungseffizienz	35
3.1.1	Aufnahmesystem für holografisch-optische Elemente	35
3.1.2	Auswertung der Transmissionsspektren	37
3.1.3	Zusammenfassung und Materialselektion	39
3.2	Weitere Materialparameter	42
3.2.1	Bandbreite, Wiedergabewellenlänge und Absorption	42

3.2.2	Mittlerer Brechungsindex	43
3.2.3	Schichtdicke	45
3.2.4	Brechungsindexmodulation	46
3.3	Zusammenfassung	52
4	Diffusoren	55
4.1	Diffusoren in Reflexionsgeometrie	55
4.1.1	Volumenstreuer	56
4.1.2	Oberflächenstreuer	59
4.2	Diffusoren in Transmissionsgeometrie	62
4.3	Zusammenfassung	66
5	Monochromatische Projektionsschirme	67
5.1	Holografische Belichtung im Scanverfahren	67
5.2	Herstellung eines Demonstrators	70
5.3	Qualitativer Vergleich mit konventionellen Projektionsflächen	71
5.4	Zusammenfassung	72
6	RGB-Hologramme	75
6.1	Aufbau zur Farbmischung und RGB-Aufnahme	75
6.2	Auswertung der Hologramme	79
6.3	Zusammenfassung	86
7	RGB-Projektionsschirme	87
7.1	Aufprojektionsquellen	88
7.1.1	Laserprojektion	88
7.1.2	LED-Projektion	89
7.1.3	Aufprojektion mit konventionellen Beamern	90
7.2	Berechnung optimaler Beugungseffizienzen	94
7.3	Zusammenfassung optimaler Belichtungs Dosen	101
8	Zusammenfassung und Ausblick	105
8.1	Zusammenfassung	105

8.2 Ausblick	106
A Entwicklungsprozesse	107
B Entwicklungs- und Bleichbäder	109
C Firmenadressen	113
Literaturverzeichnis	117
Danksagung	121
Summary (english)	123
Lebenslauf	125
Publikationsliste	127

Kapitel 1

Motivation und Einleitung

1.1 Projektionstechnik und holografische Bildschirme

Die Verbreitung von hochauflösenden Projektionssystemen hat in den letzten Jahren stark zugenommen. Dies liegt zum Einen in der Verfügbarkeit hochauflösender Signalquellen (DVD, PC, HDTV, BluRay) begründet, aber auch in der immer besseren Bildqualität bei stetig fallenden Preisen: Längst haben Projektionssysteme den Massenmarkt erreicht und ermöglichen im professionellen wie im Heim-Bereich große Bildschirmdiagonalen bei der Darstellung.

Der Trend geht hierbei zu immer kompakteren Systemen; während in der Vergangenheit Erfolge bei der Lichtausbeute und Lebensdauer der UHP-Höchstdrucklampen, sowie der Miniaturisierung entsprechender Netzteile erzielt wurden, ist einer der nächsten Ansätze etwa der Einsatz von effizienten Hochleistungs-LEDs. Erste Projektoren dieser Bauart wurden bereits von Fa. *Toshiba* und Fa. *Samsung* vorgestellt.

Allerdings hat die Darstellung mit Projektionssystemen (in Auf- und Rückprojektion) —insbesondere bei den eher lichtschwachen LED-Projektoren— einen gravierenden Nachteil: störendes Umgebungslicht verursacht eine erhebliche Reduktion des erreichbaren Kontrastes und der Farbsättigung.

Da Projektionssysteme notwendigerweise auf gut streuende, helle Flächen angewiesen sind, besteht dabei keine Möglichkeit, das störende Umgebungslicht zu absorbieren, wie dies etwa bei selbst leuchtenden Darstellungsverfahren möglich ist. Die theoretisch erreichbaren Kontrastwerte moderner DLP¹- und LC²-Projektoren sind daher nur in abgedunkelten Räumen realisierbar, da konventionelle Aufprojektionsflächen störendes Umgebungslicht in Richtung des Beobachters streuen.

Ein Ansatz zur Verbesserung dieser Sachlage ist die Verwendung einer holografischen

¹Digital Light Processing — Mikrospiegel-basierte Projektionstechnik der Fa. *Texas Instruments*

²Liquid Crystal (Flüssigkristall)

Aufprojektionsfläche. Hierbei handelt es sich prinzipiell um das Hologramm einer diffus streuenden Fläche, deren Streucharakteristik in (oder nahe) der Ebene der holografischen Schicht aufgezeichnet wurde. Abb. 1.1 zeigt ein mögliches Aufnahmeverfahren für solche Bildschirmhologramme. In einem ersten Schritt wird hierbei ein Transmissionshologramm (das sog. "H1"-Masterhologramm) von einer diffus streuenden Vorlage aufgenommen. Im zweiten Schritt wird dieses Masterhologramm mit der konjugierten Referenzwelle rekonstruiert. Das entstehende reelle Bild der ursprünglichen Streuvorlage wird sodann mit einer der späteren Projektionsgeometrie entsprechenden Referenzwelle in ein zweites Hologramm aufgenommen (H1-H2 Kopie). In diesem Schritt kann durch Variation der Geometrie und Einbringung von Blenden die Abstrahlcharakteristik des Bildschirmhologramms auf die spätere Anwendung optimiert werden.

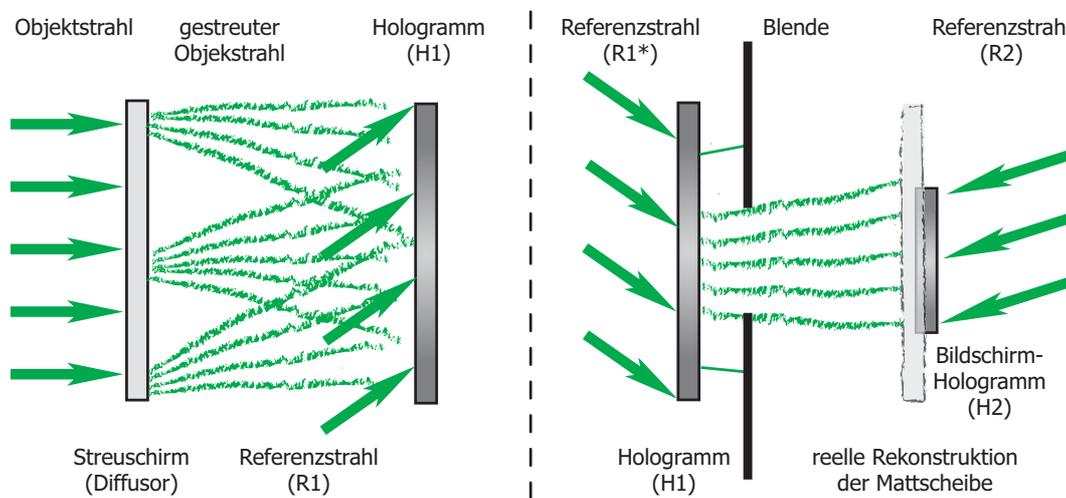


Abb. 1.1: Links: Aufnahme eines Transmissions-Masterhologramms (H1) zur Herstellung der holografischen Bildschirme. Rechts: Mit Hilfe einer H1-H2-Kopie wird das reelle Bild der Mattscheibe in der Ebene des Bildschirmhologramms aufgezeichnet.

Rekonstruiert man ein solches Hologramm örtlich aufgelöst mit einer Aufprojektion, so wird an den vom Projektor angestrahlten Stellen ein virtuelles Bild des ursprünglichen Diffusors sichtbar. Gleichzeitig ist die Betrachtungsgeometrie durch die eingebrachten Blenden eingeschränkt, wodurch kein Licht in Bereiche abgestrahlt wird, in denen keine Betrachter erwartet werden. Somit kann die Abstrahlcharakteristik des Schirms bezüglich der Lichtausbeute optimiert werden.

Ein weiterer Vorteil solcher Bildschirmhologramme liegt in der Winkel- und Wellenlängen-Selektivität bei der Rekonstruktion. Da störendes Umgebungslicht das Hologramm nicht rekonstruieren kann, besteht die Möglichkeit, eine schwarze bzw. transparente Projektionsfläche zu realisieren. Diese akzeptiert auftreffendes Licht lediglich aus dem ursprünglichen Referenzwinkel, Umgebungslicht geht ungehindert hindurch und kann beispielsweise absorbiert werden. Dadurch können hohe Kontraste und eine gute Farbsättigung auch in einer

relativ hellen Umgebung gewährleistet werden.

Abbildungen 1.2 und 1.3 zeigen die diesbezüglichen Vorteile von holografischen Aufprojektionsschirmen im Vergleich zu konventionellen Streuvorlagen. Für die Berechnung des Kontrastverhältnisses und der Farbsättigung wurde hier eine holografische Projektionsfläche (50% Effizienz, 10% Streuung, $\text{gain}=2$) mit konventionellen Aufprojektionsflächen verglichen.

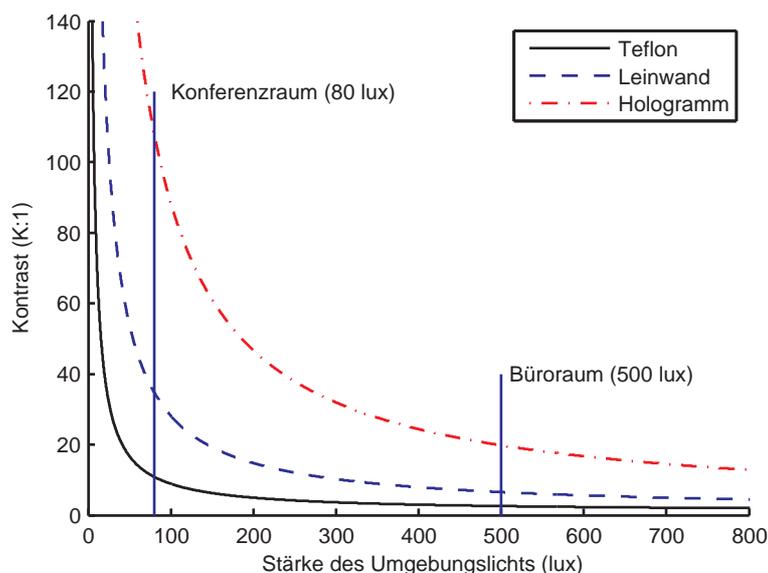


Abb. 1.2: Kontrastverhältnis einer Projektion (2400 ANSI-lumen) bei einer Bildgröße von 2m x 1.5m. Als Beispiel wurden zwei typische Umgebungslichtwerte (80 lux und 500 lux) mit eingezeichnet.

Ein weiteres Verfahren zur Aufnahme eines Bildschirmhologramms ist in Abb. 1.4 dargestellt. Hierbei wird die direkte Kontaktkopie einer Streuvorlage (eines Diffusors oder eines H1-Hologramms) in Denisyuk-Konfiguration[1] aufgenommen. Die auf die holografische Schicht treffende Referenzwelle dient dabei nach Passieren des Hologramms gleichzeitig als Objektbeleuchtung und generiert so die diffuse Objektwelle. Der Vorteil bei diesem Verfahren besteht in der unkomplizierten Aufnahme (kein Umkopieren des Hologramms notwendig); allerdings kann hierbei keine zusätzliche Optimierung der Streucharakteristik vorgenommen werden.

Das Anwendungsgebiet der holografischen Bildschirme ist derzeit noch auf relativ kleine (in der Größenordnung einiger zehn Zentimeter) Bildschirmdiagonalen beschränkt. In Abbildung 1.5a ist ein solcher holografischer Bildschirm der Fa. *Linhof* dargestellt.

Die Problematik bei der Herstellung größerer Hologramme ergibt sich aus der beschränkten verfügbaren Laserleistung und der benötigten Stabilität bei der Aufnahme. Größere Flächen (wie z.B. der in Abb. 1.5b dargestellte HoloPro[©]-Schirm der Fa. *G+B pronova*) müssen teilweise aus tausenden von Einzelhologrammen zusammengesetzt werden. Dies

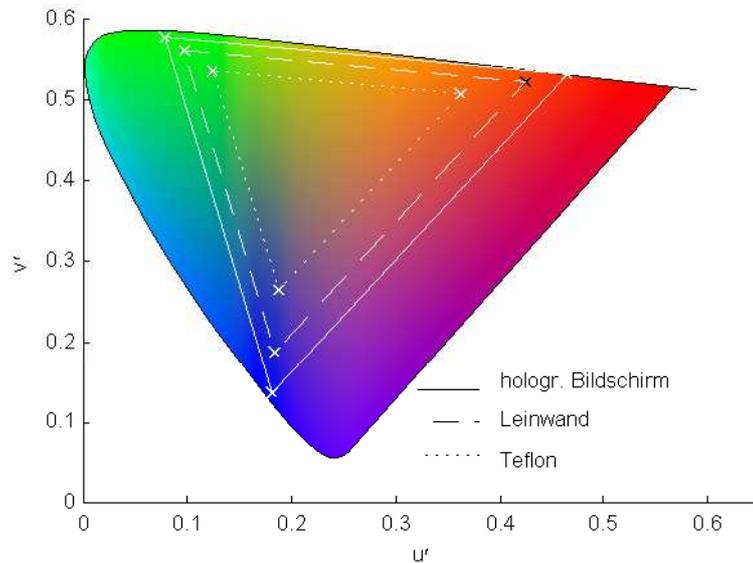


Abb. 1.3: Farbsättigung eines LED-Projektors bei einer Umgebungshelligkeit von 500 lux auf verschiedenen Aufprojektionsflächen. Die Grundlagen zur Bewertung solcher Flächen im dargestellten Farbraum werden in Kapitel 2 näher erläutert.

macht sich bei der Darstellung durch Inhomogenitäten bemerkbar, treibt den Aufwand für die Herstellung in die Höhe und macht die Schirme entsprechend teuer.

Eine weitere Einschränkung der mit aktueller Technik herstellbaren Schirme besteht in der Beschränkung auf Rückprojektionsflächen. Aufgrund der hohen spektralen Bandbreite von Transmissionshologrammen³ können diese monochromatisch aufgenommen und dennoch ohne weiteres als Diffusoren für die Farbdarstellung verwendet werden. Der große Anwendungsbereich der Aufprojektion hingegen kann mit Transmissionshologrammen nur über Umwege (beispielsweise durch spiegelnde Flächen hinter dem Hologramm) realisiert werden. Dies macht allerdings auch den Vorteil der Unempfindlichkeit gegenüber Umgebungslicht zunichte.

Für die Aufprojektion verwendbare Reflexionshologramme dagegen sind spektral sehr schmalbandig⁴ und können bei monochromatischer Aufnahme nur einen kleinen Wellenlängenbereich zur Wiedergabe verwenden. Es besteht zwar die Möglichkeit, Hologramme mit verschiedenen Wellenlängen gleichzeitig in eine Schicht zu belichten (Multiplex-Holografie, RGB-Farbholografie) oder mehrere Hologramme in Schichten hintereinander zu verwenden, jedoch sind die zu bewältigenden Probleme aufgrund der geringen spektralen Bandbreite enorm: Um eine farbneutrale und effiziente Wiedergabe zu ermöglichen, müssen die Hologramme exakt auf das Spektrum und den Standort des später verwendeten Projektors ab-

³Bis zu 400nm für gängige holografische Materialien; eine detaillierte Behandlung folgt in Kapitel 2.

⁴typischerweise 10nm-30nm, je nach Brechungsindexmodulation und Dicke des holografischen Materials. Für weitere Betrachtungen sei auch hierfür auf Kapitel 2 verwiesen.

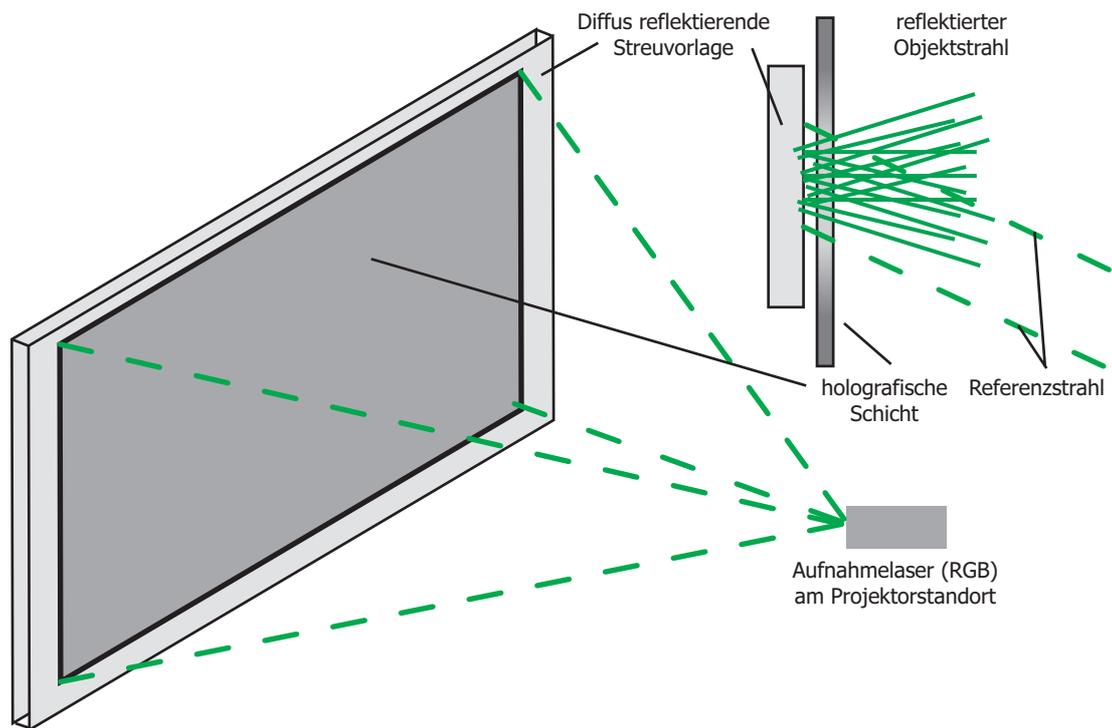


Abb. 1.4: Aufnahme eines Bildschirmhologramms in Kontakt-Geometrie. Dabei wird mit einem vom geplanten Projektorstandort ausgehenden Referenzstrahl das Reflexionshologramm einer diffusen Fläche aufgenommen.

gestimmt sein. Bislang existieren diesbezüglich keine Verfahren, welche RGB-Hologramme unter Berücksichtigung der bei der Rekonstruktion verwendeten Lichtquelle optimieren.

1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Design und der Realisierung skalierbarer holografischer Aufprojektionsschirme. Dazu werden numerische Simulationen zu den Problemen der geringen spektralen Bandbreite von Reflexionshologrammen durchgeführt. Weiterhin wird ein Konzept zur Aufnahme von RGB-Bildschirmhologrammen erarbeitet, das erstmals den gesamten Prozess von der Mischung der Aufnahmewellenlängen bis hin zur Reproduktion der Hologramme mit verschiedenen Projektionssystemen in seiner Gesamtheit analysiert und optimiert.

In Kapitel 2 werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Holografie und Farbmatrik erarbeitet. Diese dienen im weiteren Verlauf der Arbeit zur Modellierung und Beschreibung der untersuchten RGB-Hologramme. Weiterhin wird eine in dieser Form erstmalig eingesetzte Aufnahmetechnik vorgestellt, welche durch den Einsatz von Galvanoscannern



Abb. 1.5: Links ist ein Bildschirmhologramm abgebildet, welches für den Einsatz in einem Flugzeug der Fa. *EADS* entwickelt wurde. (TV/Tab mit HOLDIS[©]-Technik, mit freundlicher Genehmigung der Fa. *EADS*). Die Abstrahlcharakteristik wurde dabei auf den Piloten optimiert. In Abb. 1.5(b) ist ein holografischer Transmissionsbildschirm der Fa. *G+B pronova* im Einsatz bei Tageslicht zu sehen ("HoloPro", mit freundlicher Genehmigung der Fa. *G+B pronova*).

die Aufnahme von theoretisch beliebig skalierbaren Bildschirmhologrammen erlaubt.

In Kapitel 3 folgt dann eine umfassende Charakterisierung der zurzeit auf dem Markt erhältlichen Silberhalogenid-Materialien mit dem Ziel, eine Auswahl für die spätere Verwendung als Aufprojektionsfläche zu treffen. Es wird ein für diesen Zweck umgesetztes Messverfahren vorgestellt, das voll automatisiert die computergesteuerte Aufnahme und direkte spektroskopische Auswertung von Hologrammen ermöglicht.

Zur Bestimmung des mittleren Brechungsindex der dünnen ($6\mu\text{m} - 20\mu\text{m}$) holografischen Emulsionen wird ein elegantes Verfahren vorgestellt, das den Brechungsindex der Emulsionen über die Gitterperiode eingeschriebener Bragg-Ebenen misst und welches ebenfalls in das oben erwähnte, automatisierte Mess-System integriert werden konnte. Weiterhin wird ein analytisches Modell für die erreichbare Brechungsindexmodulation vorgeschlagen, das mit nur wenigen Parametern das Verhalten holografischer Materialien sehr gut beschreibt. Dieses Modell ermöglicht die numerische Simulation der Propagation von Licht durch Volumenhologramme in realistisch modellierten Materialien.

Nach diesen Grundlagenuntersuchungen folgt in Kapitel 4 und 5 die Umsetzung des in Kapitel 2 vorgestellten, gescannten Aufnahmeverfahrens für holografische Aufprojektionschirme. Dazu werden zunächst einige Arten von Diffusoren bezüglich ihrer Eignung als holografische Streuvorlage untersucht. Das anschließend beschriebene Aufnahmesystem ist in der Lage, Hologramme bis zu einer Größe von 1.50m x 1m zu belichten, wobei die maximale Größe lediglich durch geometrische Faktoren beschränkt ist; sie hängt nicht von der

verfügbaren Laserleistung ab.

Ein erster, monochromatischer Aufprojektionsschirm wird mit dem beschriebenen System aufgenommen, charakterisiert und qualitativ mit einer konventionellen Aufprojektionsfläche unter dem Einfluss von Störlicht verglichen.

In den Kapiteln 6 und 7 folgen dann Untersuchungen zur Herstellung und Optimierung holografischer RGB-Bildschirme. Zunächst wird gezeigt, dass die betrachteten Multiplex-Hologramme durch eine Überlagerung unabhängiger Gitter im Rahmen der Kogelnik-Theorie behandelt werden können. Anschließend wird erstmals der komplette holografische Prozess in seiner Gesamtheit im Rechner simuliert. Die einbezogenen Schritte sind hierbei:

- Aufnahme der Hologramme mit mehreren, beliebigen Wellenlängen und Intensitätsverhältnissen.
- Berechnung der resultierenden holografischen Beugungseffizienz im gesamten sichtbaren Spektrum. Hierbei wurde auf eine realistische Modellierung im Rahmen der Kogelnik-Theorie zurückgegriffen.
- Simulation der Aufprojektion mit beliebiger Wiedergabegeometrie und verschiedenen spektralen Verteilungen der Lichtquelle (z.B. verschiedene Metalldampflampen, LED's, Laserprojektion, Tageslicht, etc...).
- Bewertung des rekonstruierten Spektrums bezüglich der Farbkoordinaten in einem CIE-Farbraum und der erreichten Gesamteffizienz.

Darauf aufbauend wird ein Algorithmus vorgestellt, der —ausgehend von einem gewünschten Farbeindruck bei der Projektion— die benötigten Belichtungs Dosen in den einzelnen Wellenlängen berechnet. Dieser Algorithmus kann ganz allgemein in der Farbholografie angewendet werden und ermöglicht —bei Kenntnis von Geometrie und Spektrum der Wiedergabelichtquelle— die Berechnung konkreter Aufnahmeparameter. Mit Hilfe dieses Algorithmus werden in Kapitel 7 schließlich für einige exemplarisch vorgestellte Projektionstechniken optimale Belichtungs Dosen für die Herstellung farbneutraler holografischer Aufprojektionsflächen berechnet.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf verbleibende Herausforderungen.

Kapitel 2

Grundlagen

Von Denis Gabor im Jahre 1948 ursprünglich zur Verbesserung der Auflösung von Elektronenmikroskopen vorgeschlagen[2], handelt es sich bei der Holografie um eine Möglichkeit, Amplitude und Phase einer Objektwelle mit Hilfe eines Interferenzmusters zu speichern. Dies ermöglicht es, später nicht nur die ursprüngliche Intensität (wie bei der Fotografie), sondern auch die Phasenlage und damit Richtung der ursprünglichen Objektwelle zu rekonstruieren.

Die Realisierung erfolgt durch Überlagerung der Objektwelle mit einer dazu kohärenten Referenzwelle und Aufzeichnung der entstehenden Intensitätsverteilung in einem fotosensitiven Medium.

Mit der Erfindung des Lasers im Jahre 1960 wurde erstmals eine kohärente Lichtquelle verfügbar, welche holografische Aufzeichnungen im sichtbaren Bereich praktikabel machte.

Zu Beginn des Kapitels werden zunächst einige Grundlagen zur Holografie erläutert, inklusive der im Hinblick auf diese Arbeit relevanten mathematischen Grundlagen.

Im Anschluss wird noch auf die Grundlagen zur Implementierung eines neuartigen, gescannten Belichtungsverfahrens eingegangen, welches die Aufnahme großflächiger Hologramme für Anwendungen im Bereich der Aufprojektion erst ermöglicht.

Abschließend werden in Abschnitt 2.4 die wichtigsten Grundlagen und Definitionen aus dem Bereich der Farbmeterik eingeführt. Außerdem wird der in dieser Arbeit zur Bewertung von Farben verwendete "Farbraum" vorgestellt.

2.1 Klassifizierung von Hologrammen

Je nach Orientierung von Objekt- und Referenzwelle unterscheidet man zwischen so genannten Transmissionshologrammen und Reflexionshologrammen. Die Aufnahmegeometrie für beide ist in Abbildungen 2.1 bzw. 2.3 dargestellt.

2.1.1 Transmissionshologramme

Im Falle von Transmissionshologrammen treffen bei der Aufnahme Objekt- und Referenzwelle von der gleichen Seite auf das Aufzeichnungsmedium (Abb. 2.1). Da die Strahlen kohärent sind, bildet sich ein Interferenzmuster aus, in dem Amplitude und Phase der Objektwelle codiert enthalten sind und welches anschließend im fotoempfindlichen Medium aufgezeichnet werden kann.

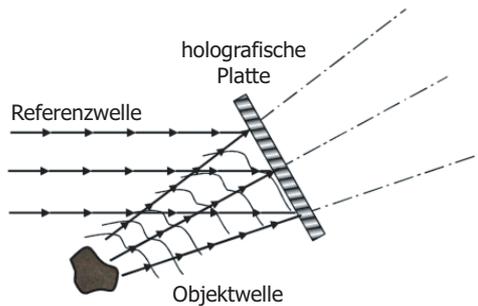


Abb. 2.1: Aufnahme eines Transmissionshologramms

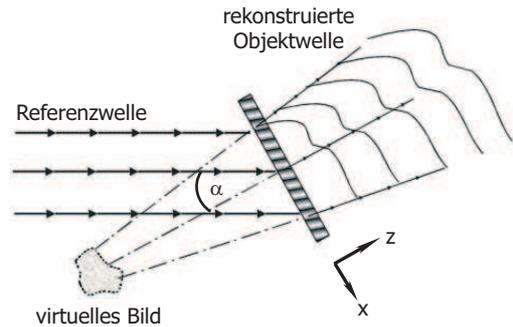


Abb. 2.2: Rekonstruktion eines Transmissionshologramms

Bei der Rekonstruktion beugt das Hologramm die einfallende Referenzwelle; es entsteht eine Wellenfront, die mit der ursprünglichen Objektwelle in Amplitude und Phase übereinstimmt. Für den einfachen Fall einer Amplitudenmodulation in einer dünnen, fotoempfindlichen Schicht und einer ebenen Referenzwelle erfolgt hier die mathematische Herleitung dieses Vorgangs. Bei den folgenden Betrachtungen ist das holografische Medium senkrecht zur z -Achse orientiert und die Referenzwelle um den Winkel α gegen die z -Achse geneigt, wie in Abbildung 2.2 dargestellt. Die ortsabhängige Referenzwelle $r(x, y)$ mit Frequenz ω lässt sich dann wie folgt darstellen:

$$r(x, y) = r_0 \cdot \exp [ikx - i\omega t]$$

Die Amplitude r_0 der Referenzwelle ist hierbei konstant, während die Phase ikx (bestimmt durch den Einfallswinkel) über das holografische Medium variiert. Hierbei gilt für den Wellenvektor k die Beziehung:

$$k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \sin \alpha$$

wobei λ der Wellenlänge des verwendeten Lichts entspricht. Analog erfolgt die Darstellung der Objektwelle $s(x, y)$, bei dieser hängen allerdings sowohl die Amplitude als auch die Phase vom Ort ab (hier dargestellt als $s_0(x, y)$, bzw. $\Phi(x, y)$)¹

$$s(x, y) = s_0(x, y) \cdot \exp [i\Phi(x, y) - i\omega t]$$

¹Die Abkürzung der beiden interferierenden Wellen als R und S wurde gewählt, um mit der später vorgestellten Behandlung von Reflexionshologrammen konsistent zu bleiben. Dort wird die "Objektwelle" traditionell als "Signalwelle" bezeichnet und konsequenterweise mit S abgekürzt.

Die Gesamtintensität in der Hologrammebene ergibt sich dann zu:

$$I(x, y) = |r(x, y) + s(x, y)|^2 = r_0^2 + s_0^2(x, y) + 2r_0s_0(x, y) \cdot \cos[kx + \Phi(x, y)]$$

Nimmt man für das aufzeichnende Material an, dass dessen Transmission sich linear zur einbelichteten Energie verhält, dann gilt für die relative Transmission T des Hologramms:

$$T(x, y) = T_0 + \beta \cdot t \cdot I(x, y)$$

Hierbei stellt T_0 eine konstante Grund-Transmission des Materials dar, und β den Proportionalitätsfaktor zwischen der einbelichteten Energie ($t \cdot I$) und der Transmission des Materials. Die Rekonstruktion mit der ursprünglichen Referenzwelle ergibt nun eine neue Amplitudenverteilung $u(x, y)$ nach dem Hologramm:

$$\begin{aligned} u(x, y) &= T(x, y) \cdot r(x, y) \\ u(x, y) &= [T_0 + \beta t \cdot (r_0^2 + s_0^2)] r_0 \cdot \exp[ikx - i\omega t] \\ &+ r_0^2 \beta \cdot t \cdot s_0(x, y) \cdot \exp[i\Phi(x, y) - i\omega t] \\ &+ r_0^2 \beta \cdot t \cdot s_0(x, y) \cdot \exp[-i\Phi(x, y) - i\omega t] \cdot \exp[2ikx] \end{aligned}$$

Der erste Term repräsentiert hierbei die ungebeugte, abgeschwächte Referenzwelle; der zweite Term beschreibt -bis auf konstante Vorfaktoren- die ursprüngliche Objektwelle und der dritte Term rekonstruiert die konjugierte Objektwelle.

Diese einfache mathematische Behandlung ist allerdings nur für "dünne Amplitudenhologramme" gültig. In diesem Fall bewirkt das Hologramm lediglich eine Amplitudenmodulation der auftreffenden Referenzwelle. Diese einfache Modellierung ist jedoch nur bei vernachlässigbarer Schichtdicke erlaubt; sollten bereits im Volumen des Materials Beugungseffekte auftreten, so ist eine komplexere Behandlung erforderlich.

2.1.2 Reflexionshologramme

Bei der Aufnahme von Reflexionshologrammen (Abb. 2.3) treffen Objekt- und Referenzstrahl von verschiedenen Seiten auf die holografische Schicht. Die Wiedergabe erfolgt durch die Beleuchtung mit der Referenzwelle und erzeugt ein virtuelles Bild des Objektes an der ursprünglichen Position. Da Beobachter und einfallende Referenzwelle sich dabei im selben Halbraum befinden, spricht man in diesem Fall von "Reflexionshologrammen". Abbildung 2.4 verdeutlicht den Sachverhalt.

Bedingt durch die Aufnahmegeometrie entstehen hierbei eher parallel zur Schicht verlaufende Interferenzstrukturen, die mit hoher räumlicher Frequenz moduliert sind. In Abbildung 2.5 ist dies im direkten Vergleich mit einem Transmissionshologramm dargestellt.

Der Übergang zu den so genannten "dicken" oder auch "Volumen-" Hologrammen wird durch den "Cook"-Parameter

$$Q = 2\pi\lambda d/n\Lambda \quad (2.1)$$

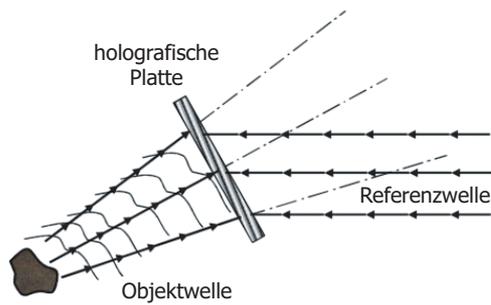


Abb. 2.3: Aufnahme eines Reflexionshologramms

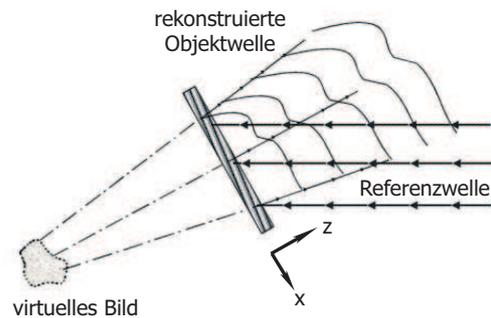


Abb. 2.4: Rekonstruktion eines Reflexionshologramms

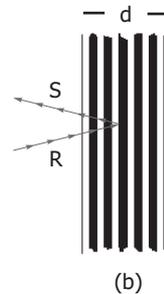
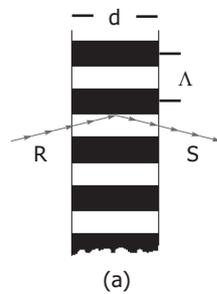


Abb. 2.5: Schematische Darstellung der Interferenzstrukturen in Transmissions- (a) und Reflexionshologrammen (b). R und S kennzeichnen Referenz- und Signal-Strahl (auch als Objektstrahl bezeichnet). Λ repräsentiert die Gitterperiode des entstandenen Gitters, d die Dicke der Schicht.

beschrieben[3]. Hierbei beschreibt d die Dicke des Hologramms, λ die Rekonstruktionswellenlänge, n den mittleren Brechungsindex des Materials und Λ den typischen Abstand der eingeschriebenen Gitterebenen. Für $Q \gg 1$ müssen die entstandenen Hologramme als Volumen hologramme behandelt werden. Dies ist bei Reflexionshologrammen typischerweise der Fall. Im folgenden Abschnitt wird eine Theorie vorgestellt, mit der es möglich ist, das Verhalten von periodischen Brechungsindexmodulationen in endlich dicken holografischen Schichten zu beschreiben.

2.2 Die "Coupled Wave Theory"

Wie im vorigen Abschnitt erwähnt, ist es bei der Behandlung von Volumenhologrammen nicht länger möglich, die Beugung als Oberflächenphänomen zu behandeln.

Eine Standardtheorie zur analytischen Beschreibung von Volumenhologrammen ist die so genannte "Coupled Wave Theory" (CWT) von H. Kogelnik[4]. Daneben existieren zur Beschreibung von überlagerten Gittern noch Erweiterungen dieser Theorie[6], sowie einige komplett numerische Ansätze. Während die Theorie von Kogelnik für sehr einfache Spezialfälle eine analytische Lösung zur Verfügung stellt, versuchen diese numerischen Verfahren, die grundlegenden Maxwell-Gleichungen zu lösen. Sehr bekannte Algorithmen sind beispielsweise die "Finite Difference Time Domain"-Methode[8], oder die "Fourier Modal Method", auch als "Rigorous Coupled Wave Analysis" (RCWA[9]) bekannt.

Die CWT von Kogelnik allerdings stellt im Bereich der Holografie eine Referenz dar, an deren Aussagekraft sich alle Erweiterungen und numerischen Verfahren zunächst messen müssen; oft liefern die numerischen Ansätze keine weiteren Einsichten. Auch für die vorliegende Arbeit wird im Wesentlichen auf die ursprüngliche Version von Kogelnik zurückgegriffen. Die Grundzüge der Theorie und die Behandlung des für uns wichtigen Spezialfalls der Phasen-Reflexionshologramme werden im Folgenden dargestellt.

Die im Hologramm aufgenommenen Interferenzmuster können anschaulich als Überlagerung von Bragg-Ebenen² verschiedener Richtungen und Raumfrequenzen angesehen werden. Die CWT beschreibt das Verhalten einer Referenzwelle R, welche auf ein einzelnes Bragg-Gitter trifft und dabei Energie an eine gestreute Signalwelle S abgibt. Die Geometrie ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die z-Achse wurde senkrecht zur Grenzfläche des holografischen Mediums gelegt, die x-Achse verläuft in der Ebene des einfallenden Strahls und parallel zur Grenzfläche. Im Medium ist ein sinusförmiges Brechungsindexgitter vorhanden, dessen Gittervektor \vec{K} den Winkel Φ mit der z-Achse einschließt. \vec{K} ist senkrecht zu den eingeschriebenen Ebenen orientiert und hat den Betrag $|\vec{K}| = 2\pi/\Lambda$, wobei Λ die Gitterperiode darstellt. Der mittlere Brechungsindex innerhalb und außerhalb der Schicht wird vereinfachend als identisch angenommen; eine Brechung an den Grenzflächen tritt daher nicht auf.

Für die mathematische Beschreibung werden noch folgende Annahmen gemacht, die für die Behandlung im Rahmen der CWT notwendig sind:

- Es werden lediglich sinusförmige Gitter betrachtet.
- Es wird ausschließlich s-Polarisation betrachtet. Hierbei ist die Polarisationsrichtung

²Diese Bezeichnung geht auf die Festkörperphysik zurück. Hier ist eine "Reflexion" von Strahlung (durch konstruktive Interferenz) an einer parallelen Schar von Netzebenen in Kristallen nur möglich, falls die so genannte "Bragg-Bedingung" (Gl. 2.2) erfüllt ist; diese Netzebenen werden als Bragg-Ebenen bezeichnet. Für eine nähere Behandlung siehe bspw. [10, 21]. Im Falle von Hologrammen können parallele, periodische Brechungsindexvariationen ebenfalls als Bragg-Ebenen interpretiert werden.

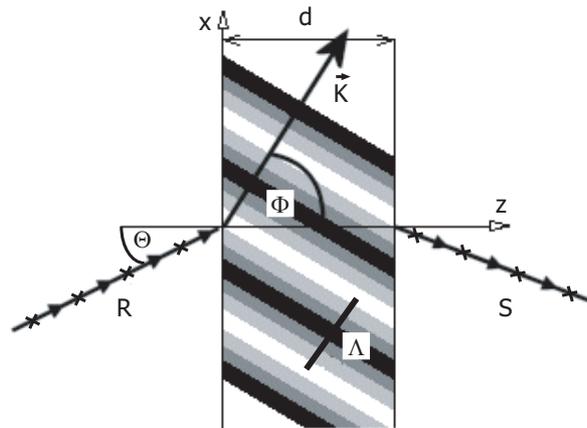


Abb. 2.6: In ein Volumenhologramm eingeschriebenes Beugungsgitter. R und S stellen Referenz- und Signalwelle dar, ϕ charakterisiert die Lage des Gitters relativ zur Schichtoberfläche. Λ ist der Abstand zwischen 2 Gitterebenen. Der Vektor \vec{E} des elektrischen Feldes liegt dabei, wie angedeutet, senkrecht zur Einfallsebene.

des Lichts senkrecht zur Einfallsebene —und damit auch senkrecht zur Flächennormalen des Mediums— orientiert.

- Die betrachtete Referenzwelle ist monochromatisch, wobei für die Wellenlänge λ und die Parameter in Abbildung 2.6 die Bragg-Bedingung erfüllt ist:

$$2\Lambda \cdot \cos(\Phi - \theta) = k\lambda \quad (k = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (2.2)$$

- Außer der Referenz- und der Signalwelle sind keine weiteren Ausbreitungsrichtungen für Licht erlaubt, da diese die Braggbedingung verletzen.³
- Die Theorie beschränkt sich auf die Beschreibung "dicker" Hologramme, d.h. für den Cook-Parameter (Gl. 2.1) gilt: $Q > 1$.
- Die Modulation des Gitters ist im Vergleich zum Brechungsindex relativ klein.
- Der Energietransport zwischen den beiden Wellen erfolgt, wie auch der Energieverlust durch Absorption, relativ langsam.

³Dies ist eine der großen Einschränkungen der CWT. Da nur zwei Wellen im Medium zugelassen sind, ist eine Behandlung der Überlagerung mehrerer Gitter oder noch komplexerer Verteilungen analytisch nicht möglich. Es existieren Erweiterungen der CWT für den Fall einer endlichen Anzahl überlagerter Gitter[6], aber diese werden schnell unhandlich und rechenintensiv. Für komplexere Verteilungen muss daher auf numerische Verfahren wie die bereits erwähnte FDTD-Methode[8] oder die RCWA[9] zurückgegriffen werden.

Die Behandlung der beschriebenen Situation beginnt mit der skalaren Helmholtz-Gleichung im Medium

$$(\nabla^2 + k^2(\vec{r})) E(\vec{r}) = 0 \quad (2.3)$$

Hierbei stellt $E(\vec{r})$ die komplexe Amplitude der y-Komponente des elektrischen Feldes dar; die Propagationskonstante k ist definiert als:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - i\omega\mu\sigma \quad (2.4)$$

wobei ω der Frequenz des einfallenden Lichts entspricht, c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, ϵ der dielektrischen Konstante, σ der Leitfähigkeit und μ die magnetische Permeabilität des Mediums darstellt. Es wird weiterhin vereinfachend angenommen, dass μ konstant ist und den gleichen Wert hat wie im Vakuum.

Das Hologramm kann nun dargestellt werden als periodische Variation der beiden Materialkonstanten σ (Amplitudenhologramm) und ϵ (Phasenhologramm):

$$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos(\vec{K}\vec{r}) \quad (2.5)$$

$$\sigma(\vec{r}) = \sigma_0 + \sigma_1 \cos(\vec{K}\vec{r}) \quad (2.6)$$

Hier stellen ϵ_0 und σ_0 die Mittelwerte der Materialkonstanten dar und ϵ_1 und σ_1 die Amplitude des betrachteten kosinusförmigen Gitters. Weiterhin wurde zur Vereinfachung die Vektorschreibweise für den Ortsvektor \vec{r} und den Gittervektor \vec{K} eingeführt:

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}; \quad \vec{K} = |K| \begin{pmatrix} \sin \phi \\ 0 \\ \cos \phi \end{pmatrix}; \quad |K| = \frac{2\pi}{\Lambda}$$

Die Gleichungen 2.4, 2.5 und 2.6 können zusammengefasst werden zu

$$k^2 = \beta^2 - 2i\alpha\beta + 2\kappa\beta \left(\exp(i\vec{K}\vec{r}) + \exp(-i\vec{K}\vec{r}) \right) \quad (2.7)$$

wobei drei neue Abkürzungen eingeführt wurden; die mittlere Propagationskonstante β , die mittlere Absorptionskonstante α , sowie die Kopplungskonstante κ , welche folgendermaßen definiert sind:

$$\beta = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_0}}{\lambda}; \quad \alpha = \frac{\mu c \sigma_0}{2\sqrt{\epsilon_0}} \quad (2.8)$$

$$\kappa = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi\epsilon_1}{\lambda\sqrt{\epsilon_0}} - \frac{i\mu c \sigma_1}{\sqrt{\epsilon_0}} \right) \quad (2.9)$$

Die vorher erwähnten Annahmen über die beschränkte Modulationstiefe erlauben (über Taylor-Entwicklungen für ϵ und σ) die Vereinfachung zu:

$$\beta = \frac{2\pi n_0}{\lambda} \quad (2.10)$$

und

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda} - \frac{i\alpha_1}{2} \quad (2.11)$$

Hierbei wurden der mittlere Brechungsindex n_0 und die mittlere Absorption α_0 , sowie die Modulationsamplituden n_1 und α_1 eingeführt. Als Lösung für das elektrische Feld in Gleichung 2.3 wird folgender Ansatz gemacht:

$$E(\vec{r}) = R(z) \exp(-i\vec{\varrho}\vec{r}) + S(z) \exp(-i\vec{\varsigma}\vec{r}) \quad (2.12)$$

Dabei wurde ein vorher erwähnter, physikalisch sinnvoller Ansatz gewählt: es sind nur 2 Ausbreitungsrichtungen im Material erlaubt; die komplexen Größen R und S stellen die Amplituden der sich ausbreitenden Wellen dar und hängen nur von z ab. Die Vektoren $\vec{\varrho}$ und $\vec{\varsigma}$ bestimmen die Ausbreitung der 2 erlaubten Wellen (Referenz- und Signalwelle) im Medium. $\vec{\varrho}$ liegt dabei in Richtung der eintreffenden Referenzwelle und ist durch den Winkel θ und die Propagationskonstante β festgelegt:

$$\vec{\varrho} = \beta \begin{pmatrix} \sin \theta \\ 0 \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Wie ausdrücklich in den Voraussetzungen für die CWT erwähnt, werden alle Ausbreitungsrichtungen, welche nicht die Braggbedingung erfüllen, vernachlässigt, wodurch die Richtung der zweiten Welle durch den Gittervektor \vec{K} und die Ausbreitungsrichtung der Referenzwelle vorgegeben sind:

$$\vec{\varsigma} = \vec{\varrho} - \vec{K} = \begin{pmatrix} \sin \theta - \frac{K}{\beta} \sin \phi \\ 0 \\ \cos \theta - \frac{K}{\beta} \cos \phi \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Setzt man den Lösungsansatz in Gleichung 2.3 ein, führt die Differenziation aus und vergleicht jeweils Terme mit gleichem Exponenten (entweder $i\varrho\vec{r}$ oder $i\varsigma\vec{r}$), so ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} R'' - 2iR'\rho_z - 2i\alpha\beta R + 2\kappa\beta S &= 0 \\ S'' - 2iS'\sigma_z - 2i\alpha\beta S + (\beta^2 - \sigma^2) + 2\kappa\beta R &= 0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Hierbei wurden die Terme mit Ausbreitungsrichtungen $(\varrho + K)$ und $(\varsigma - K)$ vernachlässigt. Nimmt man weiterhin an, dass der Energieaustausch zwischen den beiden betrachteten Wellen langsam stattfindet, können die zweiten Ableitungen vernachlässigt werden und man erhält die "coupled wave"-Gleichungen:

$$\begin{aligned} c_r R' + \alpha R &= -i\kappa S \\ c_s S' + (\alpha + i\vartheta) S &= -i\kappa R \end{aligned} \quad (2.16)$$

Diese stellen einen Satz von Differentialgleichungen dar, welche die zu Grunde liegenden physikalischen Prinzipien in mathematischer Form wiedergeben; zwei Wellen geben Energie ab durch Absorption (αR , αS) oder durch Übertragung an eine andere Welle (κR , κS). Das "Phasenabweichmaß" ϑ verringert den Energietransfer je nach Größe der Abweichung von der Bragg-Bedingung. Die verwendeten Abkürzungen sind folgendermaßen definiert:

$$\vartheta = (\beta^2 - \sigma^2)/(2\beta) = K \cos(\phi - \theta) - K^2/(4\pi n) \quad (2.17)$$

$$c_r = \rho_z/\beta = \cos \theta \quad (2.18)$$

$$c_s = \sigma_z/\beta = \cos \theta - (K/\beta) \cos \phi \quad (2.19)$$

Jetzt wird das Differentialgleichungs-System 2.16 gelöst. Die allgemeine Lösung lautet:

$$R(z) = r_1 \exp(\gamma_1 z) + r_2 \exp(\gamma_2 z) \quad (2.20)$$

$$S(z) = s_1 \exp(\gamma_1 z) + s_2 \exp(\gamma_2 z) \quad (2.21)$$

Die Konstanten γ_1 und γ_2 können hierbei durch Einsetzen bestimmt werden zu:

$$\gamma_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{c_r} + \frac{\alpha}{c_s} + i \frac{\vartheta}{c_s} \right) \pm \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\alpha}{c_r} - \frac{\alpha}{c_s} - i \frac{\vartheta}{c_s} \right)^2 - 4 \frac{\kappa^2}{c_r c_s} \right]^{1/2} \quad (2.22)$$

Die Konstanten r_1, r_2, s_1 und s_2 sind von den Randbedingungen des Systems abhängig und können aus diesen bestimmt werden.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Hologrammen handelt es sich ausschließlich um Phasenhologramme; die gebleichten Silberhalogenide und Fotopolymere weisen keine wesentliche modulierte Absorption auf. Aus diesem Grund wird im Folgenden ausschließlich auf diesen Hologrammtyp eingegangen, für eine allgemeinere Behandlung sei auf die Arbeit von Kogelnik[4] verwiesen.

In den folgenden Abschnitten wird die Berechnung der Beugungseffizienz η aus der CWT für Transmissions- und Reflexionshologramme vorgestellt. Diese ist definiert als

$$\eta = \frac{|c_r|}{c_s} S S^* \quad (2.23)$$

und stellt den Bruchteil der von der Referenz- auf die Signalwelle übertragenen Leistung dar. Hierbei entspricht S bei Transmissionshologrammen $S(d)$ und bei Reflexionshologrammen $S(0)$. Aus Gründen der Energieerhaltung sind c_r und c_s Teil dieser Formel: Für die Energiebilanz ist die in z-Richtung transportierte Leistung ausschlaggebend.

2.2.1 Behandlung von Transmissionshologrammen

Für absorptionslose Transmissionshologramme gelten folgende Rand- und Zusatzbedingungen:

$$\begin{aligned} R(0) &= 1; & S(0) &= 0 \\ \alpha &= 0; & \alpha_1 &= 0 \end{aligned} \quad \Rightarrow \kappa = \pi n/\lambda$$

Dies ergibt sich aus der Tatsache, dass am Ort $z=0$ die Amplitude der eingestrahlten Welle zunächst maximal ist und noch keine Energie in die gebeugte Welle übergegangen ist. Für $S(d)$ ergibt sich nach Berechnung aller Konstanten und Einsetzen der Randbedingungen in Gl. 2.21:

$$S = -i \left(\frac{c_r}{c_s} \right)^{1/2} \exp(-i\xi) \cdot \frac{\sin(\sqrt{\nu^2 + \xi^2})}{\sqrt{1 + \xi^2/\nu^2}} \quad (2.24)$$

mit

$$\nu = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \sqrt{c_r c_s}}; \quad \xi = \frac{\vartheta d}{2c_s}$$

Die materialabhängigen Konstanten wurden dabei in ν zusammengefasst, während ξ über das Phasenabweichmaß ϑ (siehe Gl. 2.17) mit der gewählten Rekonstruktionswelle verknüpft ist. Für die Beugungseffizienz ergibt sich

$$\eta = \frac{\sin^2(\sqrt{\nu^2 + \xi^2})}{1 + \xi^2/\nu^2} \quad (2.25)$$

Wird bei der Rekonstruktion die Bragg-Bedingung erfüllt (z.B. mit derselben Referenzwelle wie bei der Aufnahme des Hologramms), so nimmt ξ den Wert 0 an und die Beugungseffizienz wird maximal. Bei Transmissionshologrammen hängt allerdings die maximal erreichbare Beugungseffizienz periodisch von den Materialparametern ab. In Abb. 2.7 ist die maximale Beugungseffizienz in Abhängigkeit von der eingeschriebenen Brechungsindexvariation dargestellt.

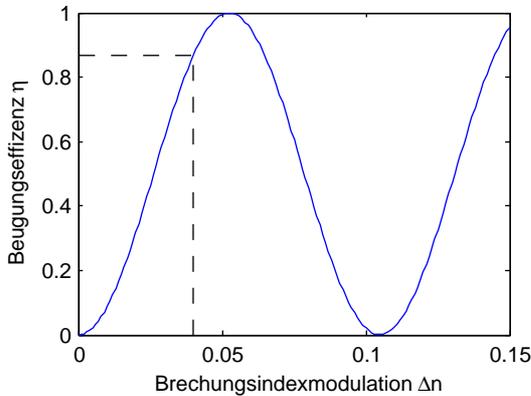


Abb. 2.7: maximal erreichbare Beugungseffizienz für ein typisches Hologramm von $8\mu\text{m}$ Dicke in Abhängigkeit von der erreichbaren Brechungsindexmodulation

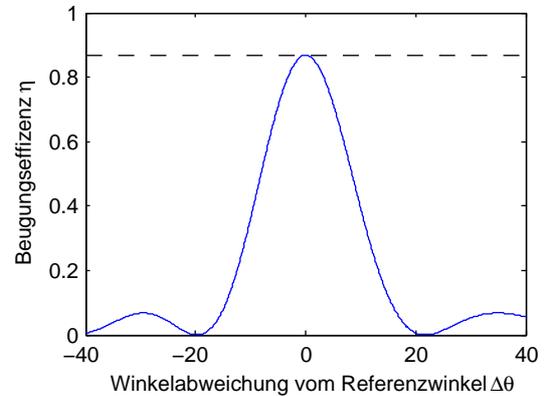


Abb. 2.8: Abhängigkeit der Beugungseffizienz vom Rekonstruktionswinkel bei fester Wellenlänge für das Hologramm in Abb. 2.7 und für $\Delta n = 0.04$

Für kleine Abweichungen von der Braggbedingung kann das Phasenabweichmaß ϑ (Gl. 2.17) über eine Taylor-Entwicklung in erster Ordnung folgendermaßen dargestellt werden:

$$\vartheta = \Delta\theta \cdot K \sin(\phi - \theta_0) - \Delta\lambda \cdot K^2 / (4\pi n) \quad (2.26)$$

Die Änderung der Beugungseffizienz bei Verletzung der Bragg-Bedingung ist in Abb. 2.8 dargestellt. Für die Berechnung wurden Werte eingesetzt, die erfahrungsgemäß im Bereich der Displayholografie vorkommen. Wie schon erwähnt erfolgt eine allgemeinere Behandlung —auch für den Fall von Absorptionsgittern— in [4, 28].

Für Transmissionshologramme ist in Abb. 2.9 und 2.10 die Winkel- bzw. Wellenlängenselektivität für unterschiedliche Schichtdicke und Brechungsindexmodulation aufgetragen. Wie bereits in der Einleitung in Kapitel 1 erwähnt, sind Transmissionshologramme relativ tolerant in Bezug auf Abweichungen der Wiedergabewellenlänge. Die Bandbreite steigt für größere Brechungsindexmodulationen und fällt für dickere Gitter, da die Zahl der an der Beugung beteiligten Bragg-Ebenen wächst und somit eine Verletzung der Bragg-Bedingung einen immer stärkeren Einfluss hat.

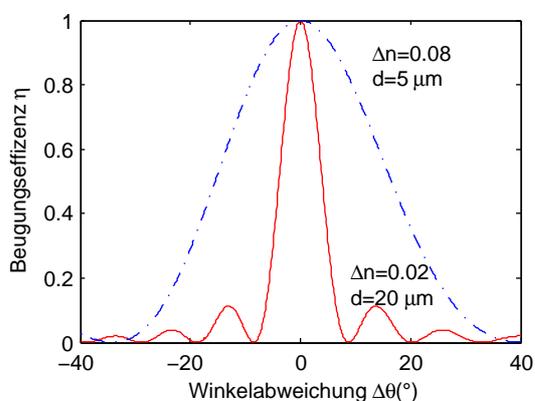


Abb. 2.9: Darstellung der Winkelbandbreite von Transmissionshologrammen mit gleicher maximaler Beugungseffizienz.

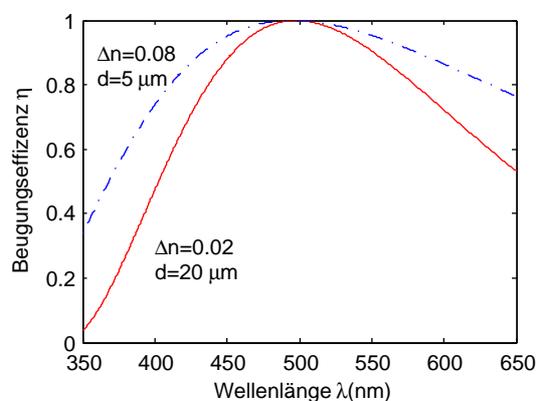


Abb. 2.10: Berechnete Beugungseffizienz gegen Wiedergabewellenlänge. Die Aufnahmemwellenlänge für beide Hologramme lag bei $\lambda = 500\text{nm}$.

2.2.2 Behandlung von Reflexionshologrammen

Im Gegensatz zu den Transmissionshologrammen gelten für Reflexionshologramme ohne Absorption die folgenden Randbedingungen:

$$\begin{aligned} R(0) &= 1; & S(d) &= 0 \\ \alpha &= 0; & \alpha_1 &= 0 \end{aligned}$$

Die interessierende Signal Amplitude $S(0)$ liegt hier auf derselben Ebene wie die einfallende Referenzwelle. Es ergibt sich für Reflexionshologramme ohne Absorption:

$$S = \left(\frac{c_r}{c_s}\right)^{1/2} \frac{1}{i\xi/\nu + \sqrt{1 - \xi^2/\nu^2} \cdot \coth\left(\sqrt{\nu^2 - \xi^2}\right)} \quad (2.27)$$

Wieder wurden einige Parameter zu ν und ξ zusammengefasst:

$$\nu = i \cdot \frac{\pi n_1 d}{\lambda \sqrt{c_r c_s}}; \quad \xi = \frac{\vartheta d}{2c_s} \quad (2.28)$$

Die Beugungseffizienz ergibt sich zu:

$$\eta = \frac{1}{1 + (1 - \xi^2/\nu^2)/\sinh^2(\sqrt{\nu^2 - \xi^2})} \quad (2.29)$$

Die maximal erreichbare Beugungseffizienz bei Erfüllung der Braggbedingung ist in Abb. 2.11 dargestellt. Im Gegensatz zu Transmissionshologrammen strebt die Beugungseffizienz mit steigender Materialdicke und höherer Brechungsindexmodulation gegen den Maximalwert von 1. Die Parameter aller in Abschnitt 3 untersuchten Holografie-materialien sind für hohe Beugungseffizienzen geeignet. Abbildung 2.12 zeigt für ein typisches Volumenreflexionshologramm ($d=8\mu m$, $\Delta n = 0.04$) die Beugungseffizienz für kleine Abweichungen von der Braggbedingung.

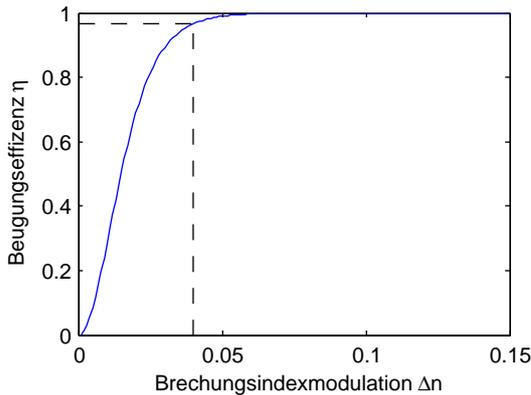


Abb. 2.11: maximal erreichbare Beugungseffizienz für ein typisches Reflexionshologramm von $8\mu m$ Dicke in Abhängigkeit von der eingeschriebenen Brechungsindexmodulation

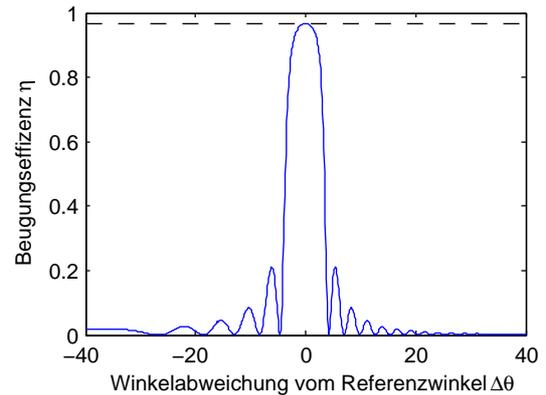


Abb. 2.12: Abhängigkeit der Beugungseffizienz vom Rekonstruktionswinkel für das Hologramm in Abb. 2.11 und für $\Delta n = 0.04$.

Reflexionshologramme besitzen im Vergleich zu Transmissionshologrammen eine kleinere spektrale Bandbreite, da eine Verletzung der Bragg-Bedingung wesentlich stärkere Auswirkungen hat. Die Bandbreite nimmt —analog zu den Transmissionshologrammen— mit steigender Modulationstiefe zu und mit größer werdender Schichtdicke ab. In Abb. 2.13 und 2.14 ist dieser Effekt am Beispiel von zwei Reflexionshologrammen mit unterschiedlichen Materialparametern dargestellt.

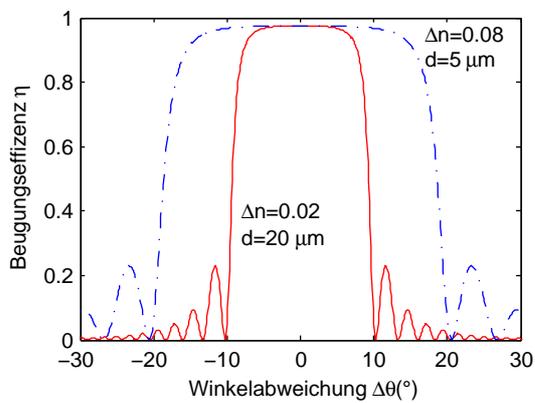


Abb. 2.13: Darstellung der Winkelbandbreite von Reflexionshologrammen mit gleicher maximaler Beugungseffizienz.

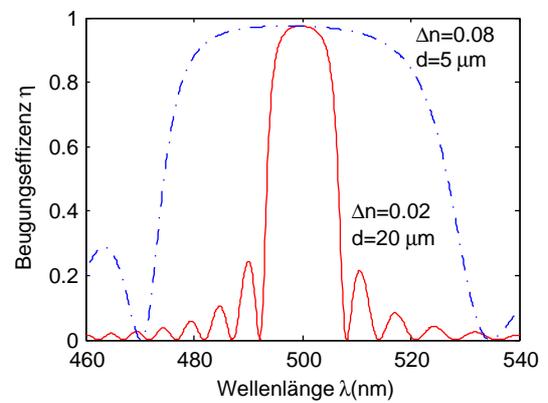


Abb. 2.14: Berechnete Beugungseffizienz in Abhängigkeit von der Wiedergabewellenlänge. Die Aufnahmewellenlänge lag bei $\lambda = 500 \text{ nm}$.

2.3 Holografische Aufnahme im Scanverfahren

Die Herausforderung bei der Aufnahme großer Hologramme liegt vor allem in der langen Belichtungszeit, während der eine sehr gute mechanische Stabilität gewährleistet sein muss. Bereits kleinste Bewegungen des zu holografierenden Objekts (in der Größenordnung von $\lambda/10$) sind ausreichend, um die Aufzeichnung der Interferenzstrukturen in einem fotosensitiven Material zu verhindern. Eine solche Stabilität kann speziell für größere Objekte nicht mehr über die Dauer von mehreren Minuten gewährleistet werden, bzw. erfordert einen unverhältnismäßig hohen Aufwand. Da weiterhin die verfügbare Laserleistung beschränkt ist, verlängert sich die benötigte Belichtungszeit bei der Aufnahme von Hologrammen proportional mit der Hologrammfläche.⁴ Aus diesem Grund ist die Fläche von konventionell aufgenommenen Hologrammen auf etwa $1m^2$ beschränkt.

Eine zweite Schwierigkeit ergibt sich bei der Aufweitung des Laserstrahls auf die erforderliche Größe. Der Laser besitzt im allgemeinen ein gaußförmiges Strahlprofil, bei dem die Intensität nach außen hin abfällt. Dies ist für kleinere Displayhologramme⁵ noch unproblematisch: Hierbei wird lediglich der zentrale Bereich des Strahlprofils für die Aufnahme verwendet, dem Betrachter fällt dies im Falle eines holografierten Objektes kaum auf. Bei großen, ebenen Flächen, die gleichmäßig ausgeleuchtet erscheinen sollen, ist ein solcher Abfall der Leuchtdichte zu den Seiten hin aber nicht akzeptabel.

Zur Lösung dieser Probleme wird im Folgenden der Ansatz verfolgt, kleine Pixelhologramme sequentiell nebeneinander zu schreiben. Dazu wird der Laser durch bewegliche Spiegel (Galvanoscanner) über das holografische Substrat gescannt und belichtet dabei jeweils nur eine kleine Fläche. Die Stabilität des Aufbaus muss damit nur noch für die Belichtungszeit der Fläche der Einzelpixel gewährleistet werden, nicht für die gesamte Aufnahmedauer. Auch die gaußförmige Intensitätsverteilung stört nicht; werden die Einzelpixel klein genug gewählt, können sie vom Betrachter nicht mehr aufgelöst werden und der Schirm erscheint homogen.

Das Verfahren der gescannten Belichtung war in der Vergangenheit bereits oft Gegenstand näherer Untersuchungen ([11] - [14]) und wird standardmäßig zur Vervielfältigung von Reflexions-Masterhologrammen eingesetzt. Für die Realisierung holografischer Aufprojektionsflächen existieren dabei zwei denkbare Aufnahmegeometrien. In Abbildung 2.15 ist zunächst die Kontaktkopie von holografischen oder konventionellen Streuvorlagen dargestellt.

Diese Denisyuk-Konfiguration[1] bietet hierbei die Vorteile einer höheren Toleranz ge-

⁴In der Tat ist diese Zunahme für kleine Intensitäten sogar überproportional; das holografische Material reagiert mit fallender Intensität immer schwächer auf einfallendes Licht. Dieser Effekt wird als "LIRF" (low intensity reciprocity failure) bezeichnet[24].

⁵Als "Displayhologramme" werden üblicherweise Hologramme bezeichnet, welche eine dreidimensionale Rekonstruktion eines Objekts für einen Betrachter sichtbar machen. Dies können holografische Aufnahmen von realen Objekten sein, oder auch computergenerierte Hologramme virtueller Objekte. Im Gegensatz hierzu zählen etwa die für einen Kopierprozess verwendeten "Masterhologramme" oder auch die "holografisch-optischen-Elemente" nicht zu den Display-Hologrammen.

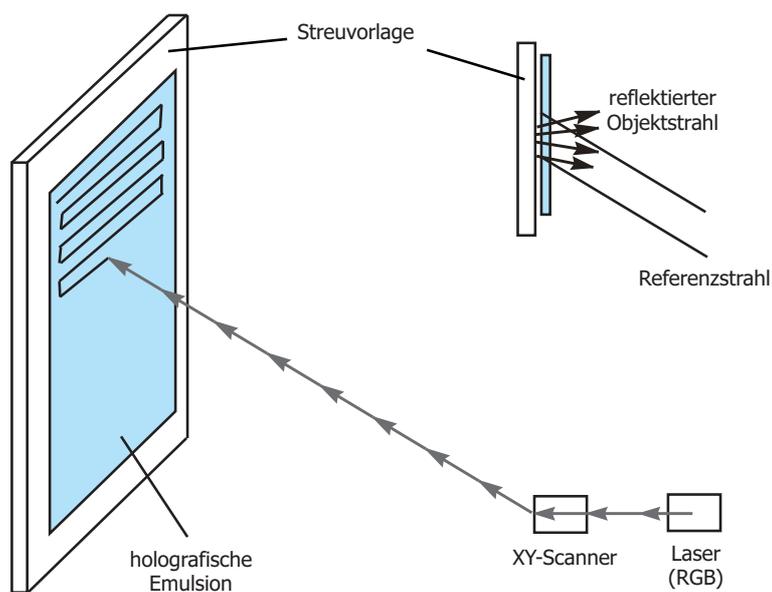


Abb. 2.15: Gescannte Aufnahme eines Reflexionshologramms in Denisjuk-Geometrie. Das vom Laser kommende Referenzlicht dringt durch das holografische Aufnahmemedium und beleuchtet daraufhin eine Diffusor-Vorlage zurück gestreut. Das zurückgestreute Licht bildet dann die Objektwelle.

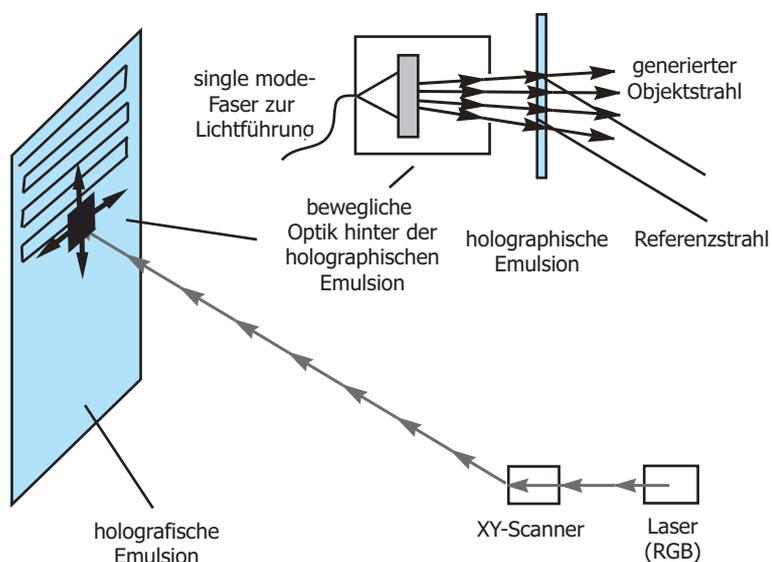


Abb. 2.16: Mögliche Aufnahme eines Reflexionshologramms in gescannter Zweistrahltechnik: Der Referenzstrahl wird konventionell gescannt, während der Objektstrahl über eine fasergekoppelte, bewegliche Einheit nachgeführt wird. Wie in der Abbildung angedeutet, kann die Abstrahlcharakteristik zum Beispiel durch eine Apertur eingeschränkt werden.

genüber Schwingungen und einer einfacheren Umsetzung. Es kann dabei allerdings nur eine vorhandene Streuvorlage gleicher Größe holografisch kopiert werden, wobei die Streucharakteristik unverändert erhalten bleibt.

Eine Alternative stellt die Verwendung einer vollständigen Zweistrahlgeometrie (Abb. 2.16) dar. Hierbei ist es möglich, für jeden einzelnen holografischen Pixel eine optimierte Streucharakteristik zu generieren. Die Implementierung dieses Verfahrens ist allerdings erheblich aufwändiger, da Objekt- und Referenzstrahl synchron über die Oberfläche des holografischen Substrats bewegt werden müssen. Außerdem ist bei der Aufnahme entscheidend, dass die optische Wegdifferenz der beiden Strahlen innerhalb der Kohärenzlänge des Lasers bleibt.

Die allgemeinen Einschränkungen bei der gescannten Aufnahme, die einzuhaltenden Stabilitätsbedingungen und die Zusammenhänge zwischen möglicher Größe der Einzelhologramme und dem Abstand zwischen Vorlage und holografischer Schicht wurden bereits detailliert in anderen Arbeiten ([15, 16]) untersucht. Dort wurde unter anderem gezeigt, dass bei einer gescannten Aufnahme die laterale Scanbewegung für die Hologrammaufnahme tolerabel ist, falls die optische Wegdifferenz zwischen Objekt- und Referenzwelle sich im Vergleich zur Wellenlänge nur wenig ändert. In [15] erfolgte die Herleitung der Änderung der optischen Weglänge (ΔOD) für eine gescannte Hologramm-Aufnahme in Denisyuk-Geometrie:

$$\Delta OD = \frac{d \cdot (1 - \cos \Delta\beta)}{\cos \beta}$$

Hierbei repräsentiert d den Abstand zwischen holografischem Material und der Streuvorlage (bzw. dem Masterhologramm), β den Scanwinkel und $\Delta\beta$ die maximale Winkeländerung des Referenzstrahls während einer Pixel-Belichtung. Für typische Werte bei einer Kontaktkopie ($d < 100\mu m$, $\lambda = 500nm$, maximaler Ablenkwinkel $\beta_{max} = 20^\circ$) und mit einer erlaubten Obergrenze für die Variation der optischen Weglänge von $\lambda/10$ erhält man für die erlaubte Winkeländerung:

$$\Delta\beta = \arccos\left(1 - \frac{1}{10} \frac{\lambda}{d} \cdot \cos \beta_{max}\right) \approx 1.7^\circ$$

Dies entspricht bei einer Entfernung von 1m zwischen Scanner und Hologramm einem maximalen Pixeldurchmesser von über 30mm. Aus diesem Grund kann kontinuierlich über die Fläche gescannt werden, ohne den Laser zwischen zwei Einzelpixel-Belichtungen abzuschalten. Insgesamt besitzt die Kontaktkopie damit mehrere gravierende Vorteile gegenüber der Zweistrahlgeometrie:

- Es ist bei der Kontaktkopie möglich, den Scanvorgang mit cw-Lasern durchzuführen, ohne den Strahl an- und abzuschalten. Die laterale Scanbewegung hat dabei vernachlässigbare Auswirkungen auf den Kontrast der eingeschriebenen Hologramme[15].
- Benachbarte Pixel und Zeilen können überlappt werden, ohne dass die vorher eingeschriebenen Hologramme gelöscht werden. So kann die Gesamteffizienz und Homoge-

nität erhöht werden, da keine Zwischenräume mit schlechterer Beugungseffizienz in Kauf genommen werden müssen.

- Die Stabilitätsanforderungen an den mechanischen Aufbau sind für holografische Maßstäbe äußerst gering. Lediglich der Abstand zwischen holografischer Schicht und Streuvorlage muss für die Dauer der Pixelbelichtung konstant gehalten werden. Diese Zeitspanne beträgt bei Verzicht auf einen Überlapp der Zeilen maximal einige hundertstel Sekunden und ist unabhängig von der Gesamtbelichtungszeit und damit der Größe des Hologramms.
- Aufgrund des geringen Abstands zwischen Objekt und holografischer Schicht genügt ein Laser mit einer Kohärenzlänge von wenigen Millimetern, um die Belichtung durchzuführen.

Im Gegensatz zum Denisyuk-Verfahren bietet der Einsatz eines fasergekoppelten, mitbewegten Objektstrahls allerdings andere Vorteile:

- Die Scantechnik mit getrennter Objekt- und Referenzwelle bietet die Möglichkeit, das Intensitätsverhältnis und die Polarisierung beider Strahlen zu optimieren.
- Durch optische Elemente im Objektstrahl kann jedem eingeschriebenen Einzelhologramm eine optimierte Streucharakteristik aufgeprägt werden. Dadurch ist es möglich, das gesamte Licht in eine definierte Zone zu lenken (die so genannte "eyebox"). Da kein Licht in ungenutzte Bereiche gestreut wird, kann so die Lichtausbeute des Schirmes für die Betrachter maximiert werden.

Für die Realisierung dieser Aufnahmetechnik ist jedoch ein erhöhter Aufwand nötig. So können etwa die Stabilitätsbedingungen für die Zweistrahlgeometrie realistischerweise nur durch den Einsatz gepulster Laser gewährleistet werden. Weiterhin muss die Kohärenzlänge der Laser ausreichend hoch sein, da während des Scans ein variabler Gangunterschied zwischen Objekt- und Referenzstrahl in der Größenordnung einiger zehn Zentimeter auftritt.

2.4 Farbmeterik

Zur quantitativen Analyse der vorgestellten Projektionsflächen ist unter anderem deren Verhalten bei Rekonstruktion mit Weißlicht aus einem Projektions-System zu untersuchen.

Wenn von der "Farbe" eines Objektes (oder eines Hologramms) die Rede ist, so ist damit die Wahrnehmung des von diesem Objekt abgestrahlten Lichtspektrums gemeint. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die Wahrnehmung von Farbe und den im Rahmen dieser Arbeit (zur Charakterisierung von Hologrammen) verwendeten Farbraum gegeben. Dieser basiert auf den Standards der "Commission Internationale de l'Éclairage" (CIE) und erlaubt eine quantitative Beschreibung des Farbeindrucks durch "Farbkoordinaten" in einem so genannten "Farbraum".

2.4.1 Farbwahrnehmung

Die Wahrnehmung von Farbe geschieht im menschlichen Gehirn durch einen komplexen Prozess, der im Auge seinen Anfang nimmt. Dort existieren 3 verschiedene Arten von Fotorezeptoren (sog. "Zapfen"), welche sich durch ihre spektrale Empfindlichkeit unterscheiden.⁶ Die relative spektrale Empfindlichkeit dieser Rezeptoren im menschlichen Auge ist in Abbildung 2.17 dargestellt.

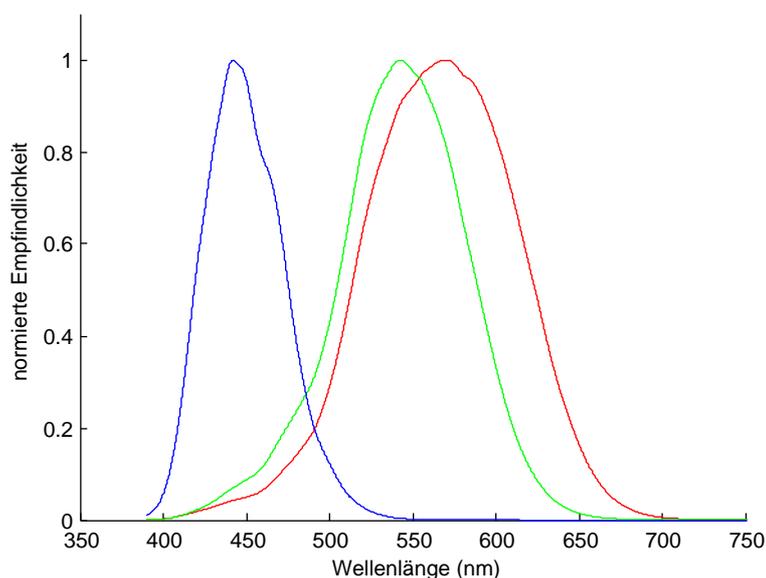


Abb. 2.17: Normierte spektrale Empfindlichkeit der 3 Arten von Zapfenrezeptoren im menschlichen Auge

⁶Es existiert eine weitere Rezeptorensorte ("Stäbchen"), welche allerdings keine Farben unterscheiden können und bei allen hier relevanten Anwendungen bereits in Sättigung sind.

Die auf dieser Physiologie aufbauende Dreikomponententheorie des Farbsehens wurde bereits im Jahre 1801 von Young[17] vorbereitet und 1851 von Helmholtz[18] ausgebaut. Danach werden durch einfallendes Licht die verschiedenen Rezeptoren im Auge unterschiedlich stark erregt und erzeugen so neuronale Reize, die das Gehirn anschließend als Farben auswertet.

Die drei in Abbildung 2.18 dargestellten *Spektralwertfunktionen* (engl.: *Color Matching Functions, CMF*[19]) wurden durch empirische Versuche an normalsichtigen Beobachtern festgelegt. Sie wurden ermittelt, indem der Farbeindruck eines monochromatisch beleuchteten Testfelds durch additive Farbmischung dreier Primärvalenzen (monochromatische Farben) von Versuchspersonen nachgebildet wurde. Im Originalversuch wurden hierzu die gefilterten Wellenlängen 435nm, 546nm und 700nm verwendet. Es ist dabei allerdings nur mit einer trickreichen Versuchsanordnung möglich, alle Farben aus den Primärvalenzen zusammen zu mischen; die resultierenden Spektralwertfunktionen hatten zunächst teilweise negative Werte.

Die in Abb. 2.18 dargestellten Spektralwertfunktionen wurden aus diesen experimentellen Daten durch eine Transformation auf *virtuelle* Primärvalenzen generiert. Sie sind Grundlage für das *Normvalenzsystem*, welches sich als Bezugssystem für die Farbmessung etabliert hat. Für eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens sei auf [20] verwiesen.

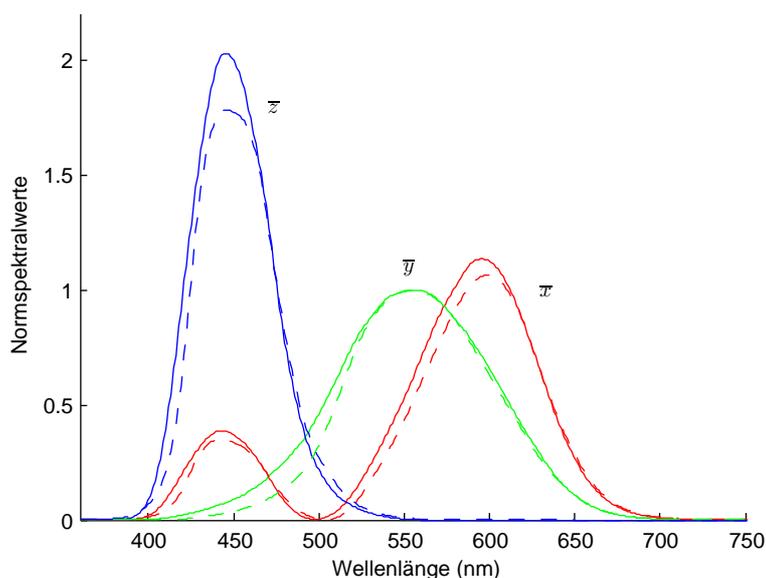


Abb. 2.18: Normspektralwertfunktionen. Die gestrichelte Linie repräsentiert den 2°-Standardbeobachter, die durchgezogene den 10°-Standardbeobachter.

Je nach betrachtetem Gesichtsfeld werden außerdem unterschiedliche Spektralwertkurven verwendet: Für einen Winkelbereich kleiner 2° werden die Spektralwertfunktionen des so genannten "2°-Standardbeobachters" verwendet, für größere Winkel die des "10°-Standardbeobachters".

Die Dreikomponententheorie erklärt u.a. die Möglichkeit der additiven Farbmischung und die verschiedenen Ausprägungen von Farbfehlsichtigkeit. Sie bildet die Grundlage für unser heutiges Verständnis des Farbsehens.

2.4.2 Farbmessung

Um Farbeindrücke zu quantifizieren stellte die CIE im Jahre 1931 erstmals Standards auf, welche auf den Mechanismen der im letzten Abschnitt erwähnten Lichtwahrnehmung basieren.

Durch Kenntnis der Spektralwertfunktionen $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ kann jeder spektralen Energieverteilung $\Phi(\lambda)$ ein Tripel aus Farbwerten (engl.: *tristimulus values*) zugeordnet werden:

$$\begin{aligned} X &= k \int_0^\infty \Phi(\lambda) \bar{x}(\lambda) d\lambda \\ Y &= k \int_0^\infty \Phi(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda \\ Z &= k \int_0^\infty \Phi(\lambda) \bar{z}(\lambda) d\lambda \end{aligned}$$

Dazu wird das zu bewertende Spektrum mit den Spektralwertfunktionen gewichtet; das Resultat sind die 3 skalaren Farbwerte X, Y und Z. Die Konstante k ist hierbei lediglich ein Normierungsfaktor, der so gewählt wird, dass für das Spektrum der (eventuell) verwendeten Referenzlichtquelle gilt: $Y=100$. Der resultierende Farbraum trägt als Abkürzung den Namen *CIEXYZ*; jede Farbe ist durch Angabe der drei Farbwerte X, Y und Z bestimmt.

Eine weitere Möglichkeit, die Farbwerte darzustellen, bietet die Umrechnung in die *Normfarbwertanteile* x, y und z :

$$x = \frac{X}{X + Y + Z}; \quad y = \frac{Y}{X + Y + Z}; \quad z = \frac{Z}{X + Y + Z};$$

Da deren Summe per Definition gleich 1 ist, lässt sich beispielsweise z aus den anderen beiden Anteilen nach $z = 1 - x - y$ berechnen. Durch Angabe von nur 2 Skalaren ist somit die Farbart bestimmt. Da bei dieser Darstellung die "Helligkeit" (relative Leuchtdichte) noch unbestimmt ist, wird zur vollständigen Farbdefinition noch der Farbwert Y mit angegeben, weshalb der resultierende Farbraum den Namen *CIEYxy* trägt. Es existieren noch einige weitere gebräuchliche Farbräume, welche auf bestimmte Anwendungen zugeschnitten sind (zum Beispiel CIELab, CIELuv, DIN 6164 oder das Munsell-System). Für eine detaillierte Beschreibung dieser Darstellungen sei auf [20, 21] verwiesen.

Im vorliegenden Fall wurde der *CIEYuv*-Farbraum für die Evaluierung der Hologramme gewählt. Hierbei handelt es sich um eine Transformation der x - und y -Farbwertanteile in neue Koordinaten nach folgender Umrechnung:

$$u' = 2x / (6y - x + 1.5) \tag{2.30}$$

$$v' = 4.5y / (6y - x + 1.5) \tag{2.31}$$

Der CIEY u/v -Farbraum hat den Vorteil, dass wahrnehmbare "Abstände" zwischen Farben etwa konstant bleiben. In der CIEY xy -Repräsentation ist dies nicht der Fall; hier sind die Bereiche ununterscheidbarer Farben je nach Position im Farbraum unterschiedlich groß (so genannte "MacAdams Ellipsen" [22, 23]).

Abbildungen 2.19 und 2.20 stellen die beiden Farbräume als Normfarbtafel grafisch dar. Die geschwungene Begrenzung der eingeschlossenen Fläche ist der *Spektralfarbenzug*, auf ihm liegen alle reinen Spektralfarben. Seine Position findet man, indem man die Farbkoordinaten x und y für monochromatisches Licht aus den zugehörigen Farbwerte-Tripeln berechnet.

Weiterhin eingezeichnet wurde der *Unbuntpunkt* U , auf dem die drei Normfarbwerte gleich groß sind und der dementsprechend bei $x = y = z = 1/3$ liegt.

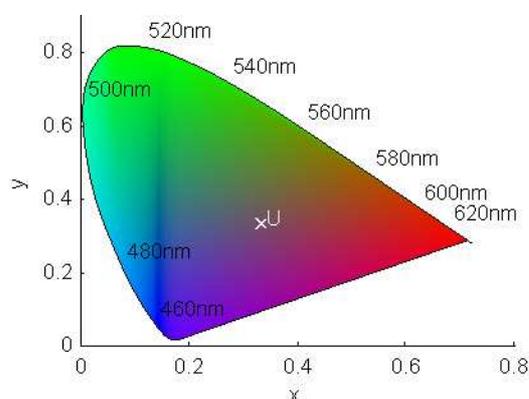


Abb. 2.19: CIEY xy -Normfarbtafel

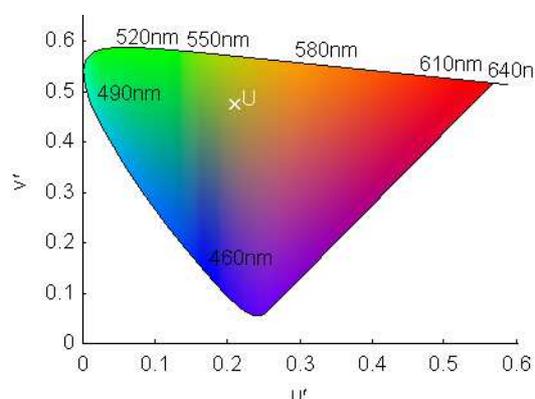


Abb. 2.20: CIEY u/v' -Normfarbtafel

Das Bewertungsschema für die quantitative Beschreibung von Farbe lässt sich damit folgendermaßen zusammenfassen:

Einer zu bewertenden spektralen Energieverteilung werden zunächst mit Hilfe der Spektralwertkurven (Abb. 2.18) die Normfarbwerte X, Y und Z zugeordnet. Diese können anschließend in den gewünschten Farbraum (in unserem Fall CIEY u/v') transformiert werden und ermöglichen dort den Vergleich verschiedener Farben miteinander.

2.5 Holografische Farbwiedergabe

Wie bereits erwähnt, ist eine der Herausforderungen bei der Projektion auf holografische Bildschirme die exakte Abstimmung der Hologramme auf die spätere Wiedergabe-Geometrie. Stimmt der Projektionswinkel nicht mit dem ursprünglichen Referenzwinkel überein, ergeben sich spektrale Verschiebungen der Beugungseffizienz, welche sich nicht nur durch eine verfälschte Farbwiedergabe, sondern auch durch Effizienzeinbußen bemerkbar machen.

Im Folgenden soll untersucht werden, in welcher Weise sich die Farbwiedergabe typischer Bildschirmhologramme bei einer Abweichung vom Referenzwinkel bei der Rekonstruktion ändert. Dazu wurde ein RGB-Hologramm mit typischen Materialparametern ($\Delta n = 0.03, d = 8\mu\text{m}$) simuliert, welches unter einem zentralen Projektionswinkel von 10° aufgenommen wurde⁷.

In Abbildung 2.21 ist das in Richtung des Betrachters (zentral vor dem Hologramm) gebeugte Spektrum des RGB-Hologramms in Abhängigkeit vom verwendeten Projektionswinkel dargestellt. Die bei der Aufnahme verwendeten Wellenlängen (446nm, 532nm und 628nm) sind durch senkrechte Linien markiert; auf der Y-Achse sind relative Verkippungen gegenüber der Aufnahmegeometrie aufgetragen. Die resultierende Beugungseffizienz ist farblich kodiert und wurde mit der Kogelnik-Theorie berechnet.

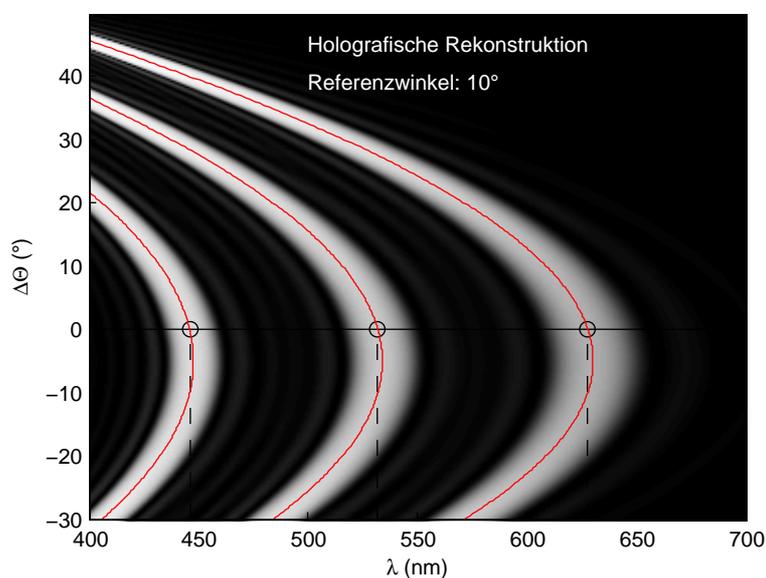


Abb. 2.21: Abhängigkeit der spektralen Beugungseffizienz von einer Verkippung des Hologramms ($\Delta\Theta$) gegenüber dem ursprünglichen Referenzwinkel. Die bei der Aufnahme verwendeten Wellenlängen sind markiert. Die durchgezogenen Linien stellen die lokalen Maxima der Beugungseffizienz dar; sie wurden mit Hilfe der Bragg-Bedingung (Gl. 2.2) berechnet.

In Abb. 2.21 ist erkennbar, dass eine Verkippung des Hologramms eine simultane Verschiebung der Beugungseffizienzen bewirkt. Dabei tritt bei einer Verkippung zwischen 0° und -5° eine Rotverschiebung der Rekonstruktion auf, bei anderen Winkeln eine Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen hin. Bei Verkippungen größer als etwa 20° unterschreitet das blaue Hologramm die Rekonstruktionswellenlänge von 400nm und geht damit langsam ins Ultraviolette über, ist also für die Darstellung unbrauchbar.

⁷Dies entspricht einer Aufprojektion aus etwa 3m Entfernung bei einer Bildhöhe von 1m, wobei der Projektor am unteren (bzw. oberen) Bildrand positioniert ist.

In Abbildung 2.22 sind die Auswirkungen solcher Verschiebungen im u/v -Farbraum dargestellt. Dazu sind die drei durch das Hologramm rekonstruierten Farben, sowie die resultierende Mischfarbe dargestellt. Bei den Berechnungen wurde von einer Lichtquelle ausgegangen, welche eine konstante Lichtleistung im gesamten sichtbaren Spektrum zur Verfügung stellt; detaillierte Betrachtungen mit realen Projektionssystemen werden in Kapitel 7 durchgeführt.

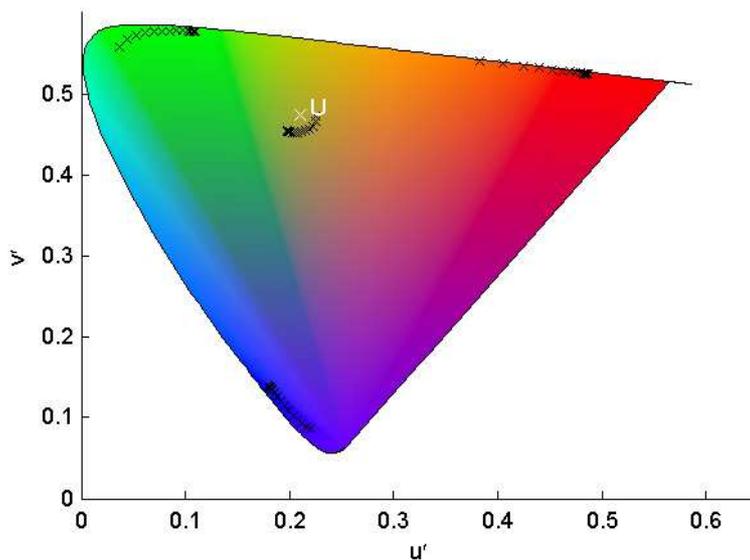


Abb. 2.22: Darstellung des rekonstruierten Farbeindrucks im u/v -Farbraum. Dazu wurden die Farbkoordinaten der Grundfarben sowie die der resultierenden Mischfarbe für eine Verkippung zwischen -20° und $+20^\circ$ berechnet. Zur Orientierung ist zusätzlich der Unbuntpunkt U eingezeichnet, der bei $X=Y=Z=1/3$ im XYZ-Farbraum liegt.

Aus Abb. 2.22 ist erkennbar, dass die Justage von RGB-Reflexionshologrammen —zumindest bezüglich auftretender Farbfehler— theoretisch keine großen Schwierigkeiten mit sich bringt: der Farbeindruck des Schirms liegt auch für relativ große Verkippungen von bis zu 20° nahe am Unbuntpunkt. Allerdings besteht nach wie vor die Schwierigkeit, die Hologramme an die verwendete Lichtquelle bei Aufprojektion anzupassen. Diesbezügliche Untersuchungen sind ebenfalls in Kapitel 7 zu finden.

Kapitel 3

Charakterisierung holografischer Materialien

Die Realisierung der neuartigen Belichtungsverfahren, sowie die Verwendung von Hologrammen als Aufprojektionsfläche, erfordert zunächst die Auswahl geeigneter Aufnahme-materialien. Für kleinere, monochromatische Flächen kommen praktisch alle am Markt erhältlichen Holografie-materialien in Betracht, für großflächige Hologramme lediglich die auf Folie erhältlichen Silberhalogenide der Fa. *Geola* und das Fotopolymer der Fa. *DuPont*. Tabelle 3.1 listet die untersuchten Materialien, sowie deren spezifizierte Beugungseffizienz für monochromatische Aufnahmen auf. (Daten aus [28, 29, 30], sowie den Materialdatenblättern[31, 32]).

Die von den Herstellern spezifizierten Daten sind nur eingeschränkt nutzbar, da aufgrund der speziellen Sensitivierungen die Empfindlichkeit sehr stark von den verwendeten Wellenlängen der Aufnahmelaser abhängt. Außerdem liegen für keines der Materialien Daten über die Beugungseffizienz mehrfarbiger Hologramme vor.

Ein weiterer Grund für die vorgenommene Charakterisierung ist die häufig auftretende Änderung der Materialeigenschaften; die Hersteller verbessern insbesondere die Silberhalogenid-Materialien ständig in Bezug auf Sensitivität und Beugungseffizienz. So entstand beispielsweise das Folienmaterial PGV-P aus einer Weiterentwicklung von PFG-3C und steht uns in dieser Form nur aufgrund eines Kooperationsvertrags zur Verfügung. Daher existieren zu diesem Material auch keine Datenblätter oder sonstige publizierte Angaben.

In Abschnitt 3.1 erfolgt zunächst die Untersuchung der Materialien in Bezug auf ihre maximal erreichbare Beugungseffizienz und die optimale Belichtungsenergie für verschiedene Wellenlängen. Alle Materialien wurden dabei ausschließlich mit den chemischen Verfahren behandelt, welche von den jeweiligen Herstellern empfohlen werden.

Im darauf folgenden Abschnitt werden aus den Hologrammen weitere Parameter wie Bandbreite, Schichtdicke und verfügbare Brechungsindexmodulation bestimmt. Hierbei wurde ein neuartiges Messverfahren für den Brechungsindex implementiert, welches diesen über

Material (Hersteller)	Spezifizierte Belichtungs- Dosis ($\frac{\mu J}{cm^2}$)	Aufnahme- Wellenlänge (nm)	Spezifizierte Beugungs- Effizienz (%)	Spezifizierte Auflösung (Linien/mm)
PFG-01 (Geola)	80	630	>45	3000
VRPM (Geola)	110	510	>45	3000
PFG-3C (Geola)	2000 - 3000	480 – 630	>45	5000
PGV-P (Geola)	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.
Ultimate-08 (Y. Gentet)	300	440 – 660	>90	10000
Ultimate-15-BG (Y. Gentet)	75	440 – 540	>90	8000
Ultimate-15-R (Y. Gentet)	75	630	>90	8000
BB-450 (Fa. Colourholographic)	150	450	>70	7000
BB-520 (Fa. Colourholographic)	150	520	>80	7000
BB-640 (Fa. Colourholographic)	150	640	>70	7000
HRF-800X001-20 (Fa. DuPont)	20000	640	>90	>10000

Tab. 3.1: Spezifikationen der Hersteller. Speziell die Werte zur Beugungseffizienz sind oft pauschal oder gar nicht in der Materialbeschreibung angegeben. Hier wurde teilweise auf Materialuntersuchungen Dritter zurückgegriffen[28, 33, 34, 35].

die Gitterperiode eingeschriebener Bragg-Ebenen misst.

Anschließend wird nach der Bestimmung der Brechungsindexmodulation in Abschnitt 3.2 ein analytisches Modell erstellt, das mit nur wenigen Parametern das Verhalten holografischer Materialien sehr gut beschreibt. Für die untersuchten Materialien werden dann geeignete Fitparameter im Rahmen der vorgeschlagenen Modellierung berechnet und das Resultat mit den gemessenen Werten verglichen.

Das Ziel der vorgenommenen Materialcharakterisierung ist letztendlich die Auswahl der für die holografischen Aufprojektionsschirme geeigneten Materialien. Im Vordergrund steht dabei eine möglichst hohe erreichbare Beugungseffizienz bei geringer Belichtungsenergie, eine große Bandbreite, sowie die Möglichkeit der Aufnahme von RGB-Hologrammen. Die

Materialauswahl erfolgt in der Zusammenfassung am Ende des Kapitels.

3.1 Beugungseffizienz

Der in Kapitel 2 eingeführte Begriff der Beugungseffizienz ist dort als Anteil der von der Referenz- auf die Signalwelle übertragenen Leistung definiert (Gl. 2.23). Damit sind bei der (Weißlicht-) Rekonstruktion von Hologrammen die Beugungseffizienz und die spektrale Bandbreite ein direktes Maß für die nutzbare Lichtleistung der einfallenden Referenzwelle und ein wichtiges Kriterium für die Auswahl der verwendeten Materialien.

Die maximal erreichbare Beugungseffizienz hängt vom Modulationsparameter ν (Gl. 2.28) und somit vom Produkt aus Dicke des Gitters (d) und verfügbarer Brechungsindexmodulation (Δn) ab.

Die Bandbreite hingegen steigt zwar mit verfügbarem Δn , fällt jedoch für dickere Hologramme, wie in Kapitel 2 dargestellt. Ideal für die holografischen Aufprojektionsschirme wäre daher eine möglichst hohe Brechungsindexmodulation zur Herstellung dünner, breitbandiger Reflexionshologramme mit hoher Beugungseffizienz.

Im Folgenden werden die Materialien zunächst bezüglich ihrer erreichbaren Beugungseffizienz η charakterisiert. Diese wird bei allen Materialien über das Verhältnis von gebeugter Intensität I zur ursprünglich einfallenden Intensität I_0 gemessen:

$$\eta = \frac{I}{I_0}$$

Zur Bestimmung der optimalen Belichtungs-dosis werden ganze Messreihen der Beugungseffizienz in Abhängigkeit von der Belichtungs-dosis ausgewertet. Dazu wurde für jedes zu untersuchende Material eine große Anzahl holografisch optischer Elemente (HOE) belichtet und vermessen. Um Aussagen über ideale Belichtungsparameter zu erhalten, wurden für jede Material- und Wellenlängenkombination mindestens 50 Hologrammaufnahmen durchgeführt.

3.1.1 Aufnahmesystem für holografisch-optische Elemente

Für die beschriebene Aufgabenstellung wurde ein automatisiertes Messverfahren für HOE entworfen[36] und aufgebaut. Dieses erlaubt es, vor der Aufnahme Referenz-, Objektwinkel und den verwendeten Laser festzulegen und gleichzeitig die in das Substrat einbelichtete Gesamtdosis lokal zu variieren. Diverse Substrathalter erlauben dabei die Verwendung verschiedenster Substratgrößen (bis einschließlich 500mm x 200mm).

Der wesentliche Vorteil dieses Verfahrens besteht in der Aufnahme von bis zu einigen Dutzend Hologrammen auf einem einzelnen Substrat, ohne dass Eingriffe von außen notwendig sind. Durch entsprechend programmierte Wartezeiten werden Luftbewegungen und Vibrationen minimiert, welche das Ergebnis ansonsten verfälschen könnten. Weiterhin wurde der

Aufbau so konzipiert, dass die eingeschriebenen HOE mit einem fasergekoppelten Spektrometer auch automatisiert vermessen werden können. Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau des Verfahrens.

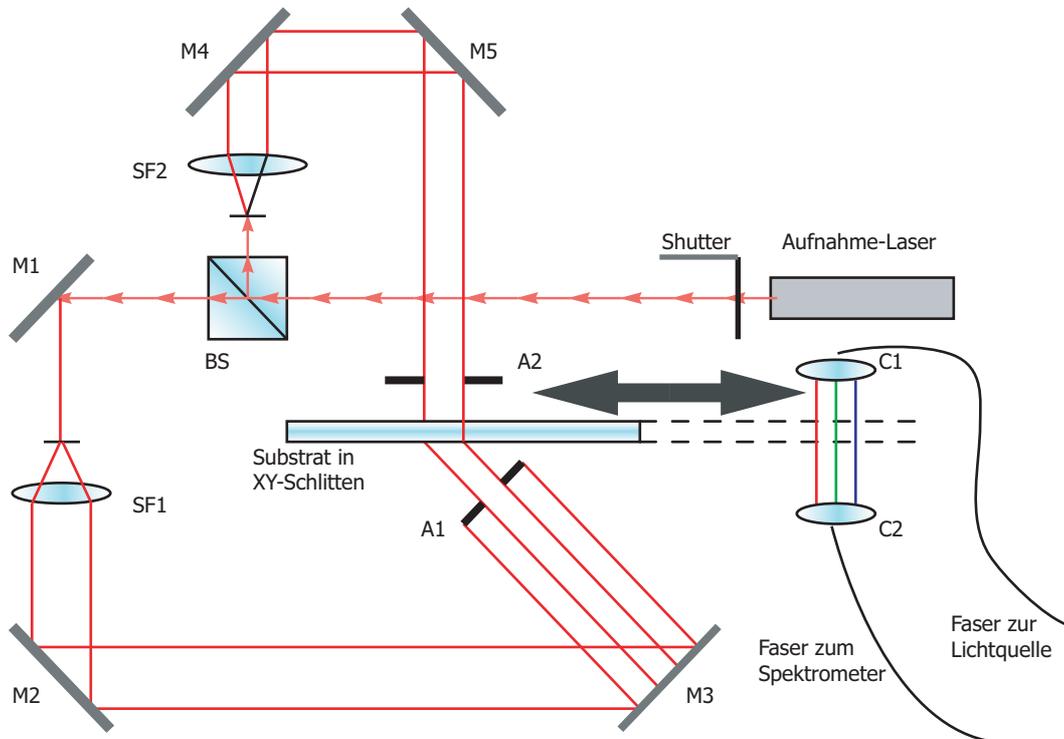


Abb. 3.1: Aufnahme und Vermessung der Hologramme. Das Substrat kann nach der Aufnahme in die Spektrometerposition gefahren werden, um eine automatisierte Vermessung durchzuführen.

Hauptbestandteil des Aufbaus ist eine XY-Verschiebeeinheit, welche computergesteuerte Verfahrenswege des holografischen Substrats von bis zu 400mm x 200mm erlaubt. Über Kippspiegel ist die Selektion verschiedener Aufnahmelaser möglich, um Untersuchungen mit mehreren Wellenlängen zu ermöglichen. Zur Verfügung stehen frequenzverdoppelte YAG-Laser (532nm, 473nm), ein stabilisiertes Laserdiodenmodul (658nm) und HeNe-Laser (633nm). Außerdem ist die Einkoppelung eines Argon-Lasers (457nm, 488nm, 514nm) in den Aufbau möglich.

Nach Passieren des computergesteuerten Shutters wird der Strahl im Strahlteiler BS in Objekt- und Referenzstrahl geteilt, in den beiden Raumfiltern SF1¹ und SF2 gefiltert, kollimiert und trifft von verschiedenen Seiten auf das Substrat. Die Positionierung der Spiegel M3 und M5 erlaubt die Einstellung beliebiger Objekt- und Referenzwinkel. Um das hohe Auflösungsvermögen der Materialien zu testen und gleichzeitig eine einfache Auswertung zu ermöglichen, wurden zunächst alle Hologramme in einer 45°/180°-Konfiguration aufge-

¹engl.: spatial filter

nommen. Dies entspricht in Abbildung 2.6 den Werten $\Theta = 45^\circ$ und $\Phi = 22.5^\circ$.

Vor der Belichtung werden zunächst die Substratgrenzen definiert, die Belichtungszeiten und -intensitäten eingestellt und der gewünschte Belichtungsablauf (Wartezeiten, etc.) festgelegt. Anschließend kann der PC-gesteuerte Prozessablauf über das Netzwerk auch außerhalb des Aufnahmelabors verfolgt werden.

Mit demselben Aufbau kann anschließend auch die Auswertung der Hologramme vorgenommen werden. Während der Aufnahme werden die Belichtungsparameter und die Hologrammposition mitprotokolliert; zur Auswertung werden die Hologramme in den kollimierten Weißlichtstrahl zwischen C1 und C2 gefahren und deren Transmissionsspektrum durch ein fasergekoppeltes Spektrometer aufgenommen.

Aus den Spektren wird dann zunächst die Wellenlänge der maximalen Beugungseffizienz bestimmt. Anschließend werden die Streu- und Absorptionsverluste durch einen Fit bestimmt, welcher über die Materialtransmission außerhalb des Wellenlängenbereichs des Beugungspeaks berechnet wird. Daraufhin kann die Beugungseffizienz η (Abb. 3.2) berechnet werden.

Die Spektren werden zusammen mit den wichtigsten Parametern wie Beugungseffizienz und Absorption gespeichert und können später bei Bedarf weiter ausgewertet werden. Mit diesem Verfahren wurden sämtliche Materialien aus Tabelle 3.1 charakterisiert.

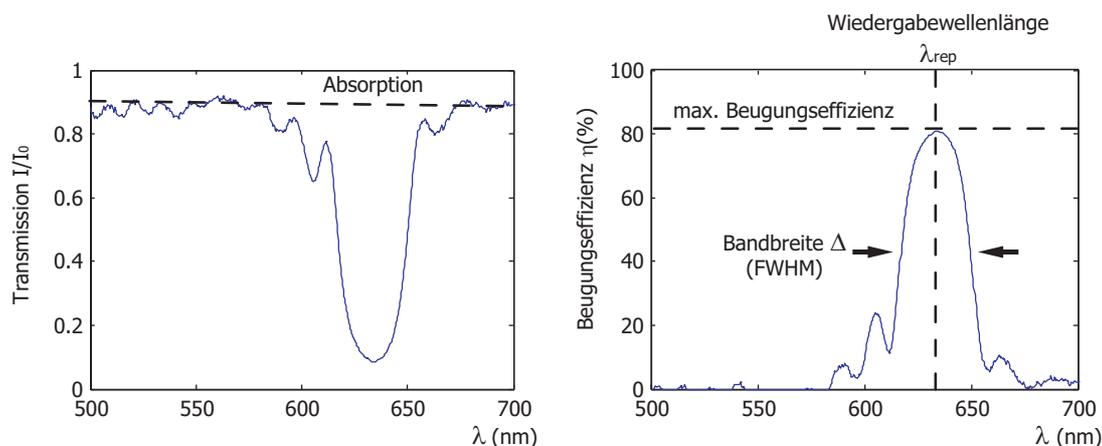


Abb. 3.2: Transmissions-Spektrum eines typischen Silberhalogenid-Hologramms (Ultimate-15), aufgenommen mit einer Wellenlänge von 633nm.

3.1.2 Auswertung der Transmissionsspektren

Ziel dieser Messungen war es, sowohl eine genaue Aussage über die benötigte Belichtungs-dosis für die Hologramm-Aufnahme zu erhalten, als auch einen Vergleich der Materialien untereinander bezüglich der erreichbaren Beugungseffizienz vorzunehmen.

Zur Charakterisierung wurden für jede Material- / Wellenlängenkombination bis zu 100 Einzel-Hologramme belichtet und ausgewertet. In Abbildungen 3.3 bis 3.5 sind exemplarisch die Beugungseffizienzen einiger betrachteter Materialien (PGV-P, Ultimate-08-RGB und HRF-800X001-20) in Abhängigkeit von der einbelichteten Energie dargestellt.

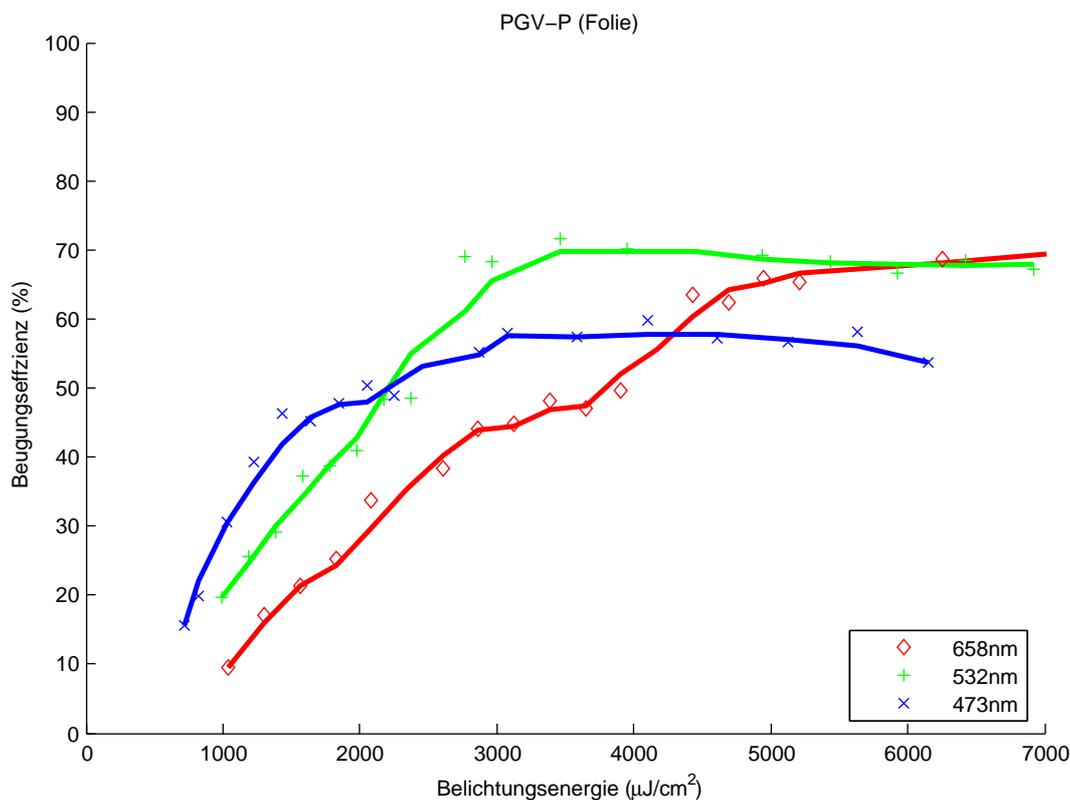


Abb. 3.3: Beugungseffizienz von PGV-P(Folie)

In den Graphen sind zur besseren Darstellung eine Vielzahl von Datenpunkten unterdrückt; die sichtbaren Schwankungen werden meist durch inhomogene Materialeigenschaften bei Verwendung verschiedener Substrate verursacht. Teilweise variieren die erreichbaren Beugungseffizienzen sogar mit der Position auf der Substrat-Oberfläche.²

Eine Zusammenfassung der erreichten Beugungseffizienzen und die optimalen Belichtungs-dosen sind in Tabelle 3.2 dargestellt. Bei allen untersuchten Hologrammen handelt es sich um Aufnahmen mit jeweils einer einzelnen Wellenlänge, die Untersuchung von Farbhologrammen erfolgt in Kapitel 6. Dort wird die holografische Rekonstruktion von Farbe bei der Verwendung mehrerer Wellenlängen untersucht.

²Dies kann z.B. durch das beim Hersteller benutzte Coating-Verfahren verursacht werden. Möglicherweise unterscheiden sich die Schichtdicken in den Randbereichen geringfügig von den Bereichen in der Mitte der Substrate. Damit variiert auch die erreichbare Beugungseffizienz.

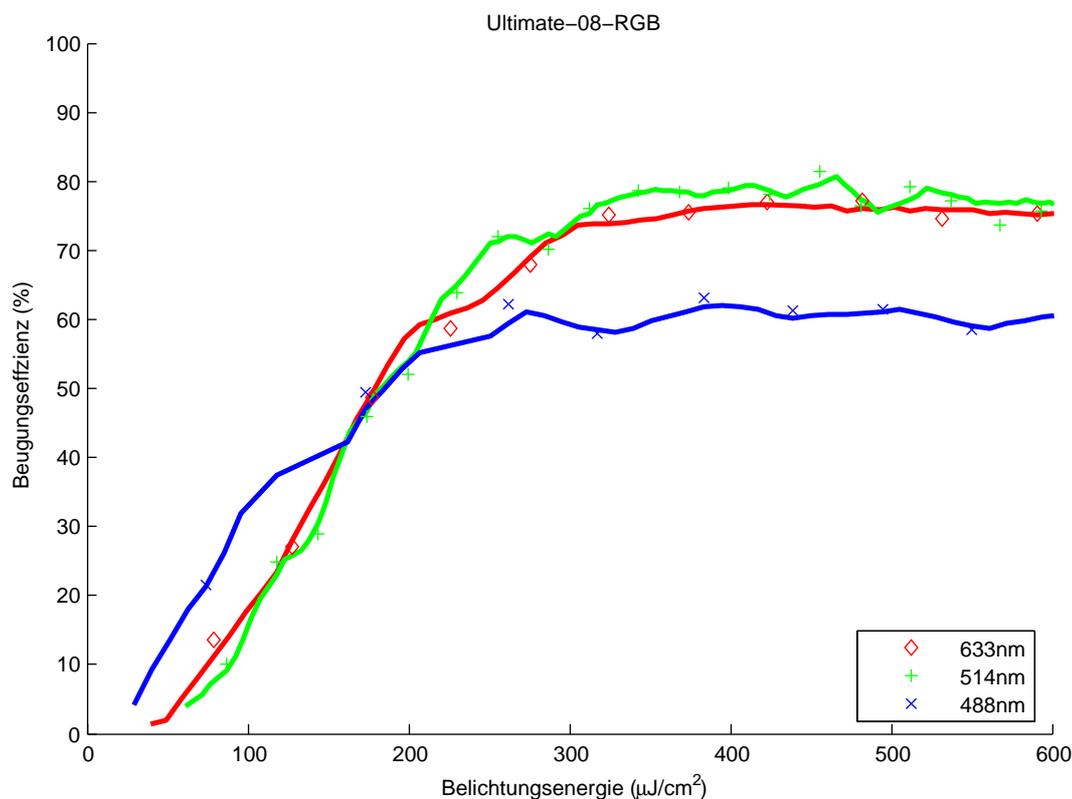


Abb. 3.4: Beugungseffizienz von Ultimate-08-RGB

3.1.3 Zusammenfassung und Materialselektion

Die untersuchten panchromatischen Materialien unterscheiden sich deutlich in der jeweils benötigten Belichtungs-dosis. Das Material Ultimate-08 von *Y. Gentet* (Abb. 3.4) ist am empfindlichsten und benötigt Belichtungs-dosen von ca. $400 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. Im Gegensatz hierzu sind PFG-3C und PGV-P (Abb. 3.3) der Fa. *Geola* mit $3000\text{-}6000 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ etwa eine Größenordnung unempfindlicher.

Das untersuchte Fotopolymer der Fa. *DuPont* (HRF-800X001-20, Abb. 3.5) ist nochmals unempfindlicher und muss für eine optimale Beugungseffizienz mit Energiedosen bis zu einigen zehn mJ/cm^2 belichtet werden.

Weiterhin fällt auf, dass HRF-800X001-20 sehr unempfindlich auf das relativ langwellige Licht (658nm) der verwendeten Laserdiode reagiert; hier sind sogar bis zu $80\text{mJ}/\text{cm}^2$ einzubelichten. Eine Untersuchung des Absorptions-Spektrums bestätigte, dass der im Polymer als Fotoinitiator verwendete Farbstoff seine höchste Absorption bei etwa 630nm hat. Sollte nicht genug Laserleistung zur Verfügung stehen, könnte das Polymer daher mit einer kürzeren Wellenlänge belichtet werden (z.B. mit einem HeNe-Laser bei 633nm oder einer Laserdiode im richtigen Wellenlängenbereich).

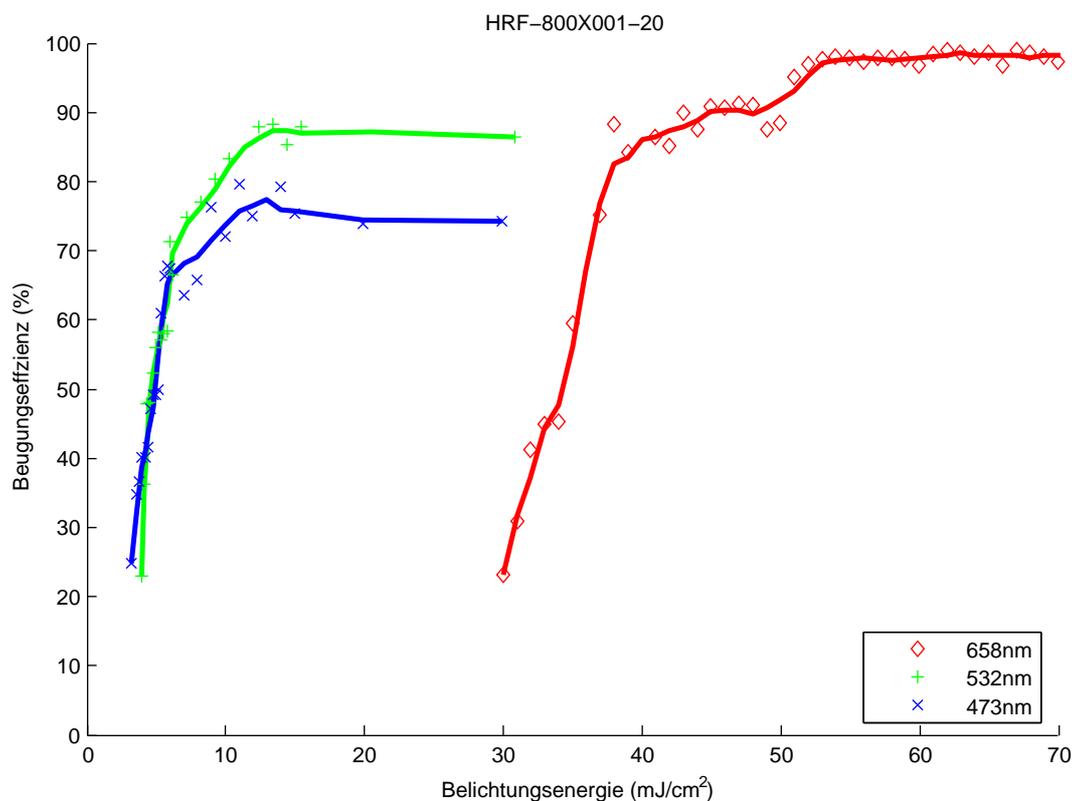


Abb. 3.5: Beugungseffizienz von HRF-800X001-20

Aufgrund der vorgenommenen Messungen wird im Folgenden für kleinere Hologramme das Material Ultimate-08 von *Y. Gentet* favorisiert. Es ist panchromatisch sensitiviert, besitzt von allen RGB-Materialien die höchste Empfindlichkeit, erreicht eine gute Beugungseffizienz und ist im Vergleich zu PFG-3C und PGV-P relativ unkompliziert bei der chemischen Behandlung (siehe Anhang A). Leider ist es nur in Größen bis maximal 60cm x 80cm auf Glas erhältlich.

Die Auswahl des für größere Flächen verwendeten Folienmaterials fiel auf PGV-P der Fa. *Geola*. Es besitzt im Vergleich zu dem untersuchten Fotopolymer zwar eine geringere Beugungseffizienz, ist jedoch etwa eine Größenordnung empfindlicher und auch durch gepulste Laser zu belichten. Werden cw-Belichtungen durchgeführt, stellt das Fotopolymer HRF-800X001-20 der Fa. *DuPont* jedoch durchaus eine Alternative dar.

Material	Wellenlänge (<i>nm</i>)	erreichte Beugungseffizienz (%)	Belichtungsdosis ($\frac{\mu J}{cm^2}$)
PFG-01	633	> 50	600
VRPM	457	> 20	280
	532	> 45	400
PFG-3C (auf Glas)	457	> 40	2000
	514	> 80	4500
	633	> 75	1500
PGV-P (auf Folie)	473	> 60	3000
	532	> 70	3500
	658	> 70	6000
Ultimate-08-RGB	488	> 60	400
	514	> 75	400
	633	> 73	400
Ultimate-15-BG	488	> 60	250
	532	> 80	180
Ultimate-15-R	633	> 80	150
BB-450	457	> 43	200
BB-520	514	> 75	200
BB-640	633	> 73	200
HRF-800X001-20	473	> 80	11000
	532	> 88	12000
	658	> 95	60000

Tab. 3.2: Zusammenfassung der erreichbaren Beugungseffizienzen und optimalen Belichtungsdo-
sen

3.2 Weitere Materialparameter

Im Folgenden werden weitere Eigenschaften (mittlerer Brechungsindex, erreichbare Brechungsindexmodulation, Schichtdicke und Bandbreite) der verfügbaren panchromatischen Materialien vermessen. Diese Parameter werden unter anderem für die numerische Simulation der Lichtpropagation durch reale holografische Volumengitter benötigt³.

3.2.1 Bandbreite, Wiedergabewellenlänge und Absorption

Aus den aufgenommenen Hologrammen können, wie bereits in Abb. 3.2 dargestellt, weitere Parameter wie Bandbreite, Verschiebung der Wiedergabewellenlänge und typische Absorptionswerte der Hologramme bestimmt werden. Diese Parameter sind später für die Berechnung der optimalen Belichtungsparameter für die Aufprojektionsschirme von Bedeutung. Die im Folgenden beschriebenen, aus den Transmissionsspektren ermittelten, Parameter sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

- Die Bandbreite Δ charakterisiert die spektrale Breite der holografischen Beugungseffizienz. Sie hängt von der Schichtdicke und der verfügbaren Brechungsindexmodulation des Hologramms ab (siehe Kapitel 2) und ist ein Maß für die Selektivität eines Hologramms.
- Die relative Absorption beschreibt, wieviel des einfallenden Lichts von der holografischen Schicht absorbiert wird. Für die vorliegende Materialcharakterisierung wurden Verluste durch Streuung in der holografischen Schicht ebenfalls in den Parameter "Absorption" miteinbezogen.
- Eine eventuell auftretende Verschiebung der Wiedergabewellenlänge λ_{rep} im Vergleich zur Wellenlänge des Aufnahmelasers wird durch Schrumpfungs-, bzw. Quellprozesse im holografischen Material während der Entwicklung hervorgerufen. Diese Verschiebung ist bei den Silberhalogenid-Emulsionen vor allem von der verwendeten Kombination aus Entwickler und Bleichbad abhängig. In diesem Zusammenhang wurde aus Gründen der Reproduzierbarkeit stets mit den empfohlenen Bädern der Hersteller gearbeitet (siehe Anhang A).

Bei den Fotopolymeren tritt eine Schrumpfung auf, die durch die Polymerisation der Monomere hervorgerufen wird; für alle Materialien (inkl. der Fotopolymere) besteht die Möglichkeit, die finale Wiedergabewellenlänge in weiten Grenzen zu modifizieren. Für nähere Informationen sei auf [35] und [37] verwiesen.

³Im Rahmen einer derzeit laufenden Implementierung einer wellenoptischen Berechnungsmethode soll die Propagation von Licht durch Volumenhologramme mit der "Finite Difference Frequency Domain"-Methode[7] simuliert werden.

3.2.2 Mittlerer Brechungsindex

Zur Messung des mittleren Brechungsindex wurde ein Verfahren implementiert, welches ebenfalls auf einer spektroskopischen Auswertung von Hologrammen basiert. Die verwendete Messmethode ermittelt den Brechungsindex indirekt über den internen Winkel zweier Schreibstrahlen, welche ein Volumengitter in die zu vermessende Schicht einbelichten (siehe Abbildung 3.6).

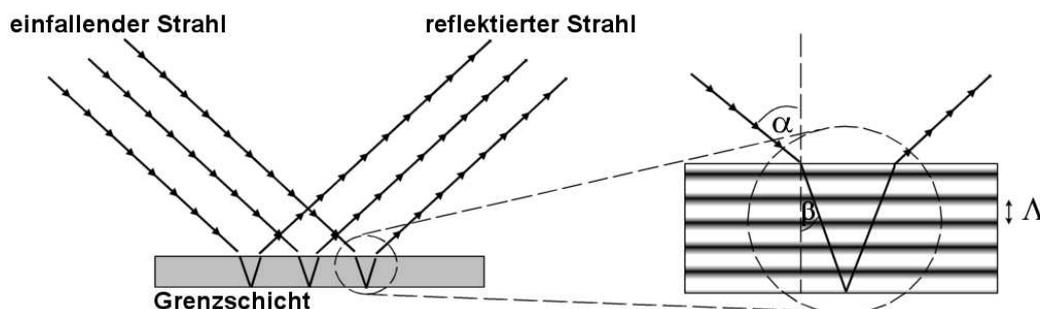


Abb. 3.6: Hologrammbelichtung zur Bestimmung des Brechungsindex. Der interne Winkel β und damit der Abstand der Interferenzebenen Λ hängen vom mittleren Brechungsindex der holografischen Schicht ab.

Der Referenzstrahl interferiert mit der an der unteren Grenzfläche zur Luft entstehenden Reflexion. Das entstehende Gitter besitzt eine typische Gitterkonstante Λ , welche vom internen Winkel β abhängt. Dieser ergibt sich aus dem Brechungsgesetz zu

$$\beta = \arcsin(\sin(\alpha/n_0))$$

wobei n_0 den mittleren Brechungsindex der holografischen Schicht darstellt. Die Gitterperiode im Substrat errechnet sich wie folgt:

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n_0 \cdot \cos(\beta)} = \frac{\lambda_0}{2n_0 \cdot \cos(\arcsin(\sin(\alpha) \cdot n_0^{-1}))} \quad (3.1)$$

Durch die Aufnahme solcher Hologramme und anschließende Messung von Λ kann somit der Brechungsindex des Materials berechnet werden. Da im Laufe der chemischen Prozesse nach der Belichtung allerdings oft eine Schrumpfung des Materials auftritt, ist eine weitere Unbekannte in Gleichung 3.1 die effektive Aufnahmewellenlänge λ_0 . Aus diesem Grund wurden ganze Messreihen mit verschiedenen Aufnahmewinkeln α durchgeführt und anschließend über einen Fit die Materialparameter ermittelt.

Die Aufnahme der Hologramme unter verschiedenen äußeren Winkeln α wurde automatisiert durchgeführt. Dazu wurde die in Abschnitt 3.1 vorgestellte Aufnahmeeinheit nochmals um einen computergesteuerten, fahr- und drehbaren Spiegel M3 und eine variable Aufteilung der Strahlintensität zwischen Objekt- und Referenzarm erweitert. Das System zur

Aufnahme der Hologramme für die Brechungsindexbestimmung ist in Abb. 3.7 dargestellt.

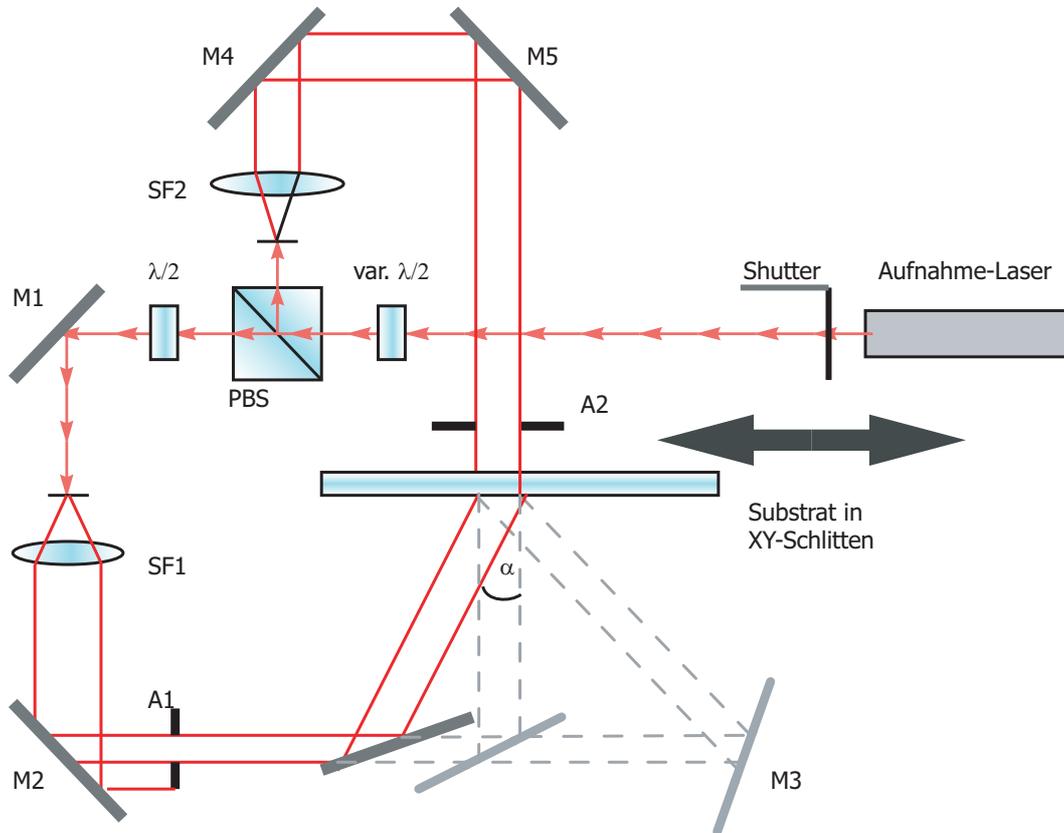


Abb. 3.7: Aufbau zur Hologrammaufnahme mit variablem Referenzwinkel. Der Spiegel M3 und die frei drehbare $\lambda/2$ -Platte werden in den Belichtungsreihen vom Computer gesteuert.

Der Beamsplitter (BS) wurde durch einen polarisierenden Beamsplitter (PBS) ersetzt; über eine $\lambda/2$ -Platte vor dem Strahlteiler kann somit das Verhältnis der Intensitäten von Objekt- und Referenzwelle angepasst werden. Dies ist erforderlich, um bei variierendem Auftreffwinkel die Flächenleistungsdichte der beiden interferierenden Strahlen konstant zu halten. Eine zweite $\lambda/2$ -Platte dreht die Polarisation nach der Strahlteilung wieder in die ursprüngliche Richtung.

Die aufgenommenen Hologramme werden anschließend mit dem Spektrometer vermessen und für senkrechten Lichteinfall wird die Lage des Bragg-Peaks bestimmt. Für die Gitterebenen mit Abstand Λ nach Gleichung 3.1 erfüllt die Wellenlänge λ_b die Bragg-Bedingung, wenn gilt:

$$\lambda_b = \frac{\lambda_0}{\cos(\arcsin(\sin(\alpha) \cdot n_0^{-1}))} \quad (3.2)$$

Aus den ermittelten Wertepaaren λ_b und α können mit Gleichung 3.2 über einen Fit die

Konstanten n_0 und λ_0 berechnet werden. In Abbildung 3.8 ist eine solche Messreihe, sowie der berechnete Fit beispielhaft dargestellt. (Die berechneten Werte im dargestellten Beispiel sind: $n_0 = 1.657$ und $\lambda_0 = 420.2nm$). Die auf diese Weise ermittelten Brechungsindices für die untersuchten Materialien sind zusammen mit den in den folgenden Abschnitten ermittelten Parametern wie Schichtdicke und Brechungsindexmodulation in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

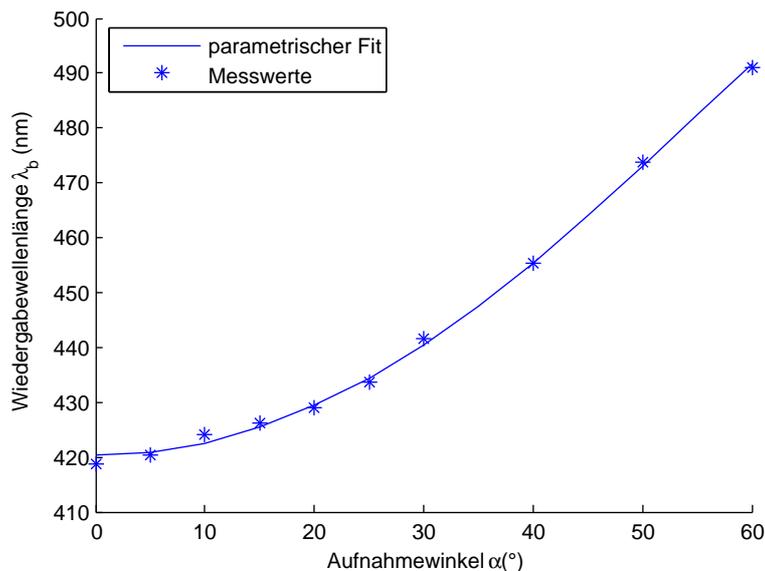


Abb. 3.8: Spektrale Position der Braggreflexion in Abhängigkeit vom äußeren Aufnahmewinkel α . Hieraus wurde der mittlere Brechungsindex der holografischen Schicht ermittelt.

3.2.3 Schichtdicke

Die Schichtdicke der holografischen Schichten kann prinzipiell mit der im nächsten Abschnitt vorgestellten Methode gleichzeitig mit der Brechungsindexmodulation ermittelt werden. Das dort angewandte Verfahren basiert auf einer Modellierung der Hologramme durch die Kogelnik-Theorie (CWT) und ermittelt die Materialparameter durch numerische Iteration. Eine unabhängige Messung der Schichtdicke verringert allerdings die Anzahl der Freiheitsgrade und verbessert somit die Konvergenz des dort eingesetzten Algorithmus.

Aus diesem Grund wurde der Brechungsindex mit einem von der Holografie unabhängigen Verfahren vermessen. Dieses basiert auf dem Fabry-Perot-Effekt[39] und macht sich zu Nutze, dass an den parallelen Grenzflächen der dünnen Emulsion Licht reflektiert wird. Durch Interferenzeffekte entsteht die Filterwirkung eines Fabry-Perot-Resonators, welche sich im Frequenzraum periodisch nach einer Differenzfrequenz von $\Delta\nu = c/2nd$ wiederholt, wobei d der Dicke der Schicht und n dem mittleren Brechungsindex entspricht.

In Abbildung 3.9 ist ein Transmissionsspektrum eines holografischen Substrates am Beispiel von Ultimate-08 dargestellt. Das periodische Transmissionsverhalten ist hier gut zu erkennen.

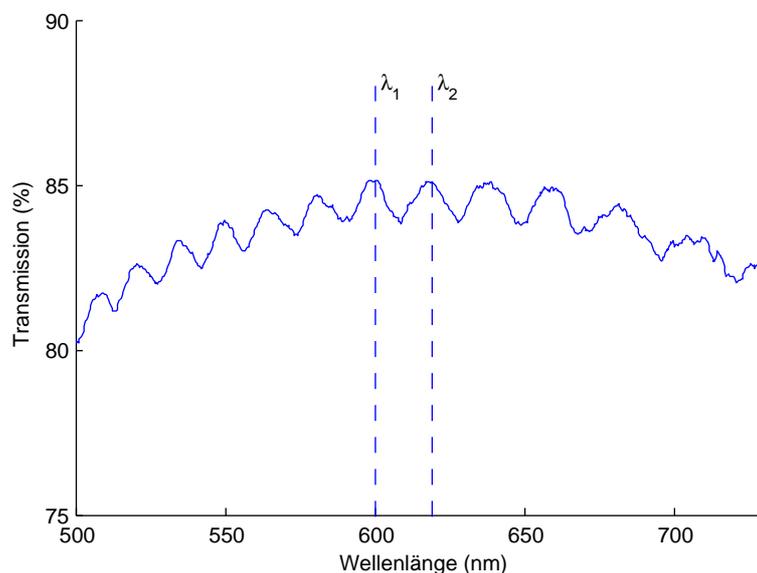


Abb. 3.9: Transmissionsspektrum eines unbelichteten holografischen Substrates. Aus dem Abstand zweier beliebiger benachbarter Maxima (λ_1, λ_2) kann die Schichtdicke bestimmt werden.

Aus einem solchen Weißlicht-Transmissionsspektrum kann nach Formel 3.3 die Dicke einer dielektrischen Schicht bestimmt werden[40]:

$$d = \frac{1}{2n_0} \cdot \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (3.3)$$

Dabei sind λ_1 und λ_2 die Wellenlängen zweier aufeinander folgender Maxima (bzw. Minima) im Transmissionsspektrum. Während der Messung wurden zur Erhöhung der Genauigkeit die Abstände von bis zu 10 aufeinander folgenden Maxima gemessen und gemittelt.

Auf diese Weise wurde von allen panchromatischen Materialien die Schichtdicke gemessen; die Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst und wurden im folgenden Kapitel für die Fits an die Kogelnik Theorie verwendet.

3.2.4 Brechungsindexmodulation

Die in Abschnitt 3.1 aufgenommenen Hologramme zur Bestimmung der optimalen Belichtungsdosis sind sinusförmig modulierte Volumengitter, die gut durch die Kogelnik-Theorie beschrieben werden können. Die einer Messung nicht direkt zugängliche Brechungsindexmodulation im Material kann daher durch einen Fit der Theorie an die gemessenen Transmissionsspektren berechnet werden.

Messung

Zur Ermittlung der in einem Volumengitter auftretenden Modulationstiefe Δn wurde die parametrisierte Formel 3.4 an die Transmissionsspektren der Hologramme gefittet. Die ersten beiden Parameter (m_{abs} und b_{abs}) dienen der stückweise linearen Modellierung der Absorption im Material.

$$T(\lambda) = 1 - (m_{abs} \cdot \lambda + b_{abs}) + \eta(n_0, \Delta n, d, \lambda) \quad (3.4)$$

Der analytische Ausdruck für die Beugungseffizienz η (Gleichung 2.29) beinhaltet die eigentliche Kogelniktheorie und hängt von den Materialparametern n_0 , Δn und d ab. Wie in den vorigen Abschnitten beschrieben, wurden n_0 und d allerdings unabhängig gemessen, um die Anzahl der Freiheitsgrade im Modell zu reduzieren.

Durch nichtlineare Optimierung (mit dem Simplex Verfahren[38]) wurden Parametersätze für die aufgenommenen Hologramme erstellt, welche die gemessenen Spektren möglichst gut beschreiben. Auf diese Weise konnte für alle Hologramme die Höhe der entstandenen Brechungsindexmodulation Δn in Abhängigkeit von der Belichtungs dosis H berechnet werden. Dieses Verfahren eignet sich auch für die Untersuchung mehrfarbiger Hologramme; hierfür wird Formel 3.4 einfach um weitere, stückweise definierte Absorptions- und Beugungseffizienz-Terme erweitert. In Abbildung 3.10 und 3.11 ist beispielhaft die Auswertung eines zweifarbigigen Hologramms dargestellt.

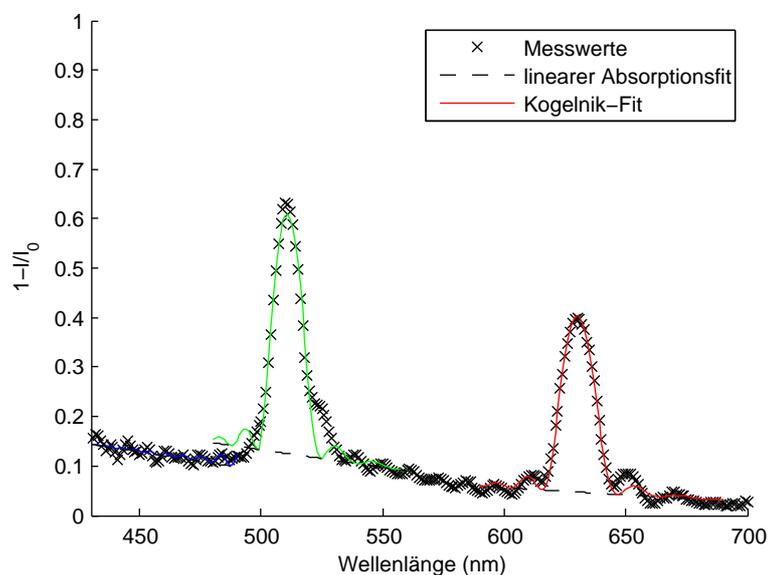


Abb. 3.10: Numerischer Fit an Messwerte aus einem Transmissions-Spektrum. Das untersuchte Hologramm enthält zwei Gitter, aufgenommen mit den Wellenlängen $\lambda_1 = 532nm$ und $\lambda_2 = 658nm$

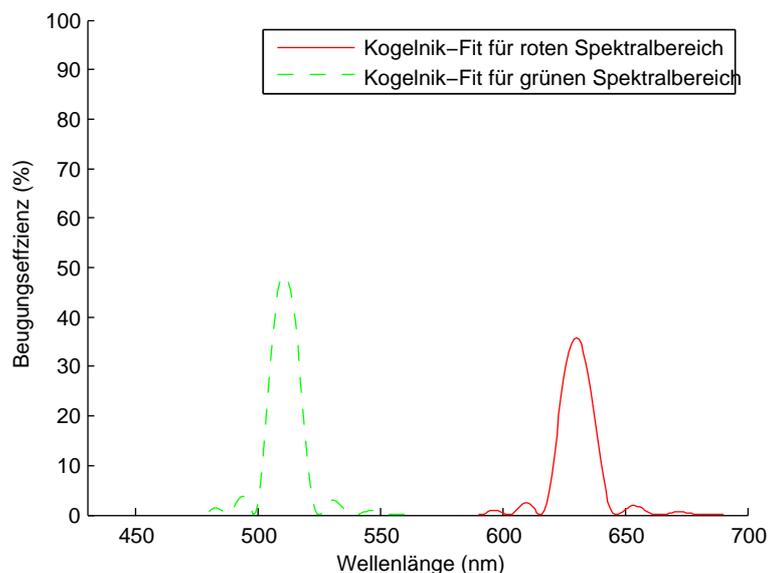


Abb. 3.11: Aus dem Fit in Abb. 3.10 extrahierte Beugungseffizienz nach Kogelnik.

Zur Untersuchung der erreichbaren Brechungsindexmodulation wurden mit dem beschriebenen Verfahren zunächst monochromatische Hologramme ausgewertet. Für die in diesbezüglich untersuchten Materialien (PFG-3C, PGV-P, Ultimate-08 und HRF-800X001-20) ist die Brechungsindexmodulation in Abhängigkeit von der Belichtungsenergie grafisch in Abbildung 3.13 dargestellt.

Die maximal erreichten Werte für Δn liegen zwischen 0.01 (für HRF-800X001-20) und 0.05 (für Ultimate-08); sie sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

Modellierung der Brechungsindexmodulation

Für die numerische Simulation von Hologrammen wurde ein mathematisches Modell benötigt, das den Zusammenhang zwischen einbelichteter Energiedosis und resultierendem Brechungsindex im Material ausreichend genau wiedergibt. Dieses Modell sollte aus Gründen der Rechenzeit analytisch einfach darstellbar sein und mit wenigen, physikalisch sinnvollen Parametern auskommen.

Im Folgenden wird eine analytische Modellierung für die eingeschriebene Brechungsindexmodulation vorgeschlagen, welche die oben genannten Kriterien erfüllt. Weiterhin werden für die verfügbaren panchromatischen Materialien Parametersätze berechnet, welche eine Beschreibung des Materialverhaltens im Rahmen des Modells ermöglichen.

Als zu Grunde liegende mathematische Beschreibung der holografischen Materialien wurde eine so genannte "Dose-Response-Curve" (im folgenden kurz als "DRC" bezeichnet)

gewählt.⁴ Der allgemeine Verlauf ist in Abbildung 3.12 dargestellt und beschreibt in sehr guter Näherung das Verhalten der untersuchten holografischen Materialien: Bis zu einer gewissen Grenzbelichtungs-dosis ist keine Beugungseffizienz (und damit Brechungsindexmodulation) feststellbar; danach nimmt die Modulationstiefe stetig bis zu einem Sättigungswert zu.

Dies entspricht im Wesentlichen einer Variation der aus der Fotografie bekannten H&D-Kurve⁵, welche in logarithmischer Auftragung die Abhängigkeit der optischen Dichte eines Films von der Belichtungs-dosis ($D \leftrightarrow \log E$) beschreibt.

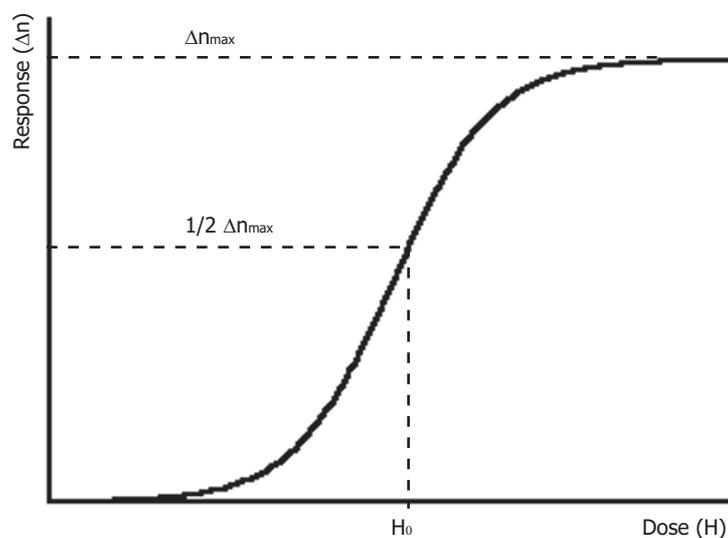


Abb. 3.12: Schematische Darstellung der zur Material-Modellierung verwendeten "Dose-Response-Curve" und deren Parameter.

Gleichung 3.5 ist die analytische Darstellung der gewählten DRC:

$$\Delta n(H) = \Delta n_{max} - \frac{\Delta n_{max}}{1 + (H/H_0)^\gamma} \quad (3.5)$$

Hierbei repräsentiert $\Delta n(H)$ die im Hologramm vorhandene Modulation des Brechungsindex, Δn_{max} den diesbezüglich erreichbaren Grenzwert und H die einbelichtete Energiedosis pro Flächeneinheit. H_0 ist dabei die Belichtungs-dosis, bei der die halbe Modulationstiefe

⁴Hierbei handelt es sich um ein oftmals in der Pharmakologie angewandtes Modell für die Beschreibung der Reaktion von Organismen auf Wirkstoffe: Bis zu einem bestimmten Grenzwert ist zunächst keine Wirkung ("Response") feststellbar; bei Erhöhung der Dosis ("Dose") über diesen Grenzwert hinaus setzt erstmals eine feststellbare Wirkung ein. Bei weiterer Erhöhung der Dosierung wird die erzielbare Wirkung stärker, bis schließlich keine weitere Steigerung mehr erzielt werden kann und eine Sättigung erreicht wird.

⁵Hurter&Driffeld, siehe auch [41]

erreicht wird und γ ein dimensionsloser Parameter, der die Steigung der Kurve vor dem Eintritt in die Sättigung bestimmt.

Dieses Modell beschreibt die Messdaten etwas besser als die ursprüngliche H&D-Kurve; diese fällt nach Erreichen ihres Maximums wieder etwas ab (im so genannten "solarization regime"), was bei den untersuchten holografischen Materialien nicht beobachtet werden konnte. Ein weiterer Vorteil liegt in der geringen Anzahl benötigter Parameter. Mit der Angabe von Δn_{max} , H_0 und γ wird das Verhalten eines holografischen Materials durch Gleichung 3.5 bereits sehr gut beschrieben.

Entsprechende Fits an die Messdaten wurden durch nichtlineare Regression ermittelt und sind in Abbildung 3.13 zusammen mit den gemessenen Werten eingezeichnet. Die Übereinstimmung zwischen Modell und real gemessenen Werten für Δn ist hierbei recht beeindruckend.

Die errechneten Parametersätze für die modellierten panchromatischen Materialien sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Material (Hersteller)	Brechungsindex \bar{n}	Fit-Parameter		
		Δn_{max}	$H_0(\mu J/cm^2)$	γ
PFG-3C (auf Glas) (Geola)	1.657	0.0348	367	2.8862
PGV-P (auf Folie) (Geola)	1.657	0.0388	2499	1.5664
Ultimate-08 (Y. Gentet)	1.570	0.0483	143	2.2941
HRF-800X001-20 (658nm) (DuPont)	1.522	0.0221	37015	5.5771
HRF-800X001-20 (532nm) (DuPont)	1.522	0.0182	4494	7.3718
HRF-800X001-20 (473nm) (DuPont)	1.522	0.0130	3504	7.2726

Tab. 3.3: Parameter zur mathematischen Modellierung der Materialien mit einer Dose-Response Funktion. Die Fitparameter für das Fotopolymer wurden für verschiedene Wellenlängen ermittelt, da sich die Empfindlichkeit vor allem im langwelligen Bereich sehr stark ändert.

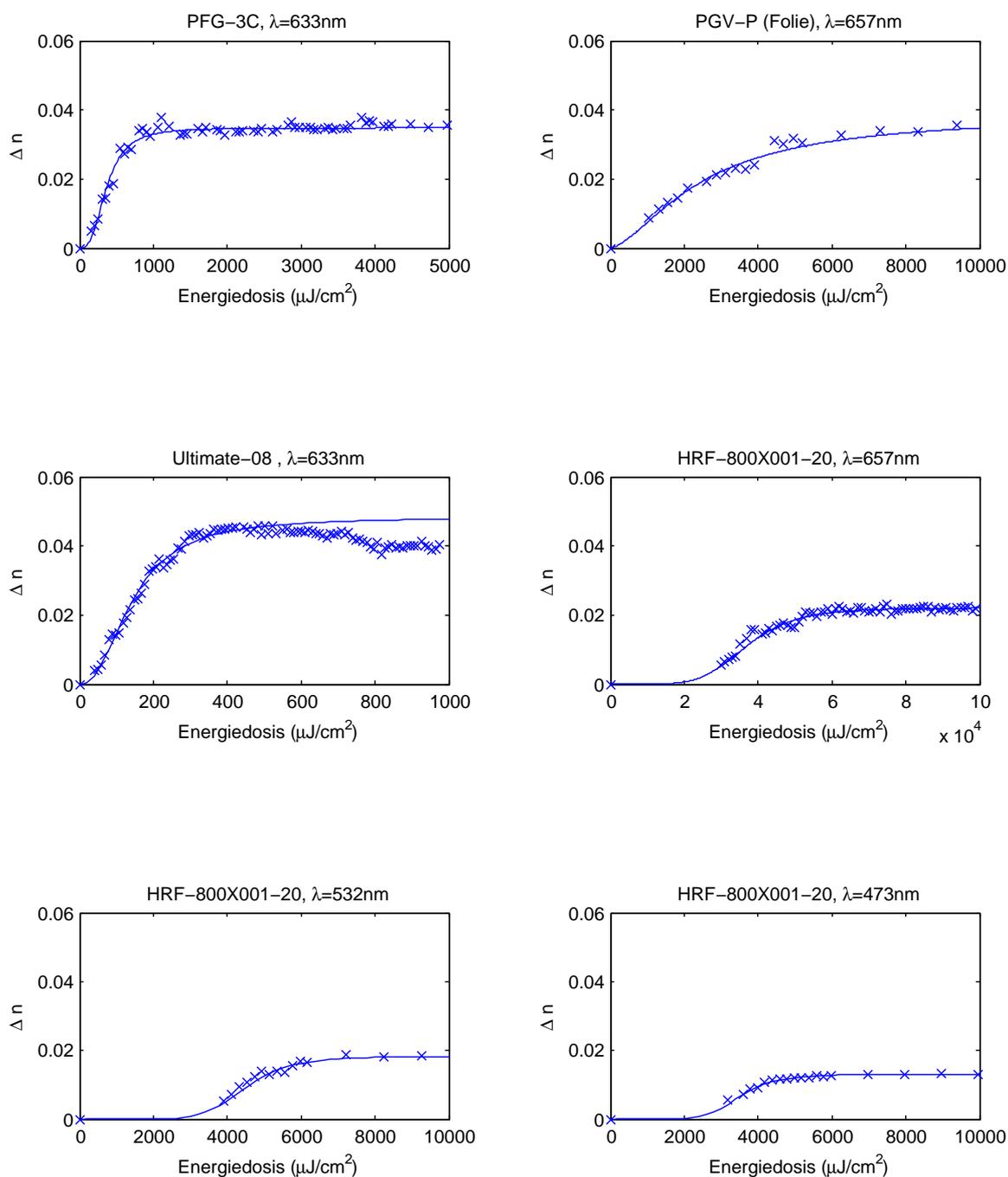


Abb. 3.13: Berechnete Brechungsindexmodulation in Abhängigkeit von der Belichtungs-dosis. Die durchgezogene Linie stellt die Modellierung mit der vorgestellten DRC dar.

3.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die wichtigsten (holografisch-optischen) Eigenschaften der am Markt erhältlichen Silberhalogenid-Emulsionen gemessen und ausgewertet. Dies diente an erster Stelle der Auswahl geeigneter Materialien für die Verwendung als tageslichttaugliche Bildschirmhologramme.

Für Schirme kleiner als $1m^2$ setzte sich hierbei das lediglich auf Glas erhältliche Ultimate-08 von *Y. Gentet* durch, für größere Hologramme fiel die Wahl auf das Folienmaterial PGV-P der Fa. *Geola*. Als eine weitere Alternative sehen wir HRF-800X001-20 der Fa. *DuPont* an; dieses benötigt aber eine sehr hohe Belichtungs-dosis und muss daher entweder gescannt oder mit hoher Laserleistung belichtet werden. Die Untersuchungen in den folgenden Kapiteln konzentrieren sich daher ausschließlich auf die erwähnten Materialien.

Im letzten Abschnitt wurde für alle panchromatischen Materialien ein analytisches Modell für die Abhängigkeit der Brechungsindexmodulation von der Belichtungsenergie entworfen und materialspezifische Fitparameter bestimmt. Die gewonnenen Daten und das vorgeschlagene Modell werden in numerischen Simulationen zur Lichtpropagation durch Hologramme genutzt.⁶

⁶Neben der Verwendung in eigenen Simulationen wurden die ermittelten Daten auch einem Projektpartner zur Verfügung gestellt, welcher auf der Basis der "Fourier Modal Method" (FMM[9]) die Propagation von Licht durch holografische Volumengitter simuliert. Damit konnte die dort entwickelte Software an das Verhalten realer holografischer Emulsionen angepasst werden.

Material (<i>Hersteller</i>)	Bandbreite $\Delta(nm)$	Absorption (%)	Farbverschiebung $\Delta\lambda(nm)$	Dicke $d(\mu m)$	Brechungsindex \bar{n}	Brechungsindex- modulation Δn
PFG-3C (auf Glas) (<i>Geola</i>)	15-20	15	0	8.2	1.66	0.0348
PGV-P (auf Folie) (<i>Geola</i>)	20	15	0	7.8	1.66	0.0388
Ultimate-08 (<i>Y. Gentet</i>)	25-30	15	-10	6.0	1.57	0.0483
HRF-800X001-20 (658nm) (<i>DuPont</i>)	10	< 5	-20	20.3	1.52 (aus [30])	0.0221
HRF-800X001-20 (532nm) (<i>DuPont</i>)	10	< 5	-20	20.3	1.52 (aus [30])	0.0182
HRF-800X001-20 (473nm) (<i>DuPont</i>)	10	< 5	-20	20.3	1.52 (aus [30])	0.0130

Tab. 3.4: Materialparameter der untersuchten holografischen Materialien. Der mittlere Brechungsindex des *DuPont* Fotopolymers HRF-800X001-20 lag vor und wurde einer publizierten Materialuntersuchung entnommen (Gambogi et.al., [30]).

Kapitel 4

Diffusoren

Die herzustellenden Hologramme müssen für die Verwendung als Aufprojektionsflächen in der Lage sein, einfallendes (Projektor-)Licht zu den Betrachtern im Raum zurück zu streuen. Diese optische Funktion kann aus einem Masterhologramm oder einem Diffusor durch Kopieren in die herzustellende Projektionsfläche eingeschrieben werden; alternativ ist es auch denkbar, mit kleineren Masterhologrammen oder ganzen adaptiven Systemen (z.B. fasergekoppelten LC-Bildschirmen im Objektstrahl) bei der Aufnahme dem gescannten Referenzstrahl zu folgen. Diese beiden Belichtungsverfahren wurden bereits in Kapitel 2 angesprochen und dort in Abbildungen 2.15 und 2.16 schematisch dargestellt.

In beiden Fällen wird die Streucharakteristik eines konventionellen oder holografischen Streuschirms in ein neues Hologramm eingeschrieben; in den folgenden Abschnitten werden daher zunächst mögliche Diffusoren bzgl. ihrer Winkelcharakteristik und Polarisations-eigenschaften vermessen. Abschließend erfolgt die Auswahl der für die gescannte Aufnahme verwendeten Leinwand.

4.1 Diffusoren in Reflexionsgeometrie

In einer ersten Ausbaustufe der Bildschirmhologramme sollten zunächst gescannte Kontaktkopien großflächiger Diffusoren in Denisyuk-Geometrie aufgenommen werden. Dieses Verfahren, bei dem der gescannte Referenzstrahl gleichzeitig die Beleuchtung des Objekts (des Streuschirms) übernimmt, ermöglicht die besonders einfache Herstellung von Reflexionshologrammen.

Als Objekt-Diffusoren wurden mehrere Materialien in Betracht gezogen und bezüglich ihrer Eignung als Vorlage für die holografische Aufnahme untersucht. Im Folgenden wird diese Eignung vor allem durch den bei der Aufnahme erreichbaren Kontrast der aufgenommenen Interferenzstrukturen ausgedrückt. Der Kontrast ist dabei definiert als

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.1)$$

und erlaubt eine Quantifizierung der in das Material eingeschriebenen Modulationstiefe; dies ist in Abbildung 4.1 näher erläutert. Der Kontrast kann maximal den Wert 1 erreichen und sinkt, wenn beispielsweise Objekt- und Referenzstrahl unterschiedliche Intensitäten besitzen oder durch verschiedene Polarisationszustände nicht vollständig interferieren können.

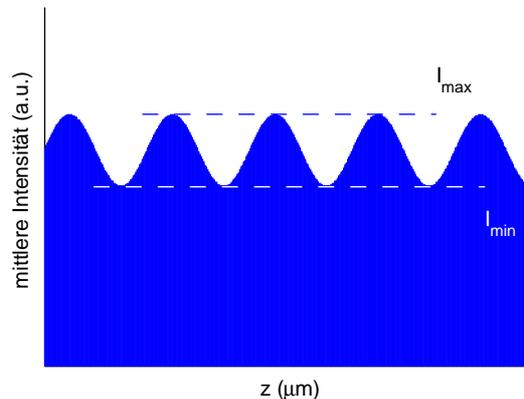


Abb. 4.1: Der Interferenzkontrast in der holografischen Schicht hängt von der Modulationstiefe ($I_{max} - I_{min}$) des Hologramms im Verhältnis zur Gesamtbelichtung ab. Der konstante Untergrund kann z.B. durch ungünstige Polarisations- oder Intensitätsverhältnisse verursacht werden.

4.1.1 Volumenstreuer

Erfolgt die Streuung von Licht durch zahlreiche Reflexionen im Material selbst (bei relativ großer Eindringtiefe), so wird dies als Volumenstreuung bezeichnet. Die Eindringtiefe des Lichtes beträgt z.B. im Falle des sehr gut streuenden Teflons (PTFE) bis zu 10mm. Durch die vielen Reflexionen erfolgt dabei eine nahezu vollständige Depolarisation des einfallenden Lichtes. Beide Eigenschaften sind für die gescannte Aufnahme von Hologrammen problematisch:

- Die hohe Eindringtiefe bewirkt einen vergleichsweise hohen Lichtverlust zu den Seiten hin, da die holografischen Pixel relativ klein sind ($d_{pixel} < 5mm$). Nur ein Bruchteil (k_{obj}) der zurückgestreuten Lichtleistung kann mit dem Referenzstrahl interferieren und der Interferenzkontrast bei der Aufnahme sinkt. Abbildung 4.2 verdeutlicht die Problematik.
- Durch Depolarisation des gestreuten Laserlichts interferiert etwa die Hälfte des Lichtes nicht mit dem Referenzstrahl (Faktor k_{pol}). Der Kontrast und damit die maximal erreichbare Beugungseffizienz sinken erneut.
- Der Bruchteil $(1 - k_{obj})$ der zurückgestreuten Lichtintensität, der nicht mit dem einfallenden Referenzstrahl interferiert, bewirkt eine konstante Vorbelichtung der

umliegenden Bereiche. Hierdurch wird der Kontrast des Interferenzmusters erneut verringert.

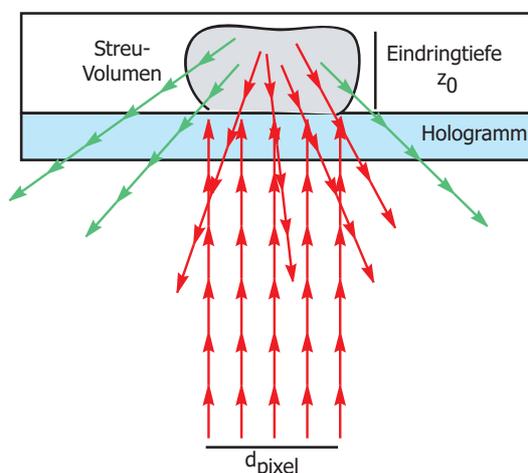


Abb. 4.2: Abhängig von der Eindringtiefe und der Streucharakteristik des Objekts kann ein Anteil des Lichts nicht mit dem eintreffenden Referenzstrahl interferieren.

Für die minimale bzw. maximale Intensität bei destruktiver bzw. konstruktiver Interferenz von Objekt- und Referenzstrahl ergibt sich —mit den eingeführten Faktoren k — für ein Hologramm in Denisyuk-Konfiguration:

$$\begin{aligned} I_{max} &= I_0 \cdot [(1 + k_{obj} \cdot k_{pol}) + (1 - k_{obj})] \\ I_{min} &= I_0 \cdot [(1 - k_{obj} \cdot k_{pol}) + (1 - k_{obj})] \end{aligned}$$

Hierbei stellt I_0 die Intensität des einfallenden Referenzstrahls dar. Weiterhin ergibt sich mit der Definition des Kontrastes aus Gleichung 4.1 für den Interferenzkontrast:

$$K = \frac{k_{obj} \cdot k_{pol}}{2 - k_{obj}} \quad (4.2)$$

Eine grobe Abschätzung mit $k_{obj} = 0.8$ ¹ und $k_{pol} = 0.5$ ergibt für den typischen Kontrast bei der Aufnahme eines Volumenstreuers in Denisyuk-Geometrie einen Wert von $K \approx 0.3$. Dieser geringe Kontrast bewirkt, dass die entstehenden Hologramme eine relativ schwache Beugungseffizienz aufweisen. Daher wurde von der Verwendung von Volumenstreuern in Denisyuk-Geometrie generell abgesehen.

¹Dieser Wert ist sowohl von der Gesamtrefektivität des Materials, als auch von der Aufnahmegeometrie abhängig. Der Schätzwert von $k_{obj} = 0.8$ gilt für die direkte Kontaktkopie. Er ist bereits konservativ gehalten und für die verwendeten Pixelgrößen von ca. $1 - 10 \text{mm}^2$ eher noch kleiner.

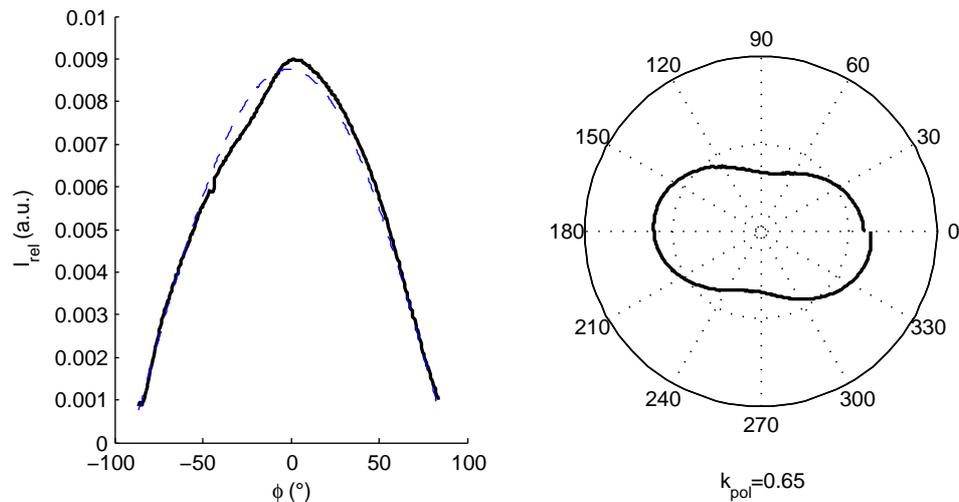


Abb. 4.3: Links: Rückstrahl-Charakteristik von Teflon. Als Referenz stellt die gestrichelte Linie die Kosinus-Charakteristik eines Lambert'schen Diffusors dar. Rechts: Polarisationszustand des reflektierten Lichts. Hier wurde in Polarkoordinaten die rückgestreute Intensität über den Winkel eines Analysators aufgetragen. Der Polarisationsgrad ergibt sich aus dem Verhältnis der minimalen und maximalen Intensität (I_{\perp} bzw. I_{\parallel}).

In Abbildung 4.3 ist die Streucharakteristik eines Teflon-Diffusors und der Polarisationszustand des zurückgestreuten Lichts dargestellt. Zur Messung der Streucharakteristik wurde der zu untersuchende Diffusor mit einem aufgeweiteten Helium-Neon Laser beleuchtet und mit einer fahrbaren Fotodiode die räumliche Verteilung der rückgestreuten Intensität aufgenommen.

Der Polarisationszustand des gestreuten Lichts wurde mit Hilfe eines computergesteuerten Polarisators (Analysator) ermittelt. Hierbei wurde die Intensität hinter dem Analysator während einer vollen Umdrehung mit einer Fotodiode aufgezeichnet und daraus der Kontrastfaktor k_{pol} nach folgender Formel berechnet:

$$k_{pol} = \frac{I_{\parallel}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (4.3)$$

Hierbei stehen I_{\parallel} und I_{\perp} für die Intensitätsanteile, die nach der Streuung am Diffusor parallel bzw. senkrecht zur ursprünglich einfallenden Laserstrahlung polarisiert sind.

Der Vergleich mit der theoretischen Streucharakteristik eines Lambert'schen Diffusors (gestrichelte Linie in den Streucharakteristiken) zeigt, dass Teflon nahezu ideal diffus reflektiert. Leider ist es als Vorlage für holografische Aufnahmen aufgrund der angesprochenen schlechten Kontrastwerte nicht gut geeignet. Neben Teflon wurde auch Polystyrol als Volumenstreuer vermessen; die hierfür gemessenen Materialparameter sind zusammen mit denen der besser geeigneten Oberflächenstreuer in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

4.1.2 Oberflächenstreuer

Wegen der ungünstigen Eigenschaften der Volumenstreuer werden so genannte Oberflächenstreuer für die Hologrammaufnahme bevorzugt. Diese reflektieren Licht durch Oberflächenstrukturen, deren Größenordnung im Bereich der Wellenlänge des auftreffenden Lichts liegt, diffus zurück. Die Eindringtiefe ist hierbei sehr viel geringer als bei Volumenstreuern. Vergleicht man den Einfluss von Seitenstreuung und Depolarisation auf den holografischen Kontrast, so zeigt sich die Eignung dieser Diffusoren als Vorlage für holografische Aufnahmen:

- Die geringe Eindringtiefe bewirkt einen guten Überlapp zwischen Objekt- und Referenzwelle ($k_{obj} > 0.95$ bei direkter Kontaktkopie mit typischen Pixeldurchmessern).
- Die Oberflächenstreuer sind teilweise polarisationserhaltend. Sie erreichen für k_{pol} Werte bis zu 0.95. Dies ergibt nach Gleichung 4.2 für den erreichbaren Interferenzkontrast einen sehr guten Wert von $K \approx 0.86$.

Konkret handelt es sich bei den verwendeten Oberflächenstreuern um Projektionsflächen für die Video-Aufprojektion der Fa. *Da-Lite*. Der Vorteil dieser Diffusoren besteht vor allem in der Verfügbarkeit großer Flächen und der bereits für die Aufprojektion optimierten Abstrahlcharakteristiken. So kamen einige Diffusoren zum Einsatz, welche durch speziell strukturierte Oberflächen die Abstrahlcharakteristik beispielsweise auf einen definierten Winkelbereich beschränken.²

Die Abstrahlcharakteristika jeweils einer depolarisierenden und einer polarisationserhaltenden Aufprojektionsfläche sind in Abbildungen 4.4 bzw. 4.5 dargestellt.

Neben acht verfügbaren Leinwänden wurde auch ein Diffusor getestet, der in flüssiger Form erhältlich ist ("Screen Goo" der Fa. *Goo Systems*). Dieser wurde zur Vermessung der Abstrahlcharakteristik zuvor auf eine ebene Fläche aufgetragen.

Die Spezifikationen und Messergebnisse für sämtliche untersuchten Streuvorlagen in Reflexionsgeometrie sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Als für die Aufnahme in Denisyuk-Konfiguration am geeignetsten haben sich die kommerziellen Aufprojektionsflächen "Silver Matte" und "Silver Vision" erwiesen; sie erreichen aufgrund der guten Polarisations-eigenschaften den höchsten Interferenzkontrast bei der holografischen Aufnahme.

²Dieses Verhalten wird für kommerzielle Projektionsleinwände durch den so genannten "gain"-Faktor ausgedrückt. Dieser beschreibt, um wieviel stärker die in einen Winkelbereich gestreute Lichtleistung im Vergleich zu einem idealen Lambert'schen Strahler ist. Es existieren Projektionsflächen, welche einen zentralen "gain" von bis zu 15 besitzen; dabei wird allerdings kaum Licht unter größeren Winkeln gestreut.

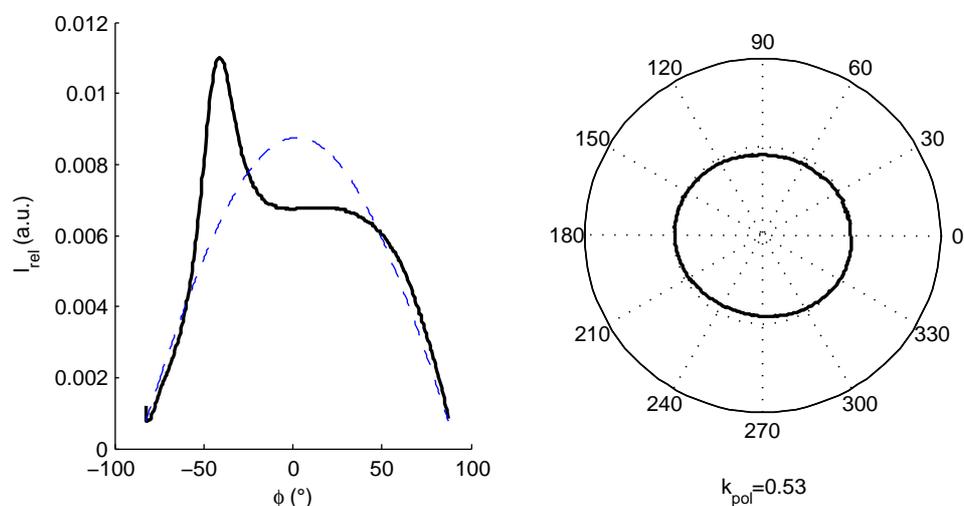


Abb. 4.4: Winkelcharakteristik von *Da-Lite* "High Power". Dieses Material ist in der Lage, vom Projektor kommendes Licht zurück zu reflektieren (der Einstrahlwinkel betrug in dieser Messung -45°). Daher eignet es sich besonders für eine Projektionsgeometrie, bei der Publikum und Projektor sich auf derselben Höhe befinden. Der Polarisationszustand wird allerdings vollkommen zerstört.

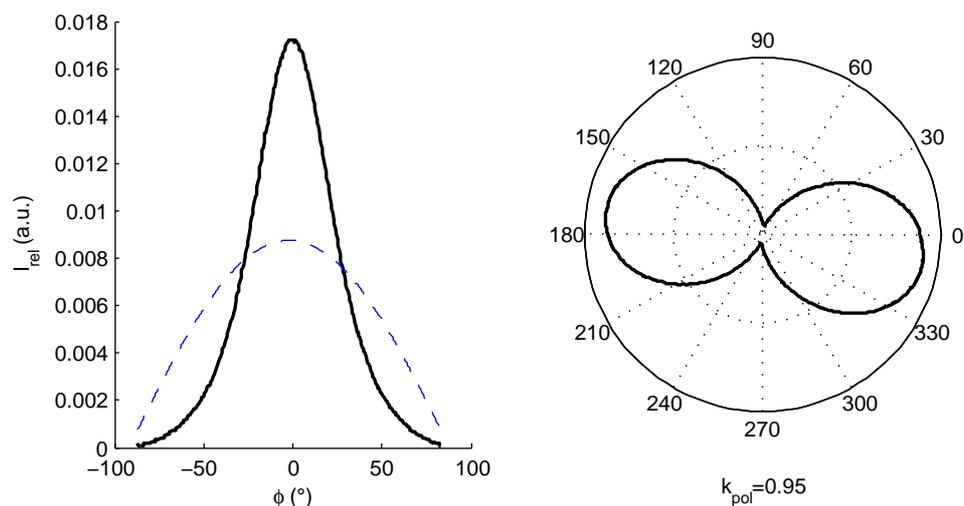


Abb. 4.5: Winkelcharakteristik von *Da-Lite* "Silver-Vision". Dieser silbrig erscheinende Diffusor erhält die Polarisation sehr gut und verfügt über einen hohen "gain".

Diffusor	gain	Streuwinkel $\Delta\phi(^{\circ})$ (FWHM)	k_{pol}	k_{obj}	Kontrast K
Teflon	1	119 $^{\circ}$	0.65	0.8	0.43
Polystyrol	1.5	71 $^{\circ}$	0.68	0.8	0.45
<i>Da-Lite</i> "Silver Vision"	1.8	51 $^{\circ}$	0.93	0.95	0.84
<i>Da-Lite</i> "Silver Matte"	2	51 $^{\circ}$	0.95	0.95	0.86
<i>Da-Lite</i> "Matte White"	1.3	80 $^{\circ}$	0.71	0.95	0.64
<i>Da-Lite</i> "Video Spectra"	1.3	85 $^{\circ}$	0.72	0.95	0.65
<i>Da-Lite</i> "High Power"	1.3	113 $^{\circ}$	0.53	0.95	0.48
<i>Da-Lite</i> "Glass Beaded"	1.1	117 $^{\circ}$	0.54	0.95	0.49
<i>Goo Systems</i> "Screen Goo"	1.1	107 $^{\circ}$	0.65	0.95	0.59

Tab. 4.1: Zusammenfassung der untersuchten Diffusoren für die Aufprojektion und ihrer wichtigsten Eigenschaften. Wie bereits beschrieben, wurden die Werte für k_{obj} abgeschätzt und damit dann jeweils der Interferenzkontrast K berechnet.

4.2 Diffusoren in Transmissionsgeometrie

Im Idealfall kann für jedes Pixel auf dem Hologramm die Abstrahlcharakteristik individuell eingestellt werden. Dazu ist die vollständige Kontrolle von Ort, Intensität und Winkelcharakteristik der jeweils aufzunehmenden Objektwelle notwendig. Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, könnte dazu eine mitbewegte, fasergekoppelte Einheit mit variabler Blende eingesetzt werden. In diesem Fall ist das Nachführen des Objektstrahls synchron mit dem gescannten Referenzstrahl erforderlich, wobei sich der Einsatz eines Transmissions-Diffusors anbietet. Daher werden im folgenden Abschnitt einige solche Diffusoren vorgestellt und bezüglich ihrer Tauglichkeit als Streuvorlage für die Holografie untersucht.

Zunächst wurden konventionelle Streuscheiben, wie etwa Opalglas (Schichtdicke 0.45mm) und sandgestrahltes Glas (engl. "ground glass") charakterisiert. In Abbildung 4.6 sind deren Streucharakteristika dargestellt.

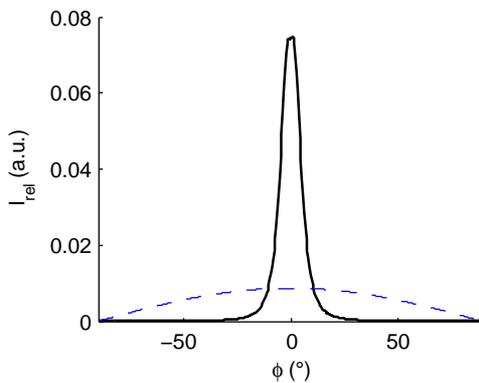


Abb. 4.6: Winkelcharakteristik von sandgestrahltem Glas im Vergleich mit einem Lambert'schen Strahler.

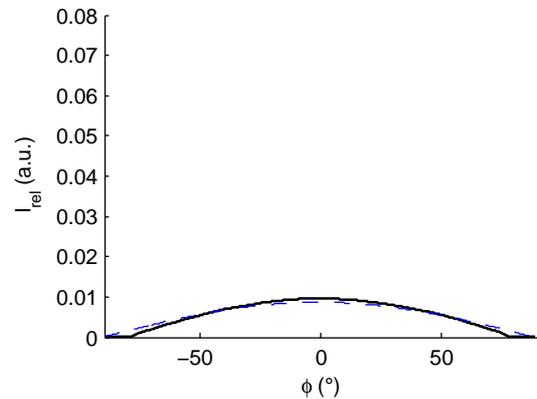


Abb. 4.7: Winkelcharakteristik von Opalglas mit einer Schichtdicke von 0.45mm; dieser Diffusor approximiert die Abstrahlcharakteristik eines Lambert'schen Strahlers sehr gut.

Das Opalglas hat eine wesentliche breitere Abstrahlcharakteristik ($> 110^\circ$ FWHM) als das sandgestrahlte Glas, allerdings ist dies mit sehr hohen Verlusten bei der Transmission und völliger Depolarisation verbunden. Das sandgestrahlte Glas streut im Vergleich hierzu unter einem mittleren Halbwertswinkel von nur 11° bei sehr viel höherer Transmission.

Die Nachteile dieser konventionellen Diffusoren bestehen in der zunächst nicht beeinflussbaren, symmetrischen Streucharakteristik und der teilweise starken Depolarisation des Lichts. Weiterhin besitzt insbesondere das untersuchte Opalglas eine relative hohe Rückstreuung, wodurch Laserleistung im Objektstrahl verloren geht.

Als weitere Möglichkeit für die Generierung des Objektstrahls in Transmissionsgeometrie wurden holografische Diffusoren der Fa. *Physical Optics Cooperation (POC)* untersucht. Hierbei handelt es sich um holografisch-optische Elemente hoher Transmission, wel-

che spezielle Streucharakteristiken besitzen und gleichzeitig polarisationserhaltend sind.³ Ähnlich den Aufprojektionsflächen der Fa. *Da-Lite* sind verschiedene Streucharakteristika verfügbar; allerdings sind die Transmissionsdiffusoren noch weitaus flexibler. Die Standard-Diffusoren sind bis hin zu extrem unsymmetrischen, elliptischen Streucharakteristika (zum Beispiel $2^\circ \times 90^\circ$ FWHM) erhältlich und können entsprechend des geplanten Einsatzgebietes gewählt werden. Abbildung 4.8 zeigt am Beispiel eines $10^\circ \times 60^\circ$ -Diffusors eine solche Streucharakteristik im Detail; in Abbildung 4.9 sind weitere Messungen für verschiedene andere POC-Diffusoren dargestellt.

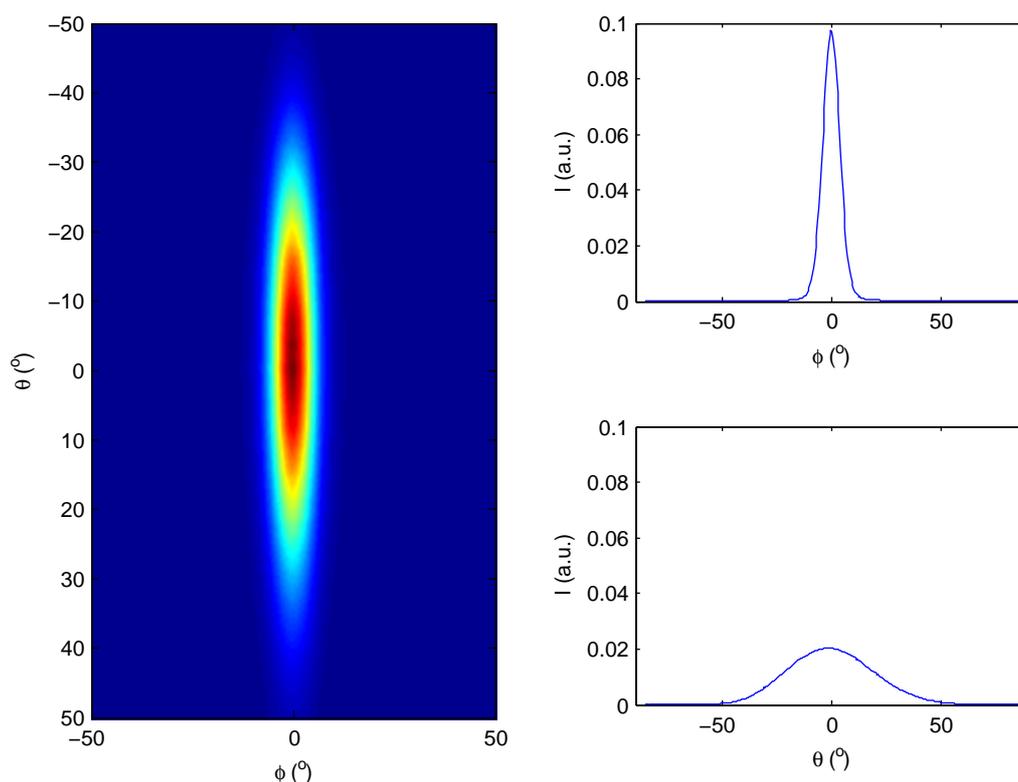


Abb. 4.8: Streucharakteristik eines POC-holografischen Diffusors mit einer spezifizierten Streucharakteristik von $10^\circ \times 60^\circ$ FWHM. Auf der rechten Seite sind jeweils Schnitte durch die Achsen minimaler bzw. maximaler Halbwertsbreite dargestellt; die gemessenen Halbwertsbreiten liegen bei $9^\circ \times 46.5^\circ$. Alle Messungen erfolgten mit monochromatischem Licht der Wellenlänge 633nm.

Beim Einsatz in Zweistrahlgeometrien ist immer die Möglichkeit gegeben, die Nachteile der konventionellen Diffusoren (Änderung des Polarisationszustands, symmetrische Streucharakteristik, geringere Transmission) zu kompensieren. So kann durch den Einsatz asymmetrischer Blenden beispielsweise die Streucharakteristik beeinflusst und unerwünschtes

³Die Messung des Polarisationszustands von linear polarisiertem Licht nach der Transmission durch die holografischen Diffusoren von *POC* ergab durchweg eine verbleibende Polarisation besser als 1:100. Aus diesem Grund gilt in Tabelle 4.2 für alle untersuchten POC-Diffusoren: $k_{pol} = 1$.

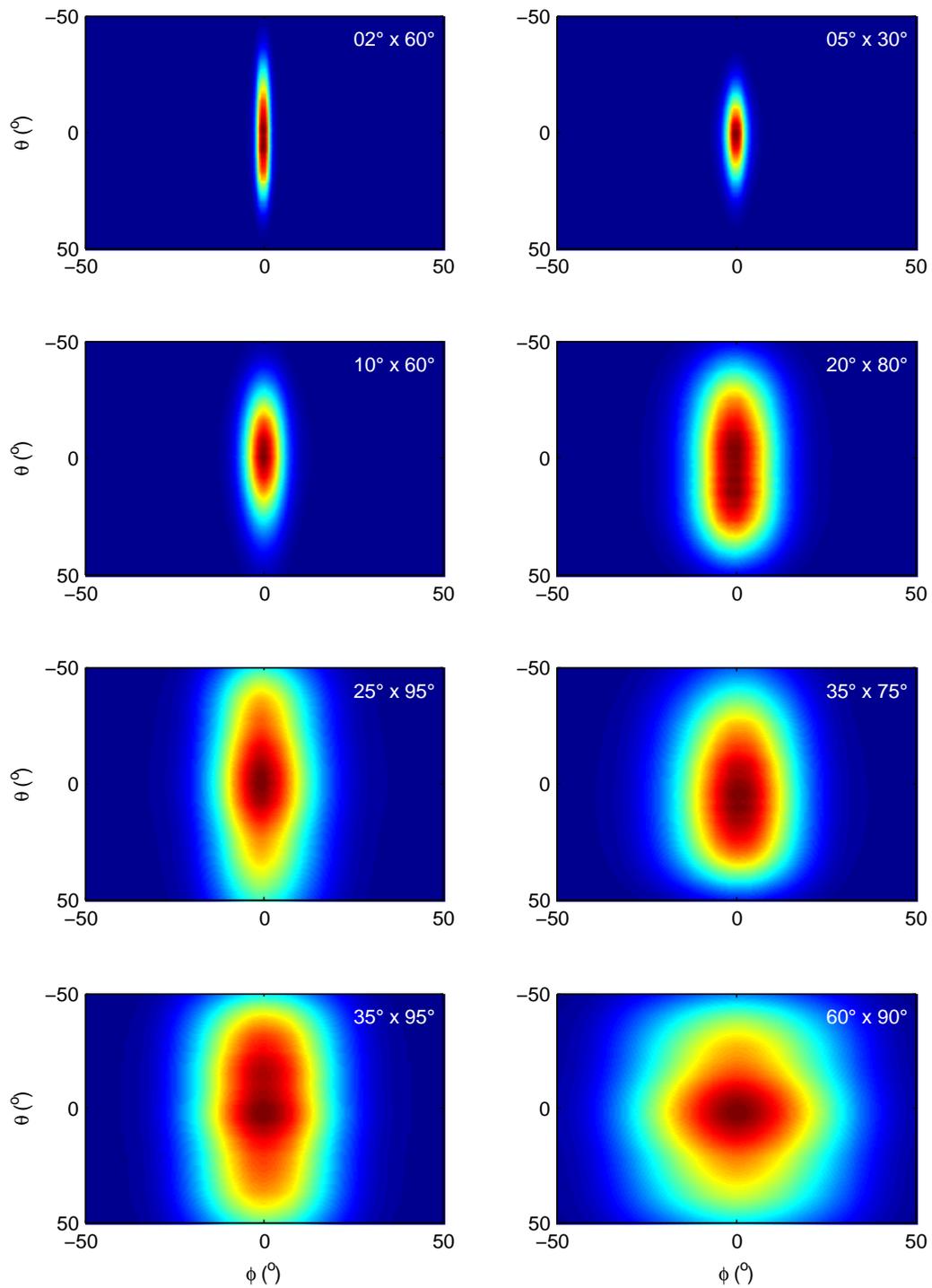


Abb. 4.9: Gemessene Winkelcharakteristik weiterer Standard-Diffusoren von POC.

Diffusor	gain	Streuwinkel $\Delta\Phi(^{\circ})$ (FWHM)	Streuwinkel $\Delta\Theta(^{\circ})$ (FWHM)	k_{pol}
Opalglas	1.2	110°	110°	0.52
gesandstrahltes Glas	74	11°	11°	0.65
POC - zirkular (10°)	113	10°	10°	1
POC - zirkular (15°)	49	15°	15°	1
POC - zirkular (20°)	38	17°	17°	1
POC - zirkular (25°)	20	24°	24°	1
POC - zirkular (30°)	14	28°	28°	1
POC - zirkular (40°)	9	36°	36°	1
POC - zirkular (60°)	4	60°	60°	1
POC - zirkular (80°)	3	72°	72°	1
POC - elliptisch ($10^{\circ}x60^{\circ}$)	26	9°	47°	1
POC - elliptisch ($25^{\circ}x95^{\circ}$)	6	23°	91°	1
POC - elliptisch ($2^{\circ}x60^{\circ}$)	73	4°	46°	1
POC - elliptisch ($35^{\circ}x75^{\circ}$)	6	28°	73°	1
POC - elliptisch ($35^{\circ}x95^{\circ}$)	4	33°	94°	1
POC - elliptisch ($5^{\circ}x30^{\circ}$)	47	5°	30°	1
POC - elliptisch ($60^{\circ}x90^{\circ}$)	3	49°	82°	1
POC - elliptisch ($20^{\circ}x80^{\circ}$)	9	19°	70°	1

Tab. 4.2: Zusammenfassung der untersuchten Transmissions-Diffusoren. Analog zu den Reflexionsdiffusoren ist der Parameter k_{pol} als Maßzahl für die Polarisationserhaltung angegeben. Der erreichbare Interferenzkontrast K kann immer optimiert werden und wurde daher nicht mit angegeben.

Streulicht absorbiert werden. Weiterhin kann durch Polarisatoren der optimale Polarisationszustand eingestellt werden. Dadurch ist es stets möglich, den holografischen Kontrast zu optimieren.

Aus diesem Grund wurden die Transmissionsdiffusoren nicht über die jeweils erreichbaren Kontrastwerte miteinander verglichen. Hier entscheidet lediglich die gewünschte Streucharakteristik über die Eignung als Streuvorlage für die holografische Aufnahme. Tabelle 4.2 zeigt in einer Zusammenfassung die relevanten Parameter der untersuchten Transmissions-Diffusoren.

4.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Eignung verschiedener Streuvorlagen für die Aufnahme diffus streuender, holografischer Schirme untersucht.

Es konnte gezeigt werden, dass für den Fall großflächiger Kontaktkopien in Denisyuk-Geometrie der Einsatz von konventionellen, polarisationserhaltenden Leinwänden zu empfehlen ist, da Volumenstreuer wie etwa Teflon zu viele Nachteile für die Holografie mit sich bringen. Als weiteren Vorteil weisen die Leinwände bereits eine gewisse Optimierung (gain) bezüglich ihrer Winkelcharakteristik auf. Sie sind zwar nicht auf konkrete Projektionsgeometrien optimierbar, wie das bei Einsatz eines Masterhologramms der Fall wäre, stellen aber dennoch eine akzeptable Grundlage für die Herstellung von holografischen Kontaktkopien dar. Für die Aufnahmen in Denisyuk-Geometrie wurde die Leinwand "Silver Matte" der Firma *Da-Lite* ausgewählt, da sie den höchsten Interferenzkontrast erreicht ($K=0.86$).

Soll in einer Zweistrahl-Geometrie ein mitbewegter Objektstrahl mit kleinem Diffusor realisiert werden, so empfiehlt sich der Einsatz eines holografisch-optischen Elements (z.B eines der untersuchten Elemente der Fa. *POC*). Diese sind nicht nur effizienter als konventionelle Diffusor-Materialien, sie erhalten auch die Polarisation fast vollständig und erlauben eine Implementierung von beliebigen Streucharakteristiken ohne weitere optische Elemente im Strahlengang.

Kapitel 5

Monochromatische Projektionsschirme

Mit den bisher gewonnenen Erkenntnissen werden zunächst einfarbige holografische Projektionsschirme realisiert, welche erstmals mit Hilfe der eingesetzten Scantechniken[50] bis in den Bereich von Quadratmetern skalierbar sind.

Nach der Vorstellung des implementierten Aufnahmesystems wird die Aufnahme eines monochromatischen Demonstrators mit allen relevanten Belichtungsparametern beschrieben. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird dann die quantitative Analyse eines aufgenommenen Demonstrators bezüglich seiner Effizienz durchgeführt, sowie ein qualitativer Vergleich mit einer konventionellen Leinwand vorgenommen. Hier erfolgt auch eine Untersuchung der sehr kontrastreichen Aufprojektion bei Umgebungslicht.

5.1 Holografische Belichtung im Scanverfahren

Zur Belichtung erster monochromatischer Demonstratoren wurde der in Abbildung 5.1 schematisch dargestellte Aufbau verwendet. Aufgrund der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Vorteile wurde hierbei die gescannte Denisjuk-Geometrie verwendet. Als Aufnahmelaser standen ein gepulster und ein kontinuierlicher Nd:YAG-Laser (jeweils frequenzverdoppelt auf 532nm) zur Verfügung.

Zur gescannten Aufnahme wurden zwei Galvano-Scanner der Fa. *Scanlab* eingesetzt, welche von einem PC aus angesteuert und mit einem mechanischen Shutter synchronisiert wurden. Weiterhin besteht die Möglichkeit, die emittierte Lichtleistung der Laser mittels eines AOM¹ zu modulieren; auch dies wird über den PC mit der Ansteuerung der Scanner synchronisiert.

Aufgrund der Größe der herzustellenden Hologramme (die Skalierbarkeit sollte bis in den

¹Akusto-optischer Modulator

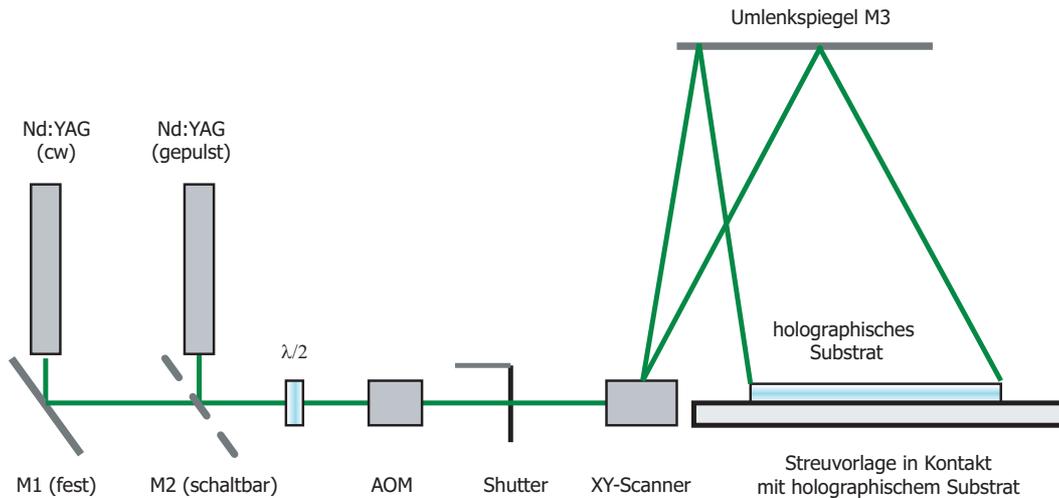


Abb. 5.1: Aufbau zur gescannten Belichtung. Spiegel M2 kann aus dem Strahlengang geklappt werden, um den gepulsten Laser zur Aufnahme zu verwenden. Mit der $\lambda/2$ -Platte kann die Polarisationsrichtung optimiert werden.

Bereich von Quadratmetern gewährleistet sein) sind Streuvorlage und holografisches Substrat parallel zur Ebene des optischen Tisches in Denisjuk-Geometrie orientiert. Diese Methode wird oft für großflächige Hologramme bevorzugt, da die Schwerkraft die holografischen Platten zusätzlich stabilisiert[51]. Konsequenterweise wurde der Laser über einen an der Decke befestigten Spiegel (M3 in Abbildung 5.1) auf das Substrat gescannt. Dies ermöglicht gleichzeitig die Einstellung eines relativ großen Abstands zwischen Hologramm und Galvano-Scanner. Dieser Abstand wurde für eine typische Projektionsgeometrie auf etwa 3m festgelegt, der Umlenkspiegel M3 befand sich daher ca. 1.40m über dem optischen Tisch.

Zur Ansteuerung wurde eine Software in C++ implementiert, welche Scansystem, Modulation und Shutter synchronisiert. Außerdem können hier die gewünschten Scanparameter, wie Zeilenabstand, Scangeschwindigkeit, Laserleistung und Substratgröße eingestellt werden. Abbildung 5.2 zeigt die Aufnahmeeffläche des Aufbaus bei der Justage und Einstellung der zu belichtenden Substratfläche.

Wie in Abschnitt 2.3 bereits angedeutet, bietet der Einsatz von gepulsten Lasern Vorteile gegenüber der cw-Aufnahme; so ermöglicht beispielsweise erst die kurze Aufnahmedauer der Einzelpixel (typischerweise $< 100ns$) die Verwendung einer Zweistrahlgeometrie. Aus diesem Grund wurden Software und optischer Aufbau bereits auf die Verwendung eines Pulslasers² vorbereitet. Für monochromatische Aufnahmen stand ein passiv

²Ein RGB-Pulslaser mit Pulswiederholraten von ca. 50kHz und mittleren Leistungen von bis zu 1 W je Farbe befindet sich derzeit bei einem Projektpartner (Fa. EADS) und wird zu einem späteren Zeitpunkt zur Verfügung stehen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden lediglich erste Versuche mit dem verfügbaren, monochromatischen Laser durchgeführt.

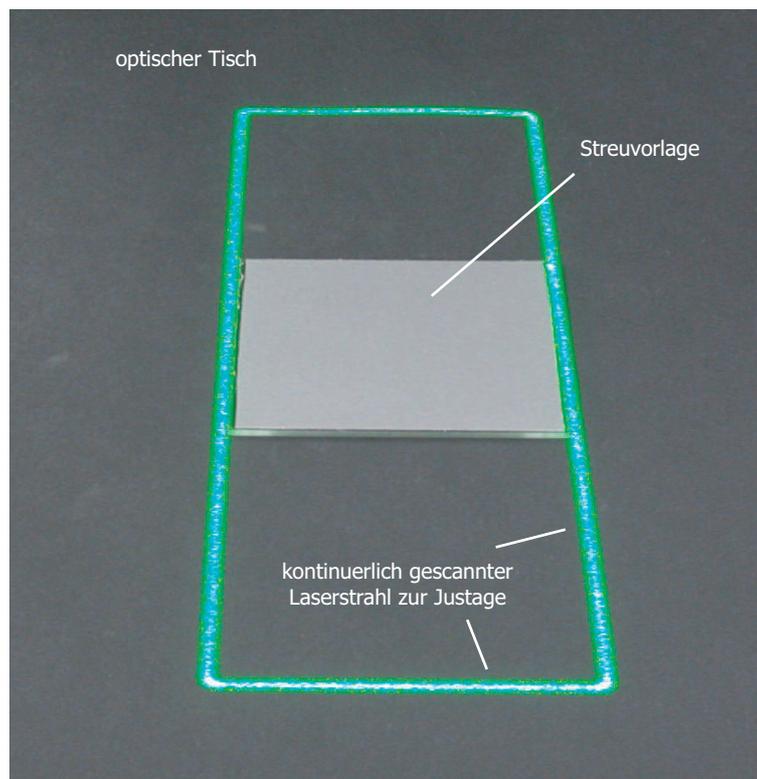


Abb. 5.2: Vorbereitung der gescannten Belichtung. Hier wird ein rechteckiger Reflexionsdiffusor (*DALITE* Silver Matte) der Abmessungen 10cm x 12cm holografisch aufgenommen. Zur Einstellung der Substratgröße und -position scannt ein schwacher Laserstrahl kontinuierlich über das Substrat. Zu sehen ist der auf Glas laminierte Diffusor auf der schwarzen Fläche des optischen Tisches sowie die abgescannten Grenzen des später belichteten Bereichs.

gütegeschalteter Nd:YAG Laser hoher Kohärenzlänge zur Verfügung. Die wichtigsten Parameter dieses Lasersystems sind :

- Puls-Wiederholrate : 12-15 kHz
- Pulsenergie : 0.8-40 μJ
- maximale mittlere Strahlungsleistung : 500 mW
- Bandbreite : < 80 MHz
- Resonator : monolithischer Ringoszillator mit passivem Q-switch (*Cr:YAG*)

Der Puls laser kann über einen klappbaren Spiegel in den Strahlengang eingekoppelt werden. Abbildung 5.3 zeigt die Trennung der Einzelpulse bei schnellem Scannen mit den Galvanoscannern.

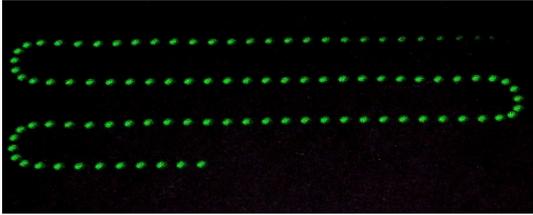


Abb. 5.3: Darstellung einiger Scanlinien. Gut zu erkennen ist die Trennung der Einzelpulse des YAG-Lasers. Die Belichtungszeit der Kamera betrug bei der Aufnahme $1/125$ s.

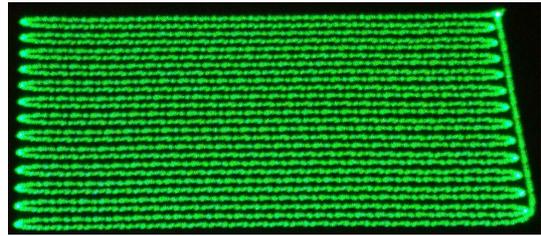


Abb. 5.4: Scan über das gesamte Substrat mit kleineren Pixel- und Linienabständen. Der Scan beginnt in der rechten unteren Ecke und überstreicht das Substrat mäanderförmig.

Bei der Aufnahme mit dem Puls laser wird die Scangeschwindigkeit und der Zeilenabstand so eingestellt, dass die zu belichtende Fläche möglichst gut überdeckt wird.

Leider war die Pulsenergie des zur Verfügung stehenden Systems nicht hoch genug, um Einzelpulshologramme auf den panchromatischen Materialien aufzunehmen. Dennoch wurden erfolgreiche Vorversuche mit den empfindlicheren monochromatischen Materialien durchgeführt. (Beispielsweise mit Ultimate-15-BG, siehe auch Tabelle 3.2)

5.2 Herstellung eines Demonstrators

Mit dem vorgestellten Scansystem wurden einige monochromatische Demonstratoren aufgenommen, um das Konzept der gescannten Belichtung zu testen. In Abbildung 5.5 ist eine solche Aufprojektionsfläche bei homogener Beleuchtung mit Weißlicht dargestellt.

Diese wurde mit den folgenden Belichtungsparametern aufgenommen:

- holografisches Material: PGV-P
- Scanverfahren: kontinuierlicher Scan mit cw-Laser
- Laserintensität: 110mW
- Pixeldurchmesser: 4.7mm
- Scangeschwindigkeit(x): 1.3m/s
- Scangeschwindigkeit(y): 1.4m/s
- Gesamtscandauer: 3.3s
- Zeilenabstand: 2.53mm
- mittlere Energiedosis im Material: $3340\mu\text{J}/\text{cm}^2$

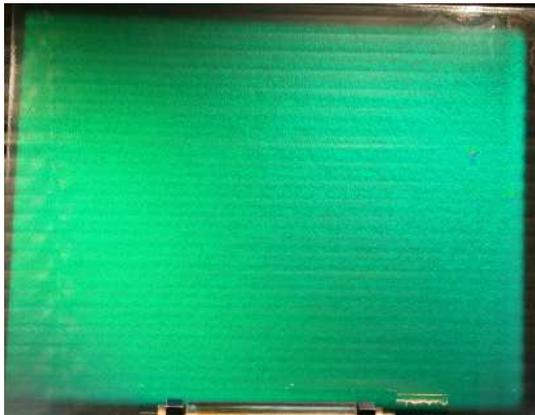


Abb. 5.5: Monochromatische Aufprojektionsfläche der Größe 10cmx12cm. Die Beleuchtung erfolgte mit 2 Halogenlampen aus dem Referenzwinkel, wobei auf eine möglichst gleichmäßige Ausleuchtung des Hologramms geachtet wurde.



Abb. 5.6: Vergrößerter Ausschnitt des Demonstrators. Die sichtbaren Strukturen stellen die holografische Kopie der ursprünglichen Leinwand dar.

Als Streuvorlage diente die in Kapitel 4 untersuchte Leinwand "Silver Vision" der Fa. *Da-Lite*. Die Nahaufnahme (Abb. 5.6) zeigt, dass die zugrunde liegende Textur der ursprünglichen Leinwand in das Hologramm kopiert wurde und bei entsprechender Beleuchtung rekonstruiert wird.

Die erreichte Beugungseffizienz des Hologramms ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Trotz gescannter Aufnahme und der Verwendung eines diffus reflektierenden Objekts konnte eine Beugungseffizienz von mehr als 60% erreicht werden. Weitere 22% der Lichtleistung werden in der Emulsion diffus gestreut und absorbiert. Diffus zurück gestreutes Licht kann im allgemeinen allerdings auch für die Projektion verwendet werden und ist nicht komplett "verloren". Die maximale erreichbare Effizienz dieser Aufprojektionsfläche lag damit bei ca. 70%.

5.3 Qualitativer Vergleich mit konventionellen Projektionsflächen

Das aufgenommene Bildschirmhologramm wurde anschließend in Aufprojektions-Geometrie getestet, um die prinzipielle Überlegenheit der holografischen Projektionsflächen im Vergleich zu konventionellen Leinwänden zu demonstrieren. Die Projektion erfolgte mit einem handelsüblichen Videoprojektor aus einer Entfernung von 3 Metern. Das im Scanverfahren hergestellte Hologramm aus Abschnitt 5.2 wurde auf einem Stativ montiert und unter dem ursprünglichen Referenzwinkel mit der Bildinformation des Projektors rekonstruiert.

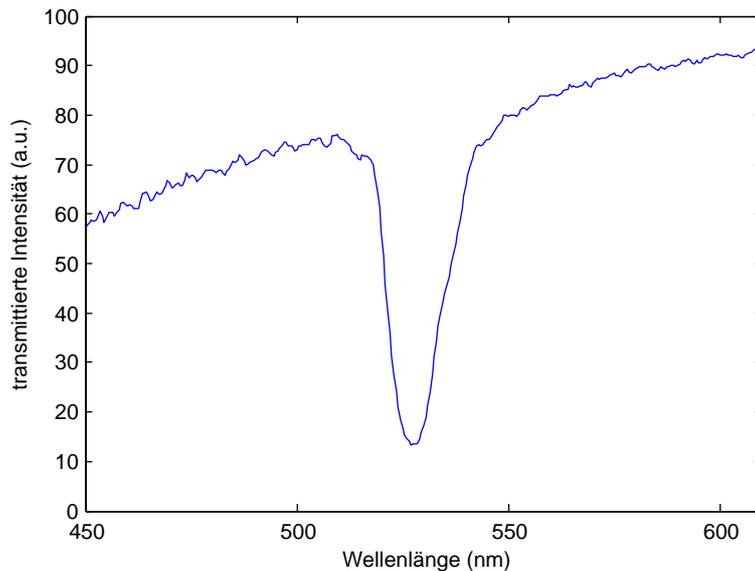


Abb. 5.7: Transmissionsspektrum des Demonstrators aus Abbildung 5.5. Die maximal erreichte Beugungseffizienz beträgt 61% und die Bandbreite des Hologramms liegt bei etwa 18 nm.

Abbildungen 5.8(a) bis 5.8(d) zeigen die holografische Projektionsfläche im Vergleich zu einer herkömmlichen Leinwand (*Da-Lite Silver Vision*) bei zusätzlichem Einfall von Störlicht. Im Versuch wurde Umgebungslicht durch 2 Halogenlichtquellen im Abstand von ca. 20 cm simuliert. Es ist deutlich zu sehen, dass die Bildinformation auf der konventionellen Leinwand mit steigender Störlichtintensität sehr schnell an Kontrast verliert; die holografische Projektionsfläche streut dagegen das Störlicht nicht zum Betrachter zurück, sondern absorbiert es in einer hinter dem Hologramm angebrachten, schwarzen Stoffschicht.

Trotz der relativ geringen Gesamteffizienz des Systems aufgrund der ungünstigen spektralen Eigenschaften des Projektors (Berechnungen zu diesem Thema folgen in Abschnitt 7.1) ist das erzielte Ergebnis beeindruckend. Selbst bei sehr starkem Streulicht bleibt die holografische Projektionsfläche lesbar, während bei der konventionellen Leinwand der Kontrast gegen Null geht.

5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Implementierung des gescannten Aufnahmeverfahrens mittels einer Galvanoscanner-Kombination realisiert; das vorgestellte System ist erstmals in der Lage, unabhängig von der zur Verfügung stehenden Laserleistung Hologramme bis zu einer Größe von 1.50m x 1m zu belichten. Außerdem wurde sowohl eine Dauerstrich-Belichtung als auch eine Aufnahme von Einzelpulshologrammen mit Nd:YAG-Lasern ($\lambda = 532nm$) realisiert.

Mit diesem System wurde ein monochromatischer Projektionsschirm auf holografischem Material (PGV-P) aufgenommen, charakterisiert und die Aufprojektion mit einem herkömmlichen LCD-Projektor demonstriert. Die Beugungseffizienz des gescannt aufgenommenen Hologramms lag bei über 60%, die erreichte Homogenität war —subjektiv betrachtet— sehr gut.

Schließlich wurde ein qualitativer Vergleich mit einer konventionellen Leinwand unter dem Einfluss von Störlicht durchgeführt; die Überlegenheit der holografischen Projektionsfläche konnte erfolgreich demonstriert werden.

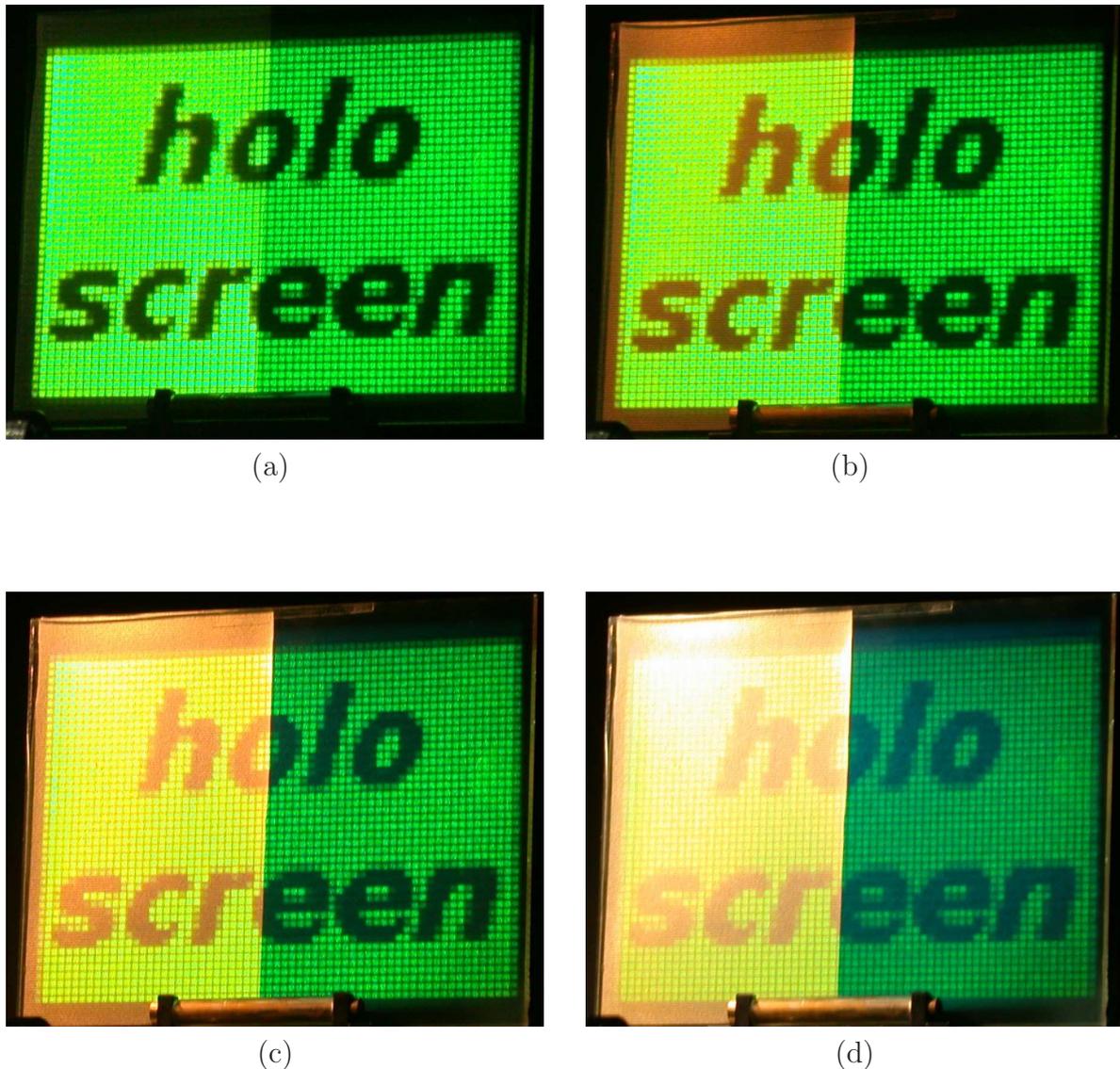


Abb. 5.8: Vergleich einer konventionellen Leinwand mit einer holografischen Reproduktion. Die linke Hälfte der Projektionsfläche im Bild bestand aus einer —bereits auf guten Kontrast optimierten— Leinwand der Fa. *Da-Lite*. In der jeweiligen rechten Hälfte übernimmt eine holografische Kontaktkopie die Rückstreuung des aufprojizierten Lichts. Die sichtbaren Pixel sind nicht auf die gescannte Aufnahme zurückzuführen, sondern stellen die Auflösungsgrenze des verwendeten Projektors dar. (Die hier sichtbare Fläche hat eine Größe von 10 cm x 12 cm; die Projektionsdistanz beträgt 3 m bei einer Auflösung des Projektors von 800x600 Pixeln)

Kapitel 6

RGB-Hologramme

In den vorigen Kapiteln wurde auf das Funktionsprinzip der holografischen Bildschirme, auf die gescannte Aufnahmetechnik, sowie auf die zur Verfügung stehenden Materialien eingegangen. Erfolgreich konnte die Aufnahme einer monochromatischen Aufprojektionsfläche demonstriert werden. Im folgenden Kapitel soll nun erstmals die Implementierung der mehrfarbigen (RGB-) Projektionsschirme umgesetzt werden.

Durch Aufnahme verschiedener Farbmischungen wurde zunächst untersucht, wie und ob ein reproduzierbares Verhältnis der holografischen Beugungseffizienzen erreicht werden kann. Die Motivation hinter dieser Untersuchung ergibt sich aus dem geplanten Einsatzgebiet der Hologramme: Als Ersatz für konventionelle Aufprojektionsflächen sollen sie eine möglichst farbneutrale Wiedergabe bei Verwendung verschiedener Projektionssysteme ermöglichen.

Im Laufe des Kapitels werden Belichtungsparameter (Intensitätsverhältnisse) ermittelt, welche die Synthese beliebiger holografischer Mischfarben erlauben. Dies ist für die in Kapitel 7 vorgenommene Abstimmung der Hologramme auf die verwendeten Projektor-technologien von großer Bedeutung.

6.1 Aufbau zur Farbmischung und RGB-Aufnahme

Zur Untersuchung des Verhaltens mehrerer gleichzeitig in holografische Materialien eingeschriebener Gitter wird ein ähnlicher Aufbau wie zur monochromatischen Charakterisierung in Abschnitt 3.1 verwendet. Wiederum werden auf einem beweglichen Schlitten holografische Messreihen mit ebenen Wellen belichtet, lediglich der Laser wurde durch eine Farbmisch-Einheit aus drei einzelnen Lasern¹ ersetzt. Diese werden zunächst zu einem Weißlichtstrahl kombiniert; hieraus wiederum wird in einem AOTF (Acousto-Optical Tunable Filter) die jeweils gewünschte Farbmischung in den Nutzstrahl abgelenkt und die

¹ Hierbei handelte es sich um drei Festkörperlaser. Für den blauen und grünen Wellenlängenbereich wurden frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser eingesetzt ($\lambda_b = 473nm$, $\lambda_g = 532nm$). Als roter Laser wurde ein temperaturstabilisiertes Laserdiodenmodul mit $\lambda_r = 658nm$ verwendet.

restliche Leistung in einer Strahlfalle absorbiert (Abb. 6.1).

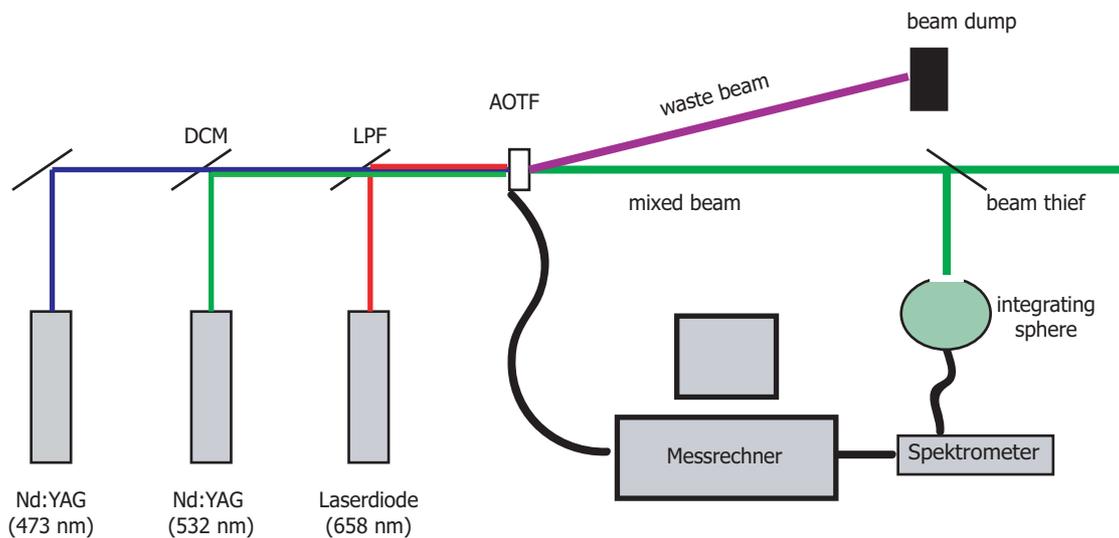


Abb. 6.1: Kombination von drei Festkörperlasern zu einem Strahl mit variablem Mischungsverhältnis. Die Mischung zu einem Weißlichtstrahl wird über einen dichroitischen Spiegel (DCM) und einen low-pass Filter (LPF) realisiert.

Ein AOTF ist ein elektronisch durchstimmbarer Bandpassfilter, der auf akusto-optischen Wechselwirkungen im Inneren optisch anisotroper Medien basiert. Der verwendete AOTF besteht aus Tellurium-Dioxid (TeO_2) und kann mit mehreren Ultraschall-Frequenzen gleichzeitig angeregt werden, um bis zu acht Laserwellenlängen zu mischen. Für nähere Informationen sei auf [42, 43] verwiesen. In Abbildung 6.2 ist die vom AOTF selektierte Intensität der verschiedenen Wellenlängen in Abhängigkeit von der angelegten Steuerspannung dargestellt.

Durch Schwingungen im Aufbau, langfristige Temperatureffekte und Störungen durch Luftbewegungen ist allerdings die Position der einzelnen Strahlen nicht konstant gegeneinander. Insbesondere nach der Aufweitung im Raumfilter konnten bereits mit bloßem Auge Positionsänderungen mit einer Frequenz zwischen 10 und 100 Hz ("zittern"), sowie ein teilweise ausgeprägtes "Wandern" (Drifts) der Einzelfarben gegeneinander beobachtet werden. Obwohl die meisten dieser Effekte nach einer Beruhigungsphase verschwanden oder zumindest sehr klein wurden, waren vor allem die langsamen Drifts nach wie vor problematisch. Als Ursache hierfür kommen langfristige Temperatureffekte in Frage, die beispielsweise von der Erwärmung des Raums durch die Sonneneinstrahlung hervorgerufen werden.

Zur Kontrolle der Stabilität wurde die Farbmischung des Referenzstrahls über einen län-

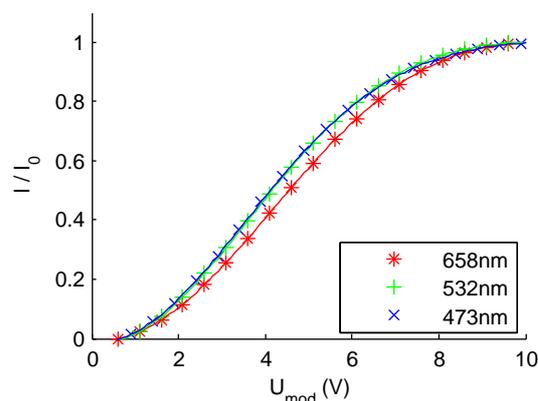


Abb. 6.2: AOTF Kalibrationskurven für verschiedene Wellenlängen

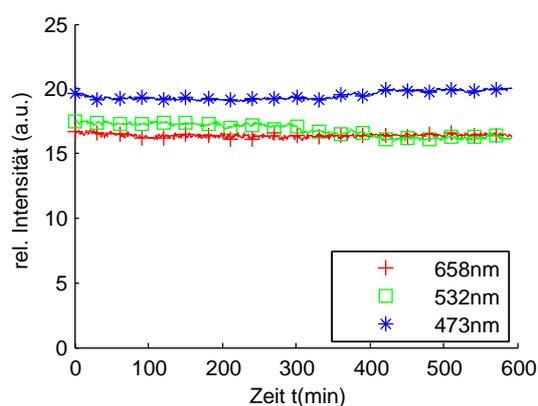


Abb. 6.3: Langzeitstabilität der Farbmischung. Jede Linie repräsentiert die Intensität einer Wellenlänge im gemischten Strahl

geren Zeitraum hinweg aufgenommen und analysiert. Abbildung 6.3 zeigt die gemessenen Intensitäten über einen Zeitraum von einer Stunde. Es ist zu erkennen, dass sich langfristig ohne aktive Regelung durchaus Verschiebungen der Intensitätsverhältnisse ergeben; die grüne Intensität fällt in diesem Fall etwas ab, die blaue steigt. Während der Dauer einer einzelnen Aufnahme (typischerweise einige Sekunden) kann jedoch von einem konstanten Verhältnis der Einzelfarben zueinander ausgegangen werden (Schwankungen typischerweise $< 1\%$). Durch die hohe Anzahl von Einzelhologrammen auf einem Substrat ergeben sich allerdings Aufnahmezeiten von bis zu 10 Stunden. Daher wurde zur Eliminierung der langfristigen Drifts eine aktive Stabilisierung der Farbmischung implementiert. Ein geringer Teil des Nutzlichts wird dazu aus dem Strahlengang abgezweigt, in einer Ulbrichtkugel homogenisiert und laufend durch ein fasergekoppeltes Spektrometer analysiert. Durch eine Rückkopplung zum AOTF werden dann die Intensitätsverhältnisse konstant gehalten.

Das Auskoppeln des Lichts für das Spektrometer erfolgt (entgegen der Darstellung in Abb. 6.1) direkt vor der holografischen Platte im Referenzstrahl (Abb. 6.4). Dadurch können nicht nur die angesprochenen Temperaturdrifts eliminiert werden; auch Einflüsse des Aufbaus auf die Farbmischung (chromatische Aberrationen der Linsen, Effekte durch abweichende Strahltaillen in den Raumfiltern, etc...) werden so automatisch mit korrigiert. Durch die Eichung des Spektrometers gegen einen kalibrierten Fotodetektor können die jeweils einbelichteten Energiedosen (in $\mu J/cm^2$) bei der Aufnahme mitprotokolliert werden.

Abbildung 6.4 zeigt nochmals den gesamten Aufbau zur Farb-Charakterisierung holografischer Materialien. Nach der Farbmischung durchläuft der Strahl eine achromatische $\lambda/2$ -Platte zur Polarisationsdrehung und anschließend einen polarisierenden Strahlteiler. Mit dieser Methode können beliebige Intensitätsverhältnisse zwischen Objekt- und Referenzstrahl realisiert werden. Eine zweite $\lambda/2$ -Platte dreht die Polarisation des Referenzstrahls wieder zurück und ermöglicht damit eine optimale Einstellung des Interferenzkontrastes.

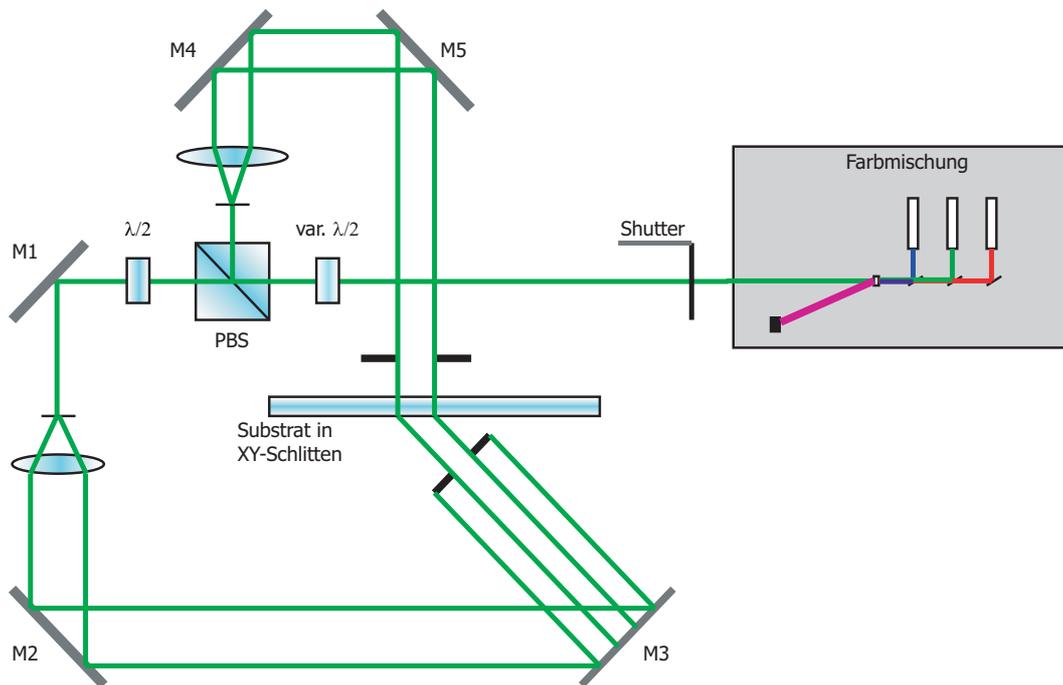


Abb. 6.4: Aufbau zur Aufnahme von RGB-Hologrammen. Der Aufbau zur Farbmischung (grau) ist nochmals detailliert in Abbildung 6.1 dargestellt.

Der gesamte Aufbau wird von einem Rechner gesteuert und die Hologramme nach vorher festgelegten Listen vollautomatisch belichtet. Der AOTF und die Shuttersteuerung werden über eine Steckkarte mit eigenem Prozessor angesteuert, welcher hardwarenah in C programmiert wurde. Die Steuerung der Verschiebeeinheit und die Protokollierung des Spektrums erfolgen vom Rechner aus über die jeweiligen Programmierschnittstellen der Hersteller (in C++).

6.2 Auswertung der Hologramme

Zur Bestimmung des Verhaltens holografischer Materialien bei Aufnahme von Multiplex-Hologrammen wurden Belichtungsreihen mit unterschiedlichen Farbmischungen aufgenommen. Typischerweise handelt es sich hierbei um Zwei- oder Dreifarbmischungen mit variablem Verhältnis der Farbtintensitäten. Abb. 6.5 zeigt eine typische Belichtungsreihe mit verschiedenen RGB-Farbmischungen auf einem holografischen Substrat.

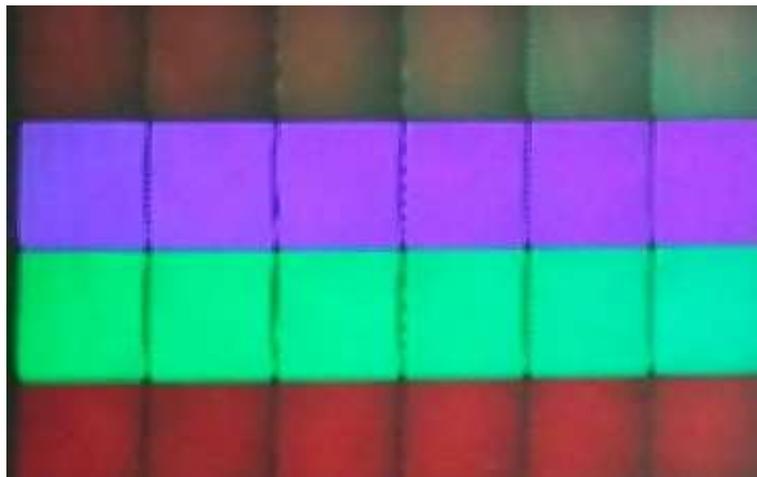


Abb. 6.5: Dargestellt ist ein kleiner Ausschnitt aus einem PGV-P-Hologramm. Die Größe der Einzelhologramme liegt bei ca. 1cm^2 .

Nach der Aufnahme wurden die Transmissionsspektren der Hologramme mit dem Spektrometer vermessen und die Beugungseffizienz durch Fits an die Kogelnik-Theorie berechnet (nach dem gleichen Verfahren wie in Kapitel 3). Abbildungen 6.6 bis 6.11 zeigen die Ergebnisse einiger Messreihen für Multiplex-Hologramme am Beispiel von PGV-P und Fotopolymer HRF-800X001-20. Vermessen wurden die holografischen Beugungseffizienzen in den verschiedenen Farben im Vergleich zu den bei der Aufnahme verwendeten Intensitätsverhältnissen. Die Silberhalogenide wurden bis zu Verhältnissen von etwa 1:5 vermessen, für das Fotopolymer mussten die Messreihen aufgrund der schlechteren Rotempfindlichkeit bis zu Verhältnissen von etwa 1:20 durchgeführt werden.

Die Farbmischungen wurden mehrfach mit verschiedenen Gesamtbelichtungs Dosen, sowie getrennt für zwei- und dreifarbige Hologramme durchgeführt. Damit sollten sowohl die Reproduzierbarkeit als auch eventuelle Effekte von Unter- und Überbelichtung untersucht werden; in den Graphen 6.6 bis 6.9 sind die Ergebnisse für zwei- und dreifarbige Hologramme dargestellt. Es lässt sich keine Abhängigkeit davon erkennen, ob 2 oder 3 Farben eingeschrieben wurden, einzig das Intensitätsverhältnis bei der Aufnahme ist ausschlaggebend für das resultierende Verhältnis der Beugungseffizienzen.

In den Graphen in Abb. 6.10 und 6.11 sind Messreihen dargestellt, die mit unterschiedli-

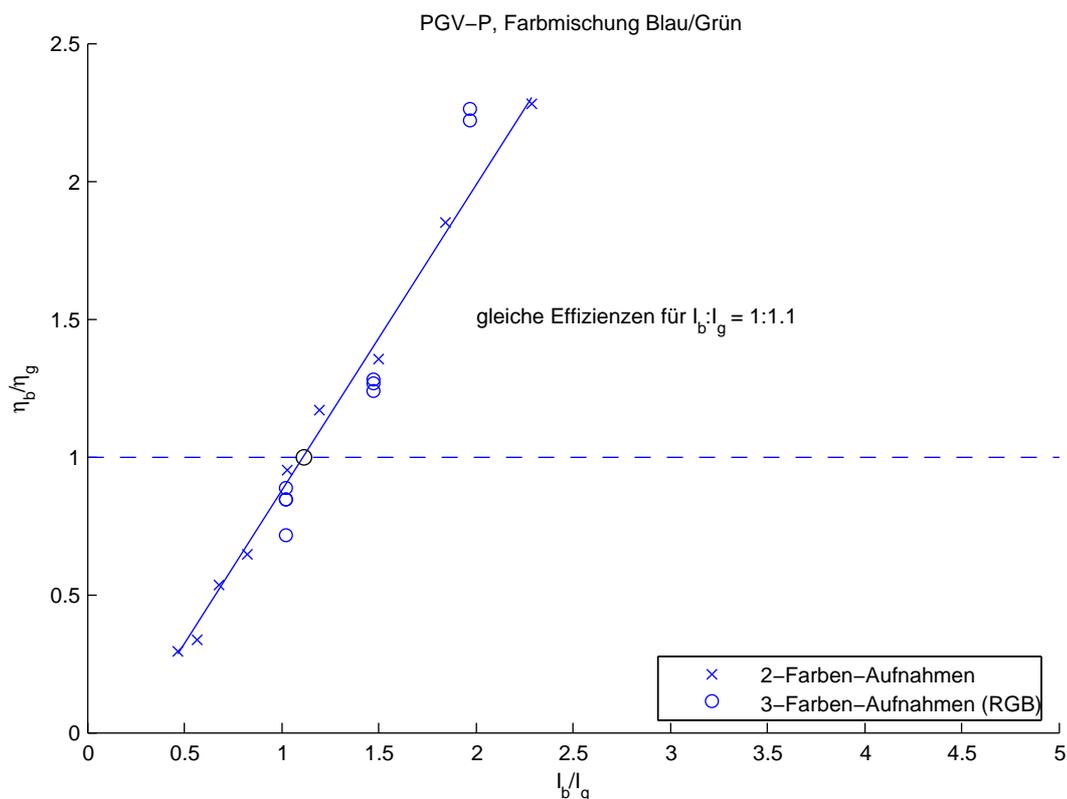


Abb. 6.6: Messreihe Silberhalogenid PGV-P für Farbmischungen Blau/Grün

chen Gesamtbelichtungs Dosen aufgenommen wurden. Auch hier lässt sich kein wesentlicher Einfluss auf die resultierenden Verhältnisse der Beugungseffizienzen feststellen.

An alle Messwerte wurde ein linearer Fit gelegt, um für beliebige Farbmischungen die entsprechenden Aufnahmeintensitäten abschätzen zu können. In den Graphen ist zu erkennen, dass eine lineare Interpolation im betrachteten Bereich durchaus gerechtfertigt ist; die Parameter der Fits sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.²

Die ermittelten RGB-Intensitätsverhältnisse und Fit-Parameter in Tabelle 6.1 erlauben für zu erreichende Beugungseffizienzen eine Abschätzung der jeweils benötigten Aufnahme-Intensitäten in den einzelnen Farben. Dies wird in Kapitel 7 für die Berechnung der Belichtungsparameter der holografischen Projektionsschirme verwendet. Dort wird es wichtig sein, nach der Aufnahme genau definierte und reproduzierbare Beugungseffizienzen zu erreichen.

²Die Fit-Parameter für das panchromatische Ultimate-08 wurden dabei aus den monochromatischen Untersuchungen in Kapitel 3 gewonnen, da durch einen Umzug des Produktionsstandortes zum Zeitpunkt der RGB-Charakterisierung für längere Zeit kein Material zur Verfügung stand. Die aus den monochromatischen Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse sollten sich allerdings -wie für die anderen Materialien gezeigt- problemlos auf den Fall der Mehrfarb-Holografie übertragen lassen.

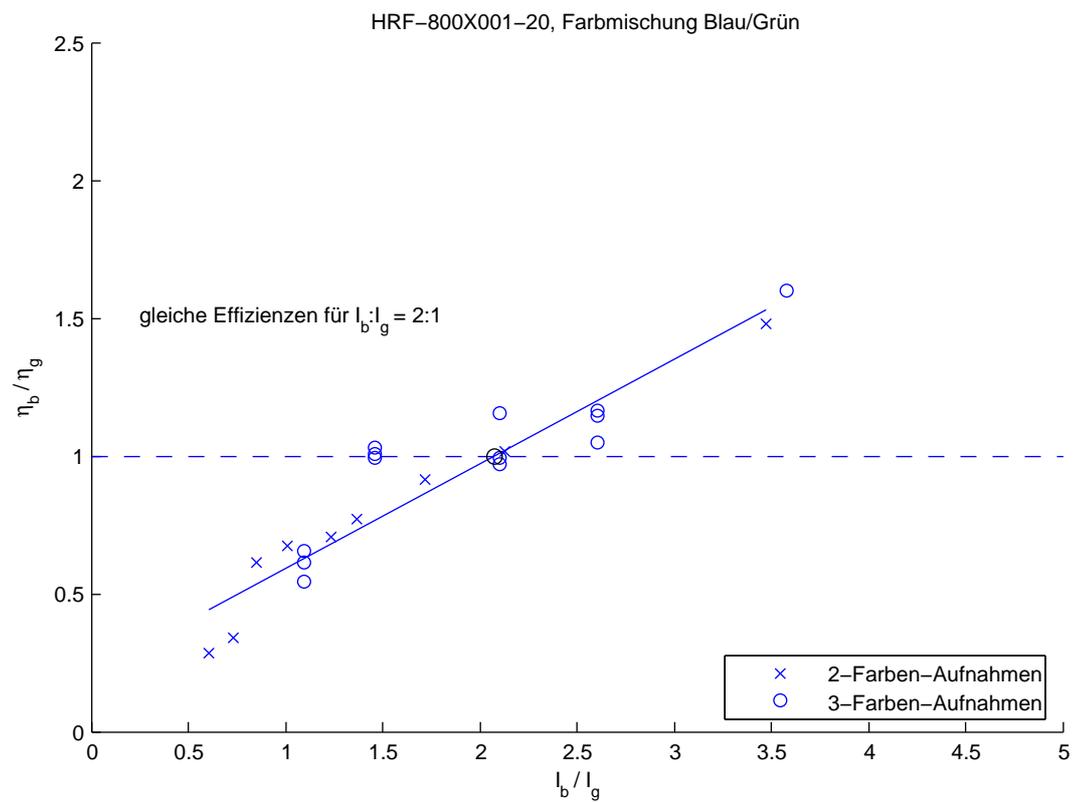


Abb. 6.9: Messreihe Fotopolymer HRF-800X001-20 für Farbmischungen Blau/Grün

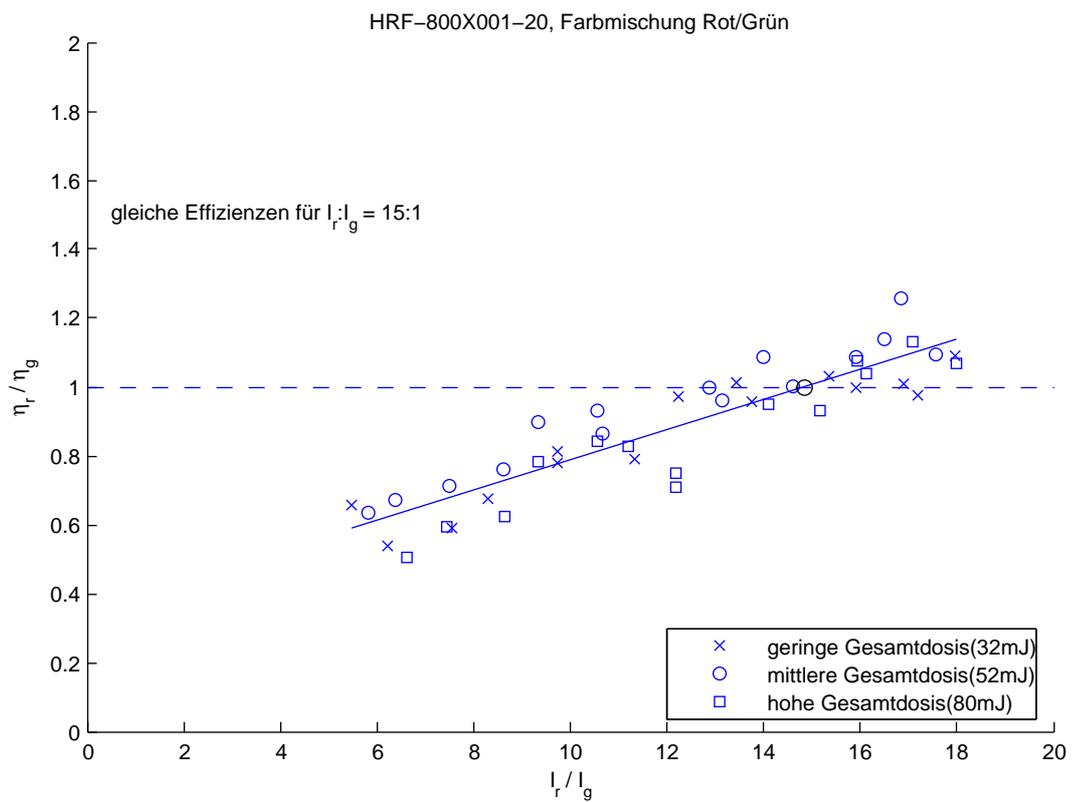


Abb. 6.10: Messreihe Fotopolymer HRF-800X001-20 für Farbmischungen Rot/Grün

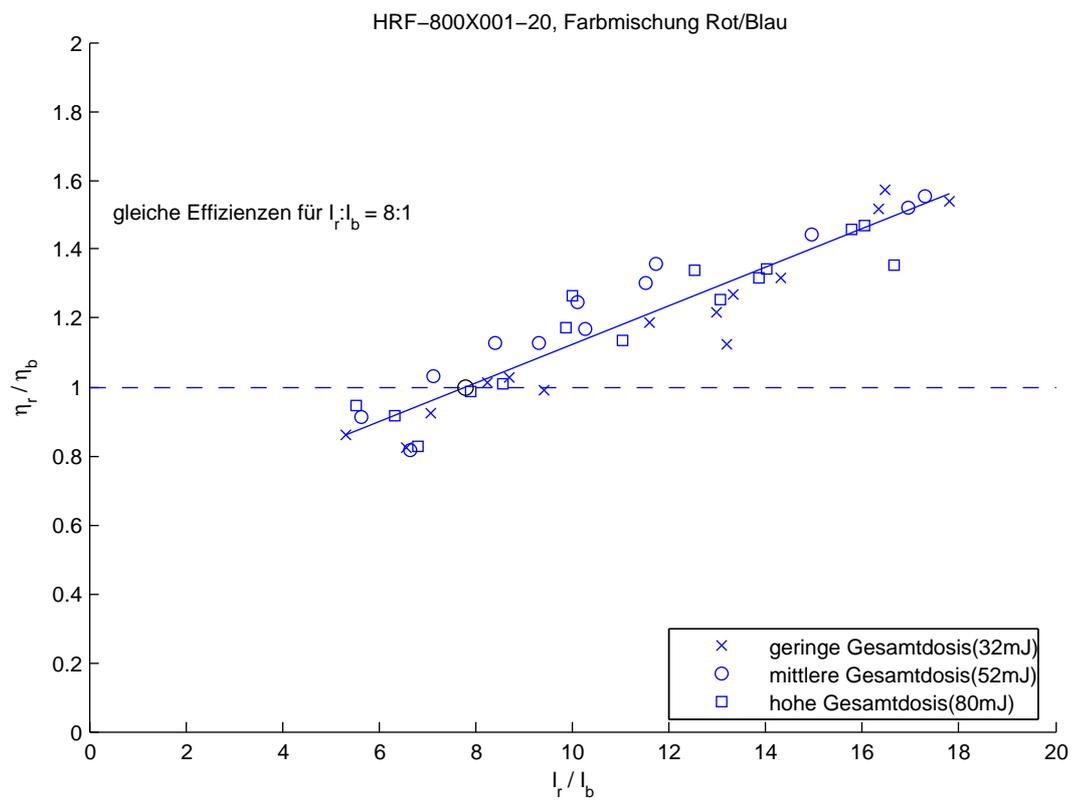


Abb. 6.11: Messreihe Fotopolymer HRF-800X001-20 für Farbmischungen Rot/Blau

6.3 Zusammenfassung

Das Ergebnis der Untersuchungen in diesem Kapitel lässt sich im Wesentlichen folgendermaßen darstellen: Das Verhältnis der resultierenden holografischen Beugungseffizienzen verhält sich in guter Näherung proportional zum Verhältnis der verwendeten Aufnahmeintensitäten in den jeweiligen Wellenlängen. Der zugehörige Proportionalitätsfaktor ist konstant und ausschließlich vom Material und der verwendeten Wellenlängenkombination abhängig. Dies wurde experimentell bis zu etwa 3-facher Überbelichtung der Materialien und für die Aufnahme von bis zu drei Hologrammen gleichzeitig verifiziert.³

Somit ist es prinzipiell möglich, über die Kontrolle der Aufnahmeintensitäten beliebige holografische Mischfarben reproduzierbar aufzunehmen; eventuelle Schwankungen der Gesamtbelichtungs-dosis haben dabei keine Auswirkungen auf die resultierenden Verhältnisse der Beugungseffizienzen.

Material (Hersteller)	Fit-Parameter						$I_r : I_g : I_b$ (für $\eta_r = \eta_g = \eta_b$)
	Blau/Grün		Rot/Grün		Rot/Blau		
	b	m	b	m	b	m	
PGV-P (Geola)	-0.2	1.111	0	0.289	-0.1	0.361	3.6 : 1 : 1.1
HRF-800X001-20 (DuPont)	0.2	0.380	0.4	0.044	0.6	0.057	15 : 1 : 2.1
Ultimate-08 (Y. Gentet)	0.2	0.688	0	1.209	-0.1	1.609	1.1 : 1 : 0.7

Tab. 6.1: Zusammenfassung der Ergebnisse der RGB-Charakterisierung für die betrachteten Materialien. Die Fit-Parameter m und b in der Tabelle beziehen sich auf einen linearen Fit mit der Formel $y = mx + b$. In der rechten Spalte sind als Orientierung die Intensitätsverhältnisse angegeben, mit denen eine gleichmäßig hohe Beugungseffizienz in den drei Farben erreicht werden kann.

³Für die Silberhalogenide wurde dies bis zu Intensitätsverhältnissen von etwa 1:5 und für Fotopolymere bis ca. 1:20 verifiziert. Bei extremeren Verhältnissen konnte in einer Farbe oft keine Beugungseffizienz mehr gemessen werden, da diese von Rauschen überlagert wurde.

Kapitel 7

RGB-Projektionsschirme

Die Aufnahme von RGB-Hologrammen mit mehreren Laserwellenlängen stellt vor allem in Bezug auf die spätere Farbrekonstruktion eine große Herausforderung dar.

Aufgrund der begrenzten Bandbreite der Hologramme (zwischen 10nm und 30nm je Farbe, siehe auch Kapitel 3) muss bereits bei der Hologramm-Aufnahme das Spektrum des später verwendeten Projektors mit berücksichtigt werden. Da die auf dem Schirm dargestellte Farbe eine Faltung des Projektor-Spektrums mit der holografischen Beugungseffizienz ist, ergeben sich andernfalls Farbverfälschungen oder Einbußen in der Effizienz. Im Extremfall (z.B. Projektion mit einer schmalbandigen Lichtquelle oder einem Laser) ist die Projektion auf ein Hologramm überhaupt nicht möglich, wenn die spektralen Charakteristika von Projektor und holografischer Projektionsfläche nicht perfekt aufeinander abgestimmt sind.

Daher wird im folgenden Kapitel erstmalig der gesamte holografische Prozess —von der RGB-Aufnahme bis zur Rekonstruktion mit realen, breitbandigen Lichtquellen— rechnerisch simuliert und optimiert. Ähnliche Untersuchungen beschränkten sich in der Vergangenheit meist darauf, Aufnahmewellenlängen für die holografische Rekonstruktion von farbigen Test-Tafeln zu berechnen[46, 47, 48, 49]. In den meisten Fällen wurde jedoch das charakteristische Spektrum der rekonstruierenden Lichtquelle nicht mit in die Überlegungen einbezogen. Dies ist für die Behandlung der untersuchten holografischen Aufprojektionsflächen allerdings von großer Bedeutung: die Spektren moderner Projektionssysteme erfordern eine realistische Modellierung der Hologramme im Rahmen der Kogelnik-Theorie, sowie eine exakte Kenntnis und Miteinbeziehung der verwendeten Projektorspektren.

Im folgenden Abschnitt werden daher zunächst einige Projektortechnologien vorgestellt und deren typische Wiedergabespektren ermittelt. Hier werden neben konventionellen Projektoren auch neue Technologien wie Laser- und LED-Projektion vorgestellt und charakterisiert.

Unter Berücksichtigung der bereits erwähnten Gesichtspunkte wird im darauf folgenden Abschnitt ein Algorithmus entwickelt, der geeignete Wiedergabe-Wellenlängen und die Verhältnisse der holografischen Beugungseffizienzen berechnet, die für eine optimale Auf-

projektion im Sinne von Farbtreue nötig sind.

Eine abschließende Tabelle gibt für die ausgewählten Materialien und die vorgestellten Projektionssysteme optimale Aufnahmeparameter an.

7.1 Aufprojektionsquellen

Als mögliche Projektions-Lichtquellen für die gescannten, tageslichttauglichen Bildschirmhologramme wurden verschiedene Ansätze mit in die Planung einbezogen: Idealerweise bedient man die Bildschirme mit einer schmalbandigen Lichtquelle wie z.B. einem Laser- oder LED-Projektor. Das Bildschirmhologramm kann in diesem Fall optimal auf Bandbreite und Peaklage des Emissionsspektrums abgestimmt werden.

Für Standardanwendungen sind aber —aufgrund ihrer großen Verbreitung— auch konventionelle Projektoren (”Beamer”) von Interesse. Das sehr breite Spektrum mit einigen diskreten Emissionslinien und die Verwendung verschiedener Farbfilter stellen hierbei ganz besondere Herausforderungen an das Wiedergabespektrum der holografischen Projektionsfläche.

7.1.1 Laserprojektion

Für Versuche zur Laserprojektion stand ein System der Fa. *Jenoptik* zur Verfügung (”*Jen-Las WhiteLight*” [52], Abbildung 7.1). Dieses emittiert Laserlicht auf den Wellenlängen 446nm, 532nm und 628nm und verfügt über eine Kombination aus Galvanoscanner und Polygonscanner zur großflächigen Projektion. Das spezifizierte Spektrum bei maximaler Leistung ist in Abbildung 7.2 dargestellt.

Mit diesem Projektionssystem können sämtliche Farben innerhalb des in Abbildung 7.3 aufgespannten CIEYuv/-Farbdreiecks gemischt werden. Die drei verwendeten Primärwellenlängen erlauben eine sehr gute Abdeckung des Farbraums, und auch hinsichtlich der erreichbaren Farbsättigung ist die Laserprojektion aufgrund der Verwendung reiner Spektralfarben allen anderen Projektionssystemen überlegen.

Wird der Laser als Aufprojektionssystem für die Bildschirmhologramme verwendet, kann ein sehr hoher Wirkungsgrad erreicht werden. Dazu müssen die Hologramme jedoch exakt an die verwendeten Laserwellenlängen angepasst sein. Die schmalbandige Wiedergabe erfordert bei der Justage und Aufnahme der Hologramme höchste Sorgfalt, sonst ergeben sich durch Differenzen zwischen den Aufnahme- und Wiedergabewellenlängen große Effizienzeinbußen.



Abb. 7.1: Laserprojektions - System der Fa. Jenoptik.

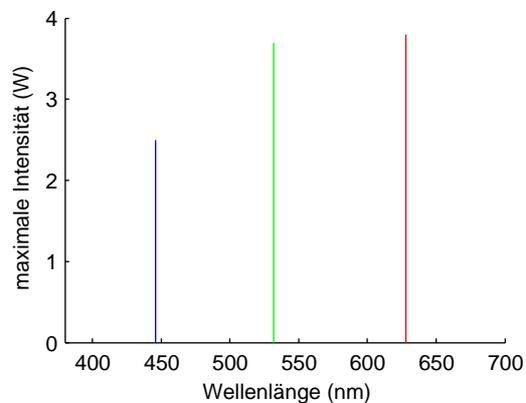


Abb. 7.2: Spezifizierte maximale Intensitäten des Laserprojektors. (2.5W/3.7W/3.8W)

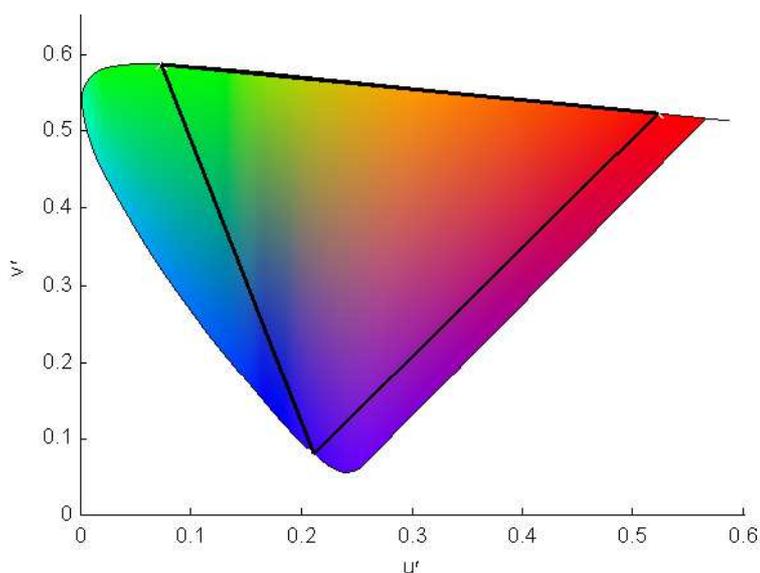


Abb. 7.3: Das mit dem Laserprojektor darstellbare Farbdreieck im CIE u'/v' -Farbraum.

7.1.2 LED-Projektion

Im Hinblick auf neueste Entwicklungen im Bereich der Kleinstprojektionssysteme wurde auch die Projektion mit farbigen LEDs näher untersucht. Abbildung 7.5 zeigt die Spektren von 3 ausgewählten *LUXEON*® Hochleistungs-LEDs der Fa. *Lumileds*, mit denen auch einige Demonstratoren aufgebaut wurden. Die spezifizierten Zentralwellenlängen liegen bei 470nm, 530nm und 625nm. Die Bandbreite der LEDs liegt bei ungefähr 30nm.



Abb. 7.4: LUXEON[©] - Emitter

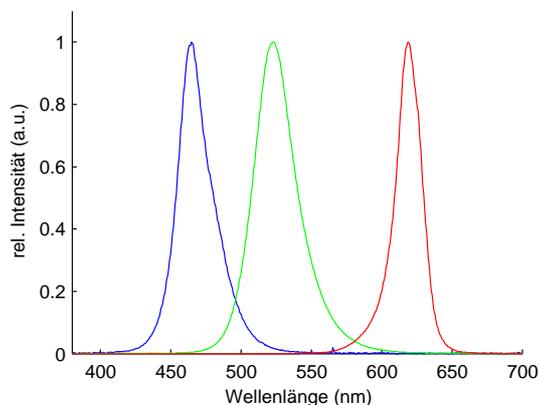


Abb. 7.5: Spektren der 3 verwendeten LEDs.

Damit sind diese in Bezug auf ihr Spektrum ideale Projektionslichtquellen für die Bildschirmhologramme. Sie vereinen die Eigenschaften wohl definierter Wellenlängenbereiche mit einer Bandbreite, welche annehmbare Toleranzen bei der Hologrammaufnahme und Wiedergabegeometrie erlaubt. Das mit einem solchen Projektor abdeckbare Farbdreieck ist in Abbildung 7.6 dargestellt.

Der einzige Nachteil ist die relativ geringe Leuchtdichte aktueller LEDs. Derzeitige Projektionssysteme sind noch zu leuchtschwach für großflächige Anwendungen. Die kontinuierliche Verbesserung der Technik lässt hier allerdings auf die Zukunft hoffen.

7.1.3 Aufprojektion mit konventionellen Beamern

Neben den untersuchten Spezial-Projektionsverfahren in den letzten beiden Abschnitten wurde auch die Möglichkeit untersucht, mit herkömmlichen Beamern auf Basis von z.B. UHP-Quecksilberdampf lampen Bilder auf holografische Bildschirme aufzuprojizieren.

Die Wiedergabespektren der drei untersuchten Testgeräte (*SONY VLP-CX10*, *LIESE-GANG DV-610* und *EPSON EMP-7700*) sind in Abbildung 7.7 im direkten Vergleich dargestellt. Man kann im Vergleich zu den wohldefinierten Spektren der Laser- und LED-Projektion sofort die Probleme erkennen, die sich bei der Rekonstruktion schmalbandiger Hologramme ergeben: Die Farbwiedergabe der Beamer stützt sich auf die Abmischung relativ breiter Spektralbereiche für die verwendeten Primärfarben (RGB). Bei der Aufprojektion auf die Bildschirmhologramme wird allerdings nur ein der Bandbreite der Hologramme (10nm-20nm) entsprechender Wellenlängenbereich rekonstruiert. Dadurch werden große Anteile des konventionell verwendeten Spektrums nicht genutzt und sind für die Projektion verloren.

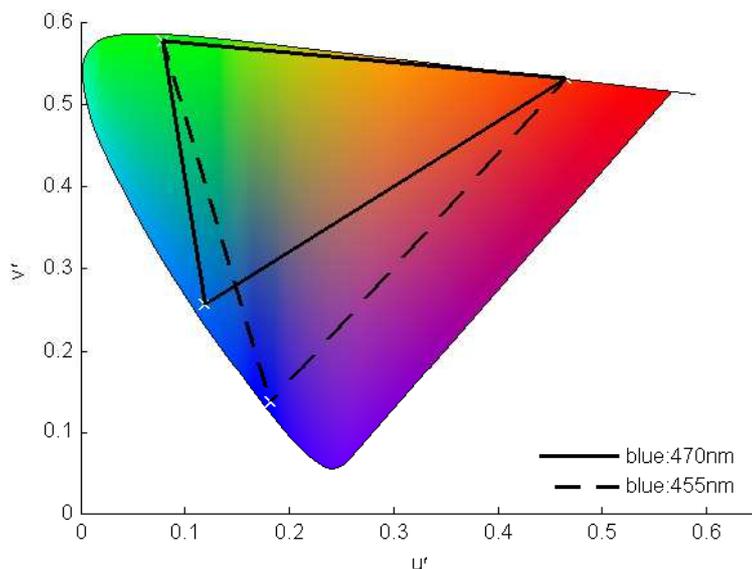


Abb. 7.6: Farbdreieck der mit dem LED-Projektionssystem darstellbaren Farben im CIE Y_u/v_u -Farbraum. Die zur Verfügung stehenden blauen LEDs emittierten eine Zentralwellenlänge von 470nm. Mit den auf 450nm spezifizierten LEDs der Fa. *Lumileds* ließe sich der mögliche Farbraum nochmals vergrößern.

Aus der Verwendung der breiten Spektren der Primärfarben resultiert auch die relativ eingeschränkte Abdeckung des Farbraums, dargestellt in Abbildung 7.8. Alle untersuchten Beamer sind hier den LED- und Laserprojektoren deutlich unterlegen. Die sehr eingeschränkte Farbwiedergabe des Liesegang-Beamers ist vor allem durch die spektrale Lage der blauen Primärfarbe begründet: das Zentrum des blauen Spektrums liegt bei fast 500nm und überschneidet sich damit bereits mit der grünen Komponente. Der Grund dafür ist die im Liesegang-Beamer verbaute Halogen-Metaldampflampe (MHP-400DE von *OSRAM*). Im Vergleich dazu sind die *Philips* UHP¹-Quecksilberdampflampen der anderen Beamer spektral besser geeignet und decken einen größeren Farbraum ab. Da diese beiden Beamer (*SONY VLP-CX10* und *EPSON EMP-7700*) nahezu identische Spektren aufweisen, wird der Projektor der Fa. *Sony* bei den nachfolgenden Berechnungen nicht weiter explizit aufgeführt.

Zur Klärung der Frage, ob die mit der holografischen Projektion erzielbare Erhöhung des Kontrastes den hohen Verlust an genutzter Lichtleistung kompensieren kann, wird an dieser Stelle auf die Berechnungen in Abschnitt 7.2 verwiesen.

¹Ultra High Pressure

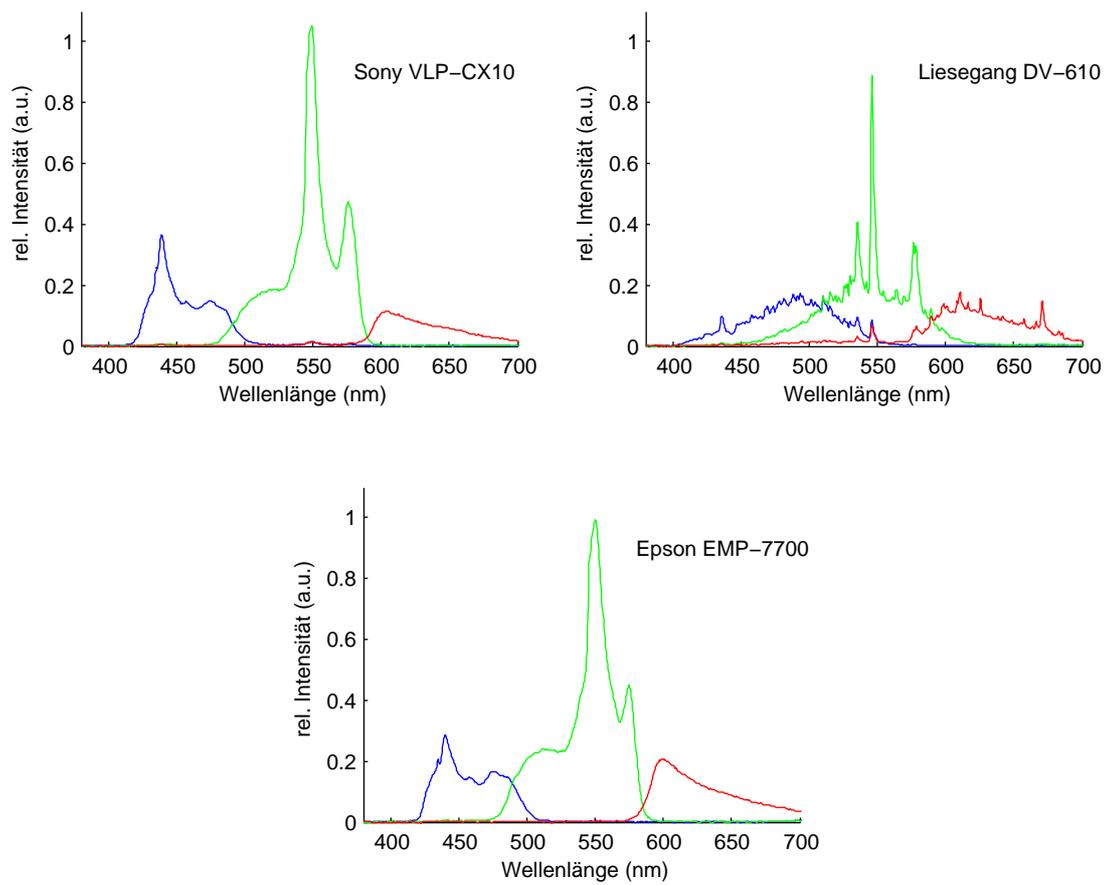


Abb. 7.7: Emissionsspektren der untersuchten Projektoren.

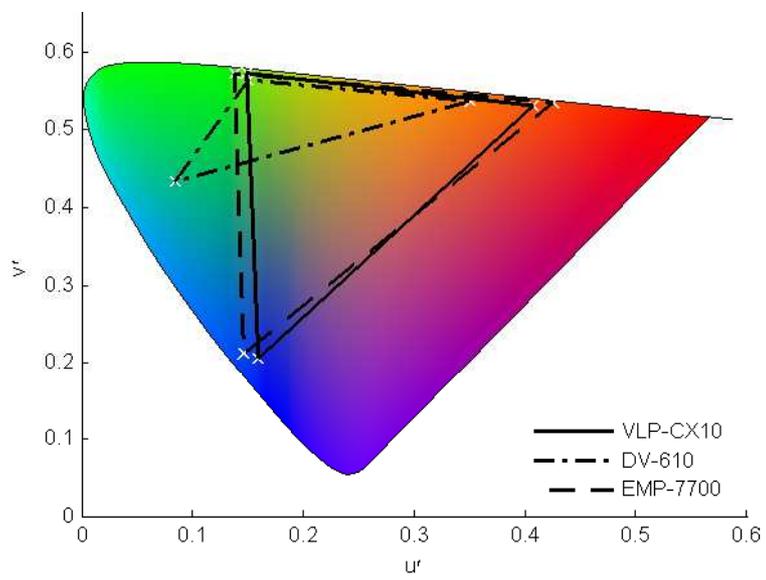


Abb. 7.8: Darstellbare Farben der untersuchten Beamer.

7.2 Berechnung optimaler Beugungseffizienzen

In Abschnitt 2.4 wurde ausführlich dargestellt, in welcher Art und Weise das Farbempfinden des menschlichen Auges arbeitet und wie Farbe quantitativ erfasst werden kann. In diesem Kapitel soll nun die spektrale Beugungseffizienz von Hologrammen berechnet werden, welche optimale Ergebnisse in Bezug auf Farbtreue bei der Verwendung als Aufprojektionsfläche liefert.

Hierzu wird ein Algorithmus vorgestellt, mit dem für holografische Mischfarben die zugehörigen Belichtungs Dosen in einzelnen Laserwellenlängen ermittelt werden können. Frühere Untersuchungen in dieser Richtung vernachlässigten hierbei oft die bei der Rekonstruktion verwendete Lichtquelle oder vernachlässigten die Bandbreite der Hologramme.

Einige Ansätze zur Einbeziehung der Rekonstruktions-Lichtquelle wurden beispielsweise von Steijn et al.[46] und Hubel und Solymar[48] gemacht. Hierbei wurde jedoch lediglich eine rekonstruierende Lichtquelle (Overhead-Projektor, Normlichtart A und C) zur Abschätzung des holografischen Farbeindrucks miteinbezogen; eine Optimierung bezüglich der Effizienz oder der Wiedergabe mit komplexeren Spektren fand nicht statt.

Für die Betrachtung des Farbeindrucks bei Aufprojektion sind diese Untersuchungen allerdings nicht ausreichend. Die Bandbreite der Hologramme hat im Zusammenspiel mit den Spektren der Projektionssysteme einen ganz erheblichen Einfluss auf den Farbeindruck des Betrachters und die Gesamteffizienz des Systems. Aus diesem Grund wird im Folgenden eine realistische Modellierung von RGB-Hologrammen mit der Kogelnik-Theorie implementiert; diese können anschließend auf das verwendete Projektionssystem optimiert werden.

Zur Abstimmung der Hologramme auf die Spektren der Projektionssysteme können zwei unabhängige Parameter variiert werden, nämlich die Lage und die relative Höhe der Beugungseffizienz-Peaks zueinander. Wie in Kapitel 6 dargestellt wurde, teilt sich die verfügbare Brechungsindexmodulation auf mehrere, gleichzeitig eingeschriebene Hologramme reproduzierbar auf. Weiterhin können diese Multiplexhologramme im Rahmen der Kogelnik-Theorie beschrieben werden.

Aus diesen Überlegungen heraus wurde ein auf der Kogelnik-Theorie basierendes Modell eines trichromatischen Hologramms erstellt, welches folgende Freiheitsgrade in Form von 5 unabhängigen Parametern (R , G , B , nR , nB) besitzt:

- die spektrale Lage eines Hologramms (R) im Bereich von 600nm - 700nm
- die spektrale Lage eines Hologramms (G) im Bereich von 500nm - 600nm
- die spektrale Lage eines Hologramms (B) im Bereich von 400nm - 500nm
- der relative Anteil (nR) verfügbarer Brechungsindexmodulation für Hologramm R
- der relative Anteil (nB) verfügbarer Brechungsindexmodulation für Hologramm B

Für den Parameter nG des grünen Hologramms gilt im vorliegenden Fall die Beziehung $nR + nG + nB = 1$, da nur ein voll belichtetes Hologramm gute Beugungseffizienzen erreicht. Damit bestimmen die relativen Anteile nR und nG über Formel 2.29 die maximalen Beugungseffizienzen η_R, η_G und η_B der Einzelhologramme. Abbildung 7.9 stellt die beschriebenen Parameter am Beispiel einer theoretischen Beugungseffizienz nach Kogelnik dar.

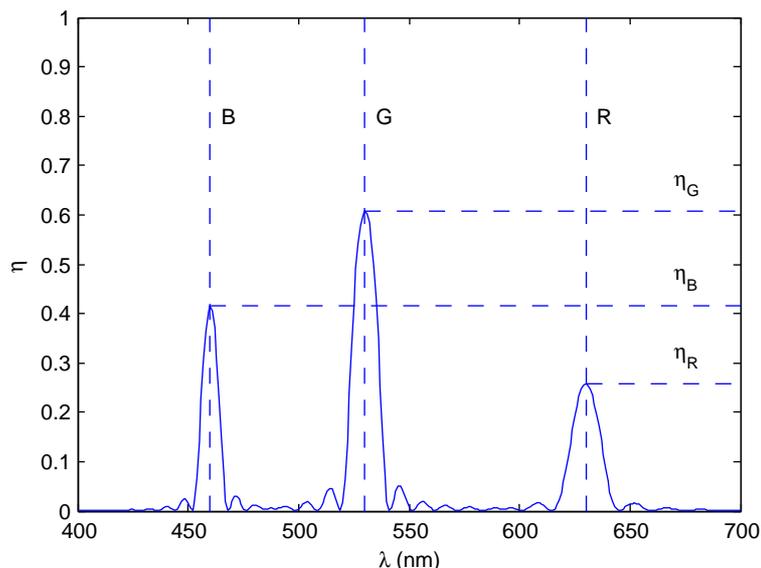


Abb. 7.9: Variierbare Parameter eines dreifarbiges Hologramms.

Mit den Charakteristika des jeweiligen holografischen Materials ($d, \Delta n$) kann für beliebige Parametersätze die Berechnung einer spektralen Beugungseffizienz wie in Abb. 7.9 durchgeführt werden.

Durch Faltung mit dem Spektrum $S(\lambda)$ der jeweils verwendeten Projektionslichtquelle wird das Weißlichtspektrum bei Aufprojektion berechnet. Dieses vom Hologramm ausgehende Spektrum $\phi(\lambda)$ erzeugt den Farbeindruck im Auge des Beobachters.

$\phi(\lambda)$ wird anschließend mit einer Gütefunktion (Gl. 7.1) bewertet und die o.a. Parametersätze iterativ optimiert. Abbildung 7.10 stellt das gesamte Verfahren nochmals anschaulich dar.

Als Gütefunktion wurde folgender Ausdruck verwendet:

$$Q = k_1 \cdot \left[(I_{holo}/I_{proj} - 1)^2 \right] + k_2 \cdot \left[\left(x - \frac{1}{3} \right)^2 + \left(y - \frac{1}{3} \right)^2 \right] + k_3 \cdot \left[\left(nR - \frac{1}{3} \right)^2 + \left(nB - \frac{1}{3} \right)^2 \right] \quad (7.1)$$

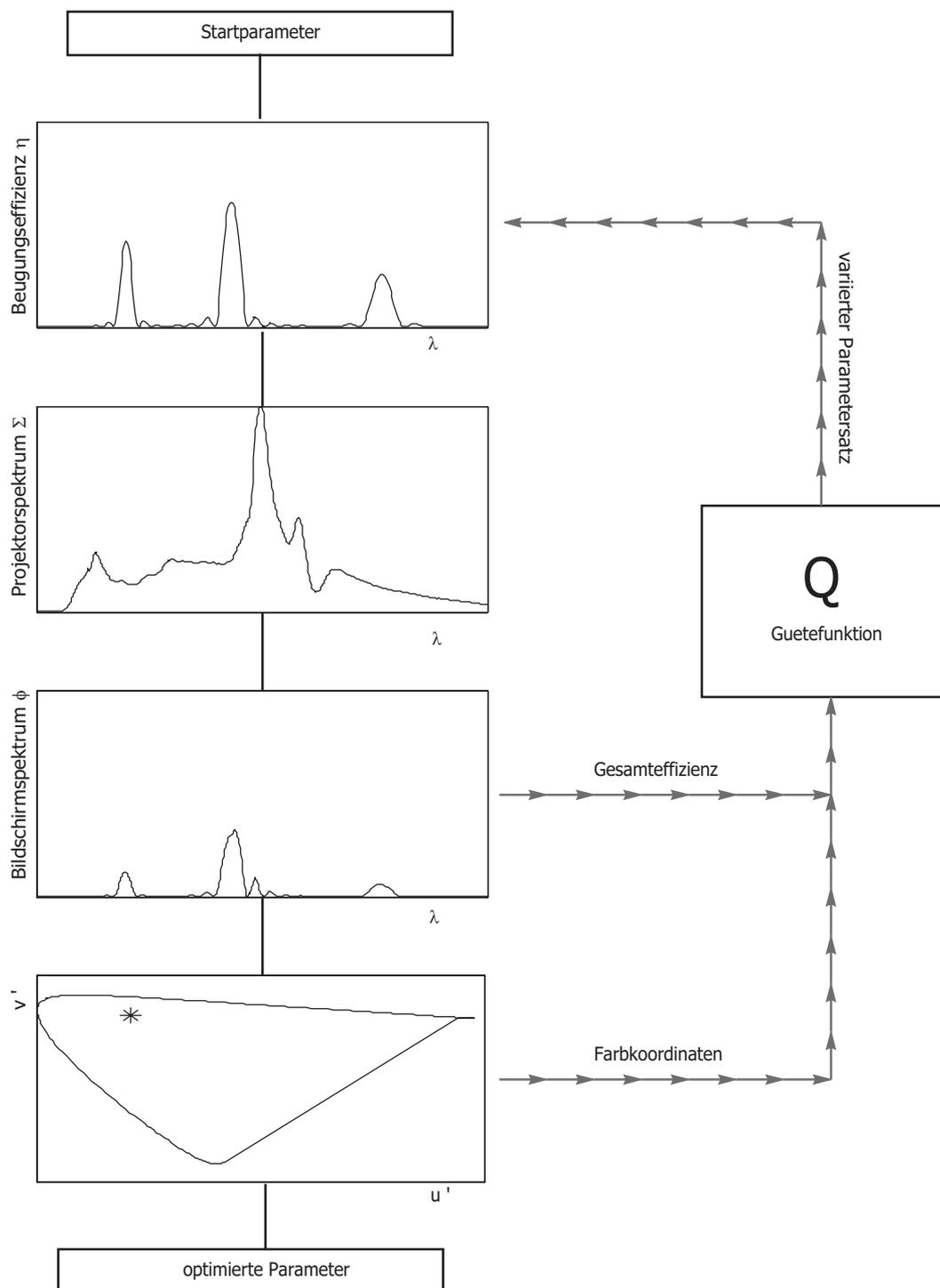


Abb. 7.10: Schematischer Ablauf der Hologramm-Optimierung. Der Parametersatz wird so lange variiert, bis die Gütefunktion Q nicht weiter minimiert werden kann.

Der Algorithmus versucht, die Gütefunktion Q zu minimieren, um so die optimalen Hologrammparameter zu ermitteln. Die Funktion ist in 3 Terme gegliedert, welche unterschiedliche Qualitätskriterien des Hologramms quantisieren. Jeder dieser Terme kann durch die Faktoren $k_{1..3}$ unterschiedlich stark gewichtet werden; dadurch ist der Algorithmus sehr flexibel einsetzbar.

Im ersten Term mit Vorfaktor k_1 repräsentieren die Variablen I_{holo} und I_{proj} die integrierte Gesamtlichtleistung des Projektor- bzw. des resultierenden Weißlichtspektrum. Sie sind folgendermaßen definiert:

$$I_{proj} = \int S(\lambda) d\lambda$$

$$I_{holo} = \int \phi(\lambda) d\lambda$$

Der erste Term in Q wird also Null, wenn die gesamte Lichtleistung des Projektors für die Wiedergabe verwendet werden kann; damit wird die Gesamteffizienz des Systems bewertet.

Der zweite Term in der Gütefunktion (Vorfaktor k_2) wird minimiert, wenn die beiden Normfarbwertanteile x und y des zu bewertenden Spektrums $\phi(\lambda)$ gleich $\frac{1}{3}$ sind. Dies ist gleichbedeutend mit der Forderung, dass die Leinwand bei voller Projektorleistung weiß erscheinen soll.²

Der dritte Term (Vorfaktor k_3) stellt lediglich sicher, dass keine unphysikalische Lösung mit negativer Brechungsindexmodulation erzeugt wird. Er ist minimal für relative Modulationsanteile der Einzelhologramme von jeweils $\frac{1}{3}$, also für den Fall, dass alle 3 Hologramme gleichberechtigt im Material existieren.

Die Anpassung der Parameter $k_{1..3}$ kann dazu verwendet werden, beispielsweise der Bildschirmeffizienz eine höhere Priorität zu gewähren als der exakten Farbproduktion. Wie bereits erwähnt, sind konkrete Werte von der jeweiligen Anwendung abhängig.

Das beschriebene Verfahren wurde für sämtliche Kombinationen aus betrachteten Projektionssystemen und Hologrammaterialien durchgeführt. Abbildungen 7.11 bis 7.14 stellen die Ergebnisse für einige ausgewählte Kombinationen dar. Die Ergebnisse für alle anderen Material-/Projektor kombinationen sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Abbildung 7.11 veranschaulicht das Ergebnis der Berechnungen für das *DuPont* Fotopolymer HRF-800X001-20 bei Verwendung des *Jenoptik* WhiteLight-Laserprojektors. Für diesen Fall liefert der Algorithmus erwartungsgemäß "vernünftige" Werte: Die optimalen Hologramme sind auf die Laserlinien zentriert und besitzen etwa gleiche Beugungseffizienz, da der Laserprojektor schon die korrekte Farbmischung liefert. Die Hologramm-Parameter, Farbkoordinaten und die Gesamteffizienz des Systems sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Höhere Anforderungen an den Algorithmus stellt die Berechnung optimaler Hologramme

²Hier wurde kurzfristig wieder im CIEYxy-Farbraum gerechnet, in dem der Unbuntpunkt bei $x=1/3$ und $y=1/3$ liegt. Im CIEYu/v-Farbraum liegt dieser Punkt bei $u=0.21$ und $v=0.47$.

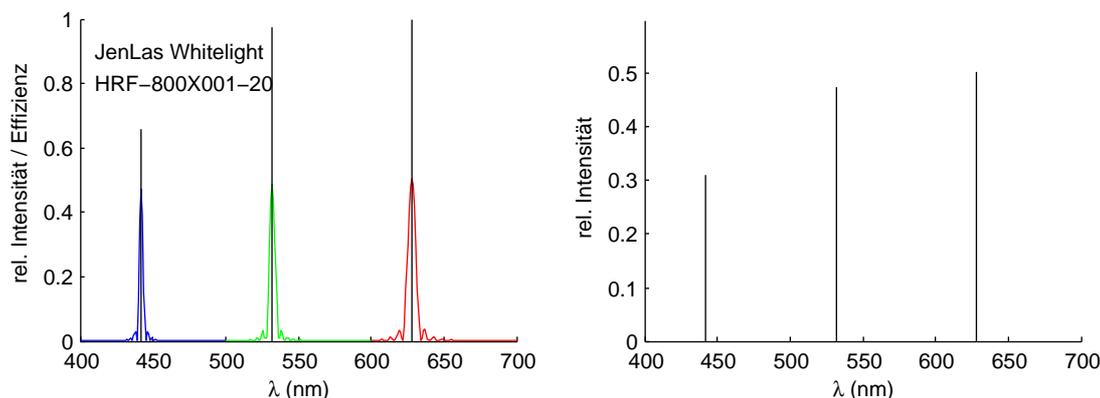


Abb. 7.11: Optimierung der Hologramme auf HRF-800X001-20 für die Verwendung mit dem Laserprojektor. Im linken Bild ist das Projektor-Spektrum und die holografischen Beugungseffizienzen dargestellt. Die 3 Laserlinien liegen bei 446nm, 532nm und 628nm. Rechts ist das resultierende Spektrum bei der Rekonstruktion zu sehen.

für die Projektion mit LEDs (Abb. 7.12). Die Rechnung wurde für eine verfügbare blaue Wellenlänge von 470nm durchgeführt. Es ist gut zu erkennen, dass der Algorithmus die relative Schwäche der grünen LED durch entsprechend höhere Beugungseffizienzen kompensiert. Weiterhin wird die Farbmischung optimiert, indem zu Lasten der Effizienz die Beugungseffizienz des blauen Hologramms zu kleineren Wellenlängen hin verschoben wird.

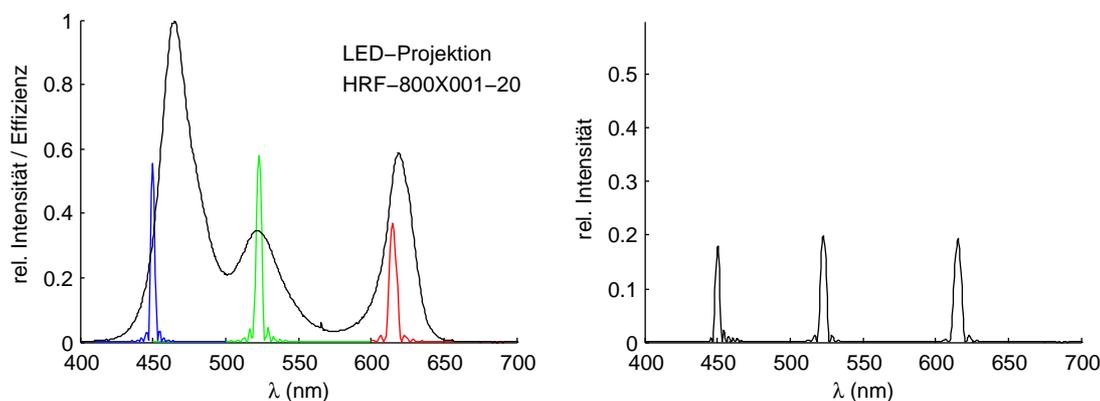


Abb. 7.12: Ergebnis der Optimierung von Hologrammen auf HRF-800X001-20 für den LED-Projektor. Links ist wieder das Ausgangsspektrum und die holografischen Beugungseffizienzen dargestellt, rechts das resultierende Weißlichtspektrum des Bildschirms.

Abbildungen 7.13 und 7.14 schließlich zeigen die Ergebnisse für zwei der betrachteten Beamer, den *Liesegang* DV-610 und den *Epson* EMP-7700. Die Berechnungen wurden diesmal für die Silberhalogenid-Materialien PGV-P und Ultimate-08 durchgeführt. Am Beispiel des

EMP-7700 wurde dabei zusätzlich die Wirkung der Konstanten k_1 in der Gütefunktion (Gl. 7.1) demonstriert: Es wurde eine zweite Berechnung durchgeführt, bei der k_1 erhöht und damit die Effizienz des Systems stärker gewichtet wurde. Der Algorithmus schiebt in diesem Falle das grüne Hologramm unter den Peak des Beamers, um die Gesamtlichtleistung zu maximieren. Dies wirkt sich allerdings negativ auf die Farbbalance aus; das projizierte Bild wird leicht "grünstichig".

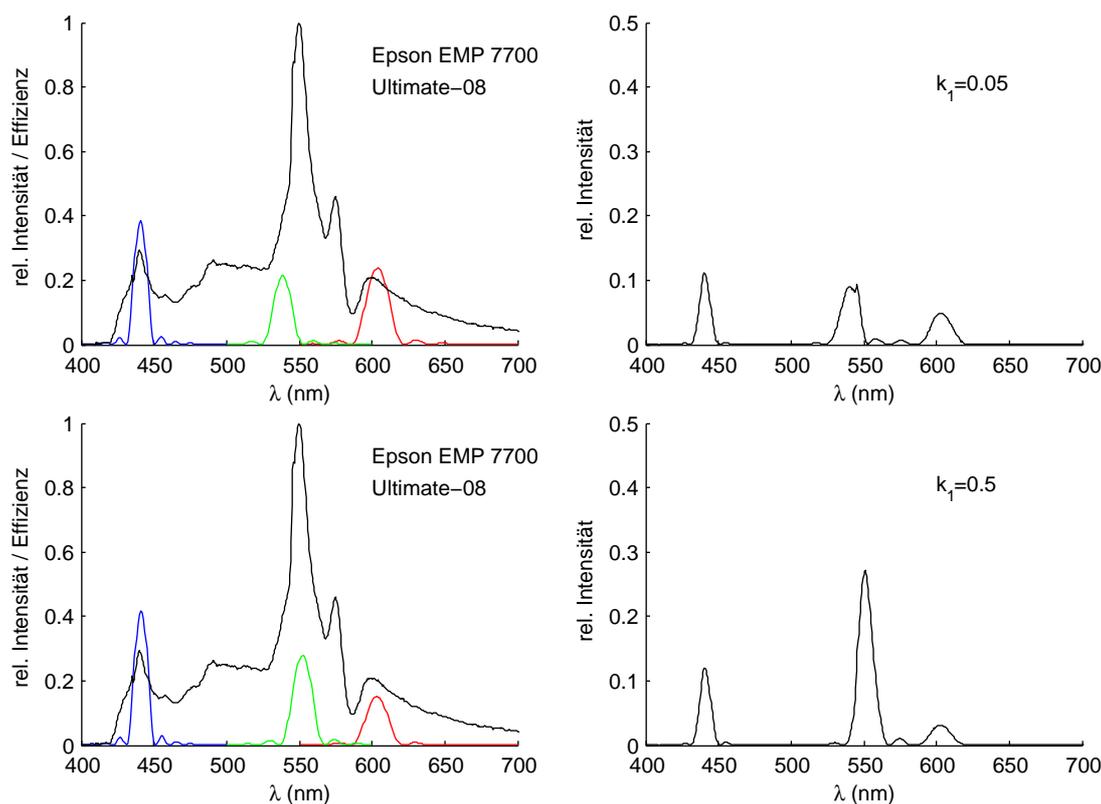


Abb. 7.13: Hologramm-Optimierung für den *Epson* EMP-7700 und Ultimate-08. In einem ersten Durchlauf wurde auf perfekte Farbbalance optimiert ($k_1=0.05$), danach auf eine gute Gesamteffizienz des Systems ($k_1=0.5$).

In Tabelle 7.1 sind für die betrachteten Kombinationen aus Projektor und holografischem Material die optimalen Hologrammparameter zusammengefasst, wie sie mit Hilfe des vorgestellten Algorithmus berechnet wurden.³ Dazu gehört die spektrale Lage der Hologramme in den drei Grundfarben (R , G und B), die jeweiligen Beugungseffizienzen und die daraus resultierende Gesamteffizienz des Systems.

Aufgrund der begrenzten Bandbreite der Reflexionshologramme geht gerade bei den konventionellen Projektionssystemen sehr viel Lichtleistung verloren. Hier sind kaum Effizi-

³Als Wichtungsfaktoren für die Gütefunktion Q (Gl. 7.1) wurden dabei die Werte $k_1 = 0.05$, $k_2 = 1$ und $k_3 = 0.5$ gewählt. Dies stellt einen guten Kompromiss zwischen Farbbalance und Gesamteffizienz dar.

Projektor (Hersteller)	Material (Hersteller)	Peakpositionen (nm)			rel. Δn - Anteil		Beugungseffizienzen (%)			Farb- koordinaten		Gesamteffizienz (%) η_{gesamt}
		R	G	B	nR	nB	η_{rot}	η_{gruen}	η_{blau}	x	y	
WhiteLight (Jenoptik)	HRF-800X001-20 (DuPont)	628	532	446	0.40	0.27	50.4	48.8	47.1	0.332	0.337	49.0
WhiteLight (Jenoptik)	PGV-P (Geola)	628	532	446	0.39	0.27	28.4	28.6	28.7	0.326	0.335	28.4
LED (Lumileds)	HRF-800X001-20 (DuPont)	615	523	450	0.31	0.31	36.9	57.8	55.6	0.341	0.322	4.9
LED (Lumileds)	PGV-P (Geola)	620	523	449	0.32	0.31	20.6	34.5	33.2	0.338	0.323	6.2
EMP-7700 (Epson)	HRF-800X001-20 (DuPont)	602	548	440	0.35	0.35	44.3	42.1	63.0	0.322	0.342	3.6
EMP-7700 (Epson)	PGV-P (Geola)	602	539	441	0.35	0.35	25.4	23.5	40.1	0.321	0.343	6.8
DV-610 (Liesegang)	HRF-800X001-20 (DuPont)	610	547	469	0.35	0.34	43.6	32.1	67.7	0.348	0.434	4.0
DV-610 (Liesegang)	PGV-P (Geola)	597	546	474	0.34	0.40	24.9	17.0	44.9	0.346	0.413	4.9

Tab. 7.1: Zusammenfassung der optimierten Hologrammparameter für die verwendeten Kombinationen von Projektor und Material. Die Parameter R, G, B, nR und nB sind wie in Gl. 7.1 definiert und bestimmen Lage und Effizienz der Hologramme. x und y sind die Normfarbwertanteile des resultierenden Weißlichtspektrums im CIEYxy-Farbraum. η_{gesamt} beschreibt den Anteil des insgesamt für die Projektion nutzbaren Lichts.

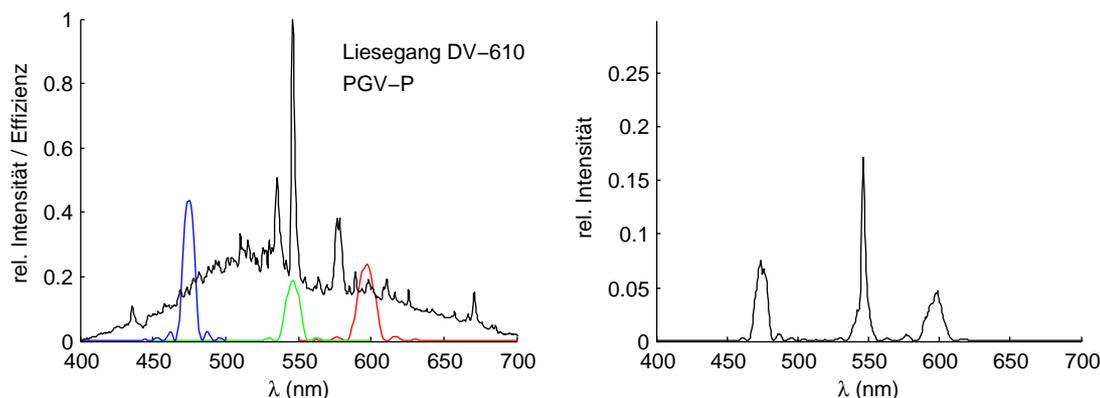


Abb. 7.14: Hologramm-Optimierung für die HMP (Halogen-Metaldampf)-Lampe des *Liesegang* DV-610. Deren Spektrum ist für die holografische Wiedergabe am wenigsten geeignet. Als holografisches Material für die Berechnungen wurde in diesem Fall PGV-P zu Grunde gelegt.

enzen von mehr als 10% zu erreichen, selbst bei Einsatz dünnerer (und damit breitbandigerer) Fotopolymere. Zur Maximierung der Effizienz sollte daher die Aufnahme dreier monochromatischer Bildschirmhologramme in einzelne Schichten angestrebt werden. Da die verfügbare Brechungsindexmodulation sich nicht mehr auf drei Gitter verteilen muss, kann damit eine wesentlich höhere Effizienz in den einzelnen Farben und damit des gesamten System erreicht werden. Im Falle der Laserprojektion sollten damit Effizienzen bis zu 90% erreicht werden können.

Ein weiteres Argument für die monochromatische Aufnahme stellt die Notwendigkeit des *Colortuning*⁴ dar. Die spektrale Lage der Beugungseffizienz kann in diesem Fall für jedes Hologramm einzeln manipuliert werden. Dies erleichtert die Planung bei der Aufnahme der Hologramme enorm und lässt auch größere Freiheiten bei der Wahl der Aufnahmelaser.

7.3 Zusammenfassung optimaler Belichtungs Dosen

Trotz der vorher erwähnten Vorteile der Einzelaufnahme wurde die Herstellung von RGB-Hologrammen in einer einzelnen Schicht weiter untersucht. Dies ist unter anderem für die korrekte Farbmischung bei der Aufnahme herkömmlicher Display-Hologramme von großer Bedeutung. Der vorgestellte Algorithmus kann beispielsweise auf die später verwendete Beleuchtung angepasst werden (z.B. auf Halogenlicht) und liefert mit den Berechnungen in diesem Abschnitt konkrete Anweisungen für die Belichtung von RGB-Displayhologrammen.

Mit den in Tabelle 7.1 dargestellten Beugungseffizienzen wurden die für eine optimale

⁴Bei allen untersuchten Materialien besteht die Möglichkeit, die Wiedergabewellenlänge zu manipulieren. Bei Fotopolymeren geschieht dies durch Auflaminierung eines *Color tuning films* (CTF), Silberhalogenide können durch die bei der nasschemischen Prozesstechnik verwendeten Bäder manipuliert werden.[37]

Farbwiedergabe benötigten, absoluten Belichtungsdosen nach folgendem Schema ermittelt:

- Aus den absoluten Beugungseffizienzen in Tabelle 7.1 wurden zunächst die entsprechenden Verhältnisse ($\frac{\eta_{rot}}{\eta_{gruen}}$ und $\frac{\eta_{blau}}{\eta_{gruen}}$) gebildet.
- Über den in Kapitel 6 ermittelten Fit wurden daraufhin die benötigten Verhältnisse der Belichtungsdosen in den einzelnen Farben ermittelt. ($\frac{H_{rot}}{H_{gruen}}$ und $\frac{H_{blau}}{H_{gruen}}$)
- Zur Erzielung einer möglichst hohen Beugungseffizienz sollten die Materialien bis in die Sättigung belichtet werden. Dies ist äquivalent zu der Annahme, dass gilt:

$$\frac{H_{rot}}{H_{rotMax}} + \frac{H_{gruen}}{H_{gruenMax}} + \frac{H_{blau}}{H_{blauMax}} = 1 \quad (7.2)$$

Dabei stellen H_{rotMax} , $H_{gruenMax}$ und $H_{blauMax}$ die in Kapitel 3 bestimmten, optimalen Belichtungsdosen bei monochromatischer Aufnahme dar.

Tabelle 7.2 fasst die berechneten Belichtungsdosen in den einzelnen Farben für die relevanten Material- und Projektorkombinationen zusammen. Auf das Silberhalogenid-Material Ultimate-08 wurde in diesem Zusammenhang verzichtet, da es nur in Größen bis maximal 40 cm x 60 cm erhältlich ist. Konkrete Aufnahmen von holografischen Projektionsflächen wurden daher mit diesem Material nicht in Betracht gezogen.

Projektor (Hersteller)	Material (Hersteller)	benötigte Verhältnisse		absolute		
		Beugungseffizienz $\eta_{rot} : \eta_{gruen} : \eta_{blau}$	Aufnahmeintensität $I_{rot} : I_{gruen} : I_{blau}$	Belichtungsdosिस ($\frac{\mu J}{cm^2}$)		
				H_{rot}	H_{gruen}	H_{blau}
WhiteLight (Jenoptik)	HRF-800X001-20 (DuPont)	1.0 : 1 : 1.0	16 : 1 : 2.0	28791	1845	3664
WhiteLight (Jenoptik)	PGV-P (Geola)	1.0 : 1 : 1.0	3.6 : 1 : 1.1	2839	796	888
LED (Lumileds)	HRF-800X001-20 (DuPont)	0.6 : 1 : 1.0	6.6 : 1 : 2.0	16798	2561	5065
LED (Lumileds)	PGV-P (Geola)	0.6 : 1 : 1.0	2.2 : 1 : 1.1	2187	985	1062
EMP-7700 (Epson)	HRF-800X001-20 (DuPont)	1.5 : 1 : 1.3	26 : 1 : 2.9	32281	1230	3594
EMP-7700 (Epson)	PGV-P (Geola)	1.1 : 1 : 1.7	3.9 : 1 : 1.7	2567	659	1152
DV-610 (Liesegang)	HRF-800X001-20 (DuPont)	1.4 : 1 : 2.1	23 : 1 : 5.0	23843	1033	5165
DV-610 (Liesegang)	PGV-P (Geola)	1.5 : 1 : 2.6	2.8 : 1 : 1.3	2587	495	1282

Tab. 7.2: Berechnete ideale Belichtungsdaten für die Aufnahme der holografischen Projektionsschirme. Die benötigten Verhältnisse der Beugungseffizienzen ergeben sich aus den in Tabelle 7.1 vorgenommenen Optimierungsrechnungen. Das daraus resultierende Verhältnis der benötigten Aufnahmeintensitäten wurde mit den Ergebnissen aus Kapitel 6 bestimmt. Die Belichtungsdaten wurden anschließend so gewählt, dass die jeweiligen holografischen Materialien ein Maximum an Gesamtbeugungseffizienz erreichen.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

In Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden theoretische Eigenschaften und konkrete Umsetzungsmöglichkeiten holografischer Aufprojektionsschirme untersucht. Dazu wurden zunächst die zu Grunde liegenden Prinzipien holografischer Bildschirme erläutert und potentielle Aufnahmeverfahren vorgestellt.

Bezüglich der theoretischen Hintergründe wurden RGB-Hologramme im Rahmen der Kugel-Theorie modelliert und damit die Eigenschaften realer Hologramme bei der Aufprojektion simuliert. Es konnte gezeigt werden, dass die für Aufprojektionsflächen benötigten Reflexionshologramme aufgrund ihrer schmalen Bandbreite sehr genau auf die später verwendete Lichtquelle und die Projektionsgeometrie abgestimmt werden müssen. Dennoch sind die Hologramme bezüglich der rekonstruierten Farbe ausreichend tolerant gegenüber Abweichungen der Wiedergabegeometrie (bis zu Verkippungen von etwa 10°).

Bei den Berechnungen wurde insbesondere Wert darauf gelegt, den gesamten holografischen Prozess — von der Aufnahme mit drei abgemischten Lasern bis hin zur Rekonstruktion mit speziellen spektralen Verteilungen — zu modellieren und auf reale holografische Materialien zu beziehen. In dieser Gesamtheit ist eine solche Modellierung bislang noch nie durchgeführt worden.

Zur Einbeziehung der optischen Eigenschaften holografischer Materialien wurden umfassende Untersuchungen von geeigneten Silberhalogenid- und Fotopolymer-Materialien durchgeführt. Aufgrund dieser Untersuchungen wurden für die Verwendung als Aufprojektionsschirme folgende Materialien ausgewählt:

- für Abmessungen bis 60cm x 80cm Ultimate-08 von *Y. Gentet*
- für größere Bildschirmhologramme das Folienmaterial PGV-P der Fa. *Geola*

In Bezug auf die Umsetzung wurde ein Aufnahmesystem für gescannte Belichtungen reali-

siert, das in der Lage ist, Hologramme bis zu einer Größe von 1.50m x 1m zu belichten. Das vorgestellte Prinzip ist dabei beliebig skalierbar und hängt nicht von der verfügbaren Laserleistung ab. Mit dem vorgestellten System wurde ein monochromatischer Demonstrator für die Aufprojektion erstellt und charakterisiert.

Mit den erarbeiteten Modellen und Materialparametern wurde ein Algorithmus implementiert, der für holografische Mischfarben konkrete Aufnahmeparameter berechnet, wobei beliebige rekonstruierende Lichtquellen berücksichtigt werden können; weiterhin basieren die Berechnungen auf real gemessenen Materialparametern. Der Algorithmus ist sehr flexibel im Bereich der Farbholografie einsetzbar und gestattet die Optimierung der Aufnahmeparameter (z.B. die Festlegung einer optimalen Referenz-Geometrie bei bekanntem Spektrum der Wiedergabe-Lichtquelle).

Mit Hilfe des vorgestellten Algorithmus wurden konkrete Belichtungsparameter für die Herstellung möglichst effizienter Weißlicht-Bildschirmhologramme berechnet.

Zusammenfassend konnte die monochromatische Aufprojektion auf große, holografische Bildschirme erfolgreich demonstriert werden. Die Möglichkeiten farbiger, hinsichtlich Abstrahlcharakteristik und Effizienz optimierter Hologramme wurden untersucht und die Berechnung konkreter Aufnahmeparameter ermöglicht deren Umsetzung in naher Zukunft.

8.2 Ausblick

Als Erweiterung der realisierten monochromatischen Bildschirmhologramme wird vor allem die Umsetzung der RGB-Projektion angestrebt. Die im Laufe dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen bilden die Grundlage für die Belichtung mehrfarbiger Hologramme; es wurden für konkrete Kombinationen von holografischem Material und später verwendeter Projektionstechnik die erforderlichen Belichtungs Dosen in den Einzelfarben berechnet.

Neben der Verwendung von Multiplex-Hologrammen als Aufprojektionsfläche sollte weiterhin die Möglichkeit der Kombination dreier monochromatischer Hologramme in Erwägung gezogen werden. Dies erlaubt eine Steigerung der Gesamteffizienz und gleichzeitig eine leichtere Anpassung der Hologramme an die Spektren der Projektionssysteme.

Um weitere, grundsätzliche Verbesserungen bei der Aufprojektion zu ermöglichen, ist die Einführung einer Zweistrahlgeometrie notwendig. Damit kann die Streucharakteristik jedes einzelnen Hologramms individuell eingestellt werden. Auf diese Weise kann eine optimale Nutzung des auftreffenden Lichts realisiert werden, da kein Licht mehr in Bereiche gestreut wird, in der keine Betrachter zu erwarten sind. Hierzu ist allerdings die Verwendung von Pulslasern Voraussetzung, da die erforderlichen Stabilitätsbedingungen nur dann gewährleistet werden können, wenn die Einzelhologramme durch separate Laserpulse aufgenommen werden. Ein solcher —mit etwa 50kHz gepulster— RGB-Laser befindet sich derzeit bei einem Projektpartner und wird für weitere diesbezügliche Versuche zur Verfügung stehen.

Anhang A

Entwicklungsprozesse

Alle untersuchten Silberhalogenid-Materialien wurden ausschließlich nach Herstellerangaben nasschemisch behandelt. Die Prozesszeiten und -schritte sind im Folgenden aufgelistet; die chemische Zusammensetzung der Bäder folgt -soweit bekannt- in Anhang B.

Alle empfohlenen Bleichbäder gehören zu den so genannten "rehalogenisierenden" Bleichbädern. Die Umwandlung in ein Phasenhologramm erfolgt hierbei durch Überführung der metallischen Silberkörner in Silberhalogenid-Salze. Für eine nähere Beschreibung des Bleich-Verfahrens ("fixation free rehalogenating bleach") sei auf [25, 28] verwiesen.

Die in den Tabellen angegebenen Zeiten für die Bleichbäder sind lediglich Richtwerte. Die Bleichdauer ergibt sich aus der Verdoppelung der Zeitspanne bis zur vollständigen Entfärbung der zunächst schwarzen Silberhalogenid-Schicht.

Nach jedem Zwischenschritt erfolgt eine ausgiebige Wässerung. Zum Abschluss wird ein Bad mit Netzmittel verwendet und die Substrate an der Luft oder im Umluft-Ofen bei 30° getrocknet.

PFG-3C, PGV-P

PFG-3C und PGV-P werden im Gegensatz zu anderen Materialien zunächst gehärtet, da die ansonsten sehr weiche Emulsion sonst leicht beschädigt wird und auch zu schnell auf den Entwickler reagiert. Außerdem wird durch diese Vorbehandlung die Farbverschiebung durch Schrumpfen der Emulsion minimiert.

Nach dem Entwickeln und Bleichen wird für PFG-3C und PGV-P die Behandlung mit einem Stopp-Bad empfohlen.

Entwicklungsprozess	
Härter-Bad	6 min.
VRP developer	5 min.
PBU-Amidol bleach	6 - 8 min.
Standard Stopp-Bad	2 min.

PFG-01, VRP-M

CW-C2 ist ein bekannter Entwickler in der Holografie und wird auch als JD-2 bezeichnet.

Entwicklungsprozess	
CW-C2 developer	2 min.
PBU-Amidol bleach	3-5 min.

BB-450, BB-540, BB-650

In den Prozessvorschriften der BB-Platten waren einige Möglichkeiten für das Bleichbad aufgeführt, darunter auch die Verwendung von PBU-Amidol. Da dieses jedoch nicht sehr lange haltbar ist (< 2 Wochen), wurde EDTA-Bleichbad bevorzugt, welches ebenso gute Ergebnisse liefert.

Entwicklungsprozess	
AAC developer	2 min.
EDTA bleach	6 - 8 min.

Ultimate-08, Ultimate-15

Entwickler und Bleichbad für die Ultimate-Materialien wurden jeweils geliefert und nicht selbst angesetzt; der Gesamtaufwand für eine Hologrammentwicklung ist bei den Ultimate-Platten am geringsten, da die beiden gelieferten Konzentrate eine lange Haltbarkeit aufweisen. Das aufwändige Herstellen der Entwickler und Bleichbäder entfällt damit.

Entwicklungsprozess	
Ultimate developer	6 - 8 min.
Ferric Brillant bleach	6 - 8 min.

Fotopolymer HRF-800X001-20

Die Entwicklung der Fotopolymere besteht (nach Angaben der Fa. *DuPont*) aus einer Desensitivierung mit UV-Licht und einer anschließenden Behandlung im Ofen. Hierbei finden im Material Diffusionsprozesse[26] statt, wodurch die eingeschriebene Brechungsindexmodulation voll ausgebildet wird.

Entwicklungsprozess	
UV (200nm-400nm)	150mJ/cm ²
Wärmebehandlung	120 min.

Anhang B

Entwicklungs- und Bleichbäder

CW-C2 developer

CW-C2, Teil A		
Catechol	$C_6H_4(OH)_2$	20,0 g
Ascorbinsäure	$C_6H_8O_6$	10,0 g
Natriumsulfit	Na_2SO_3	10,0 g
Harnstoff	NH_2CONH_2	100,0 g
Destilliertes Wasser	H_2O	1,0 l

+

CW-C2, Teil B		
Natriumcarbonat	Na_2CO_3	60,0 g
Destilliertes Wasser	H_2O	1,0 l

Unmittelbar vor der Verwendung werden Teil A und Teil B zu gleichen Teilen gemischt. Teil B ist beliebig lange haltbar, Teil A etwa 4 Wochen. Die Lagerung im Kühlschrank bei gleichzeitigem Ausschluss von Luftsauerstoff begünstigt die Haltbarkeit. Einmal angesetzt, sollte die Lösung innerhalb von 2 Stunden benutzt und anschließend entsorgt werden.

VRP developer

VRP-Konzentrat		
Natriumsulfit	Na_2SO_3	194,0 g
Hydrochinon	$\text{C}_6\text{H}_4(\text{OH})_2$	25,0 g
Kaliumhydroxid	KOH	22,0 g
Methylphenidon	$\text{C}_6\text{H}_5\text{C}_3\text{H}_5\text{N}_2\text{O}$	1,5 g
Kaliumbromid	KBr	20,0 g
Kaliummetaborat	KBO_2	140,0 g
1,2,3-Benzotriazol	$\text{C}_6\text{H}_4\text{NHN}_2$	0,1 g
Destilliertes Wasser	H_2O	1,0 l

VRP wird als Konzentrat angesetzt und ist im Kühlschrank erfahrungsgemäß etwa 4 Wochen haltbar. Vor der Verwendung erfolgt eine Verdünnung im Verhältnis 1:6 mit destilliertem Wasser.

AAC developer

AAC developer, Teil A		
Ascorbinsäure	$\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_6$	25,0 g
Metol (4-Methyl-Aminophenolsulfat)	$\text{C}_{14}\text{H}_{18}\text{N}_2\text{O}_2 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$	4 g
+		
AAC developer, Teil B		
Natriumhydroxid	NaOH	15,0 g
Natriumcarbonat	Na_2CO_3	70,0 g
Destilliertes Wasser	H_2O	1,0 l

Dieser Entwickler (**Ascorbic-Acid** / Sodiumcarbonate) ist eine leichte Variation des relativ bekannten JD-4 Entwicklerkits, welches z.B. von Fa. *Integraf* kommerziell erhältlich ist. Wie bei CW-C2 liegt ist die Haltbarkeit von Teil A bei etwa 4 Wochen (unter Ausschluss von Sauerstoff und gekühlt), Teil B ist auch bei Zimmertemperatur über Monate hinweg stabil.

Ultimate developer

Für diesen Entwickler liegt uns keine chemische Zusammensetzung vor. Er wird als Konzentrat ausgeliefert und ist im Kühlschrank über Monate hinweg haltbar. Zur Verwendung wird er im Verhältnis 1:10 mit destilliertem Wasser verdünnt und nach der Benutzung entsorgt.

PBU-Amidol bleach

PBU-Amidol		
Kaliumpersulfat	$K_2S_2O_8$	10,0 g
Zitronensäure	$C_6H_8O_7$	50,0 g
Kupferbromid	$CuBr_2$	1,0 g
Amidol	$(NH)_2C_6H_3OH \cdot 2HCl$	1,0 g
Destilliertes Wasser	H_2O	1,0 l

PBU-Amidol ist eines der besten Bleichbäder, hat allerdings einen gravierenden Nachteil: Es ist -auch im Kühlschrank- weniger als 2 Wochen haltbar.

EDTA bleach

EDTA		
EDTA	$C_{10}H_{16}N_2O_8$	30,0 g
Eisen-III-Sulfat	$Fe_2(SO_4)_3$	30,0 g
Kaliumbromid	KBr	30,0 g
Natriumhydrogensulfat	$NaHSO_4 \cdot H_2O$	30,0 g
Destilliertes Wasser	H_2O	1,0 l

Dieses Bleichbad auf EDTA-Basis ist über mehrere Monate hinweg wieder verwendbar. Aus diesem Grund wurde es für die BB-Platten dem weniger haltbaren PBU-Amidol vorgezogen und lieferte genauso gute Ergebnisse. Es ist allerdings etwas langsamer als PBU-Amidol.

Ultimate bleach

Ferric Brilland		
Eisen-III-Sulfat	$Fe_2(SO_4)_3$	30,0 g
Zitronensäure	$C_6H_8O_7$	30,0 g
Kaliumbromid	KBr	30,0 g
Destilliertes Wasser	H_2O	1,0 l

Obwohl uns auch das Bleichbad für die Ultimate-Platten in seiner Zusammensetzung nicht bekannt ist, haben wir in einem Holografie-Forum[27] Hinweise darauf gefunden, dass es sich im Wesentlichen um das "Ferric Brilland" Bleichbad handelt, dessen Zusammensetzung oben aufgelistet ist. Dieses Bleichbad ist über Monate hinweg wiederverwendbar.

Emulsions-Härter

Formalin 37%	HCHO	10,0 ml
Kaliumbromid	KBr	2,0 g
Natriumcarbonat	Na ₂ CO ₃	5,0 g
Destilliertes Wasser	H ₂ O	1,0 l

Durch das enthaltene Formaldehyd wird die Gelatine der holografischen Emulsion gehärtet. Dies erhöht die Resistenz gegenüber Kratzern und verringert die sonst auftretende Schrumpfung des Materials und die damit verbundene Verschiebung der Wellenlänge ins Blaue.

Stopp-Bad

Essigsäure	CH ₃ COOH	20,0 ml
Destilliertes Wasser	H ₂ O	1,0L

Alle verwendeten Entwickler werden erst in basischer Lösung aktiv. Das abschließend verwendete Stopp-Bad hinterlässt die Emulsion in einem leicht sauren Zustand und verhindert so ein Nachdunkeln, wenn die Hologramme dem Licht ausgesetzt werden. Obwohl für alle Emulsionen anwendbar, wird die Verwendung von Stopp-Bad nur für PFG-3C und PGV-P von *Geola* gefordert; daher wurden andere Emulsionen nicht damit behandelt. Negative Auswirkungen bei Weglassen des Stopp-Bad konnten nicht beobachtet werden.

Anhang C

Firmenadressen

- **Fa. *Colourholographic***
23 Golden Square
London W1F 9JP, United Kingdom
Tel.: +44-207-494-8250
Fax.: +44-207-494-8259
Homepage: www.colourholographic.com

- **Fa. *Da-Lite Screen Company***
3100 North Detroit Street, Post Office Box 137
Warsaw, IN 46581-0137, USA
Tel.: +1-574-267-8101 or +1-800-622-3737
Fax.: +1-574-267-7804
Homepage: www.da-lite.com

- **Fa. *EADS Deutschland GmbH***
Willy-Messerschmitt-Straße
D-85521 Ottobrunn, Germany
Tel.: +49-89-607-0
Fax.: +49-89-607-26481
Homepage: www.eads.net

- **Fa. *Epson Deutschland GmbH***
Otto-Hahn-Straße 4
D-40670 Meerbusch, Germany
Tel.: +49-2159-538-0
Fax.: +49-2159-538-3000
Homepage: www.epson.de

- **Fa. *G+B pronova GmbH***
Lustheide 85
D-51427 Bergisch Gladbach
Tel.: +49-2204-204-301
Fax.: +49-2204-204-300
Homepage: www.gb-pronova.de

- **Fa. *uab Geola***
Slavich International Wholesale Office
P.O. Box 343, Vilnius 2006, Lithuania
Tel.: +370-5-2132737
Fax: +370-5-2132 838
Homepage: www.slavich.com

- **Fa. *Integraf LLC***
218 Main Street No.674
Kirkland, WA 98033, USA
Tel.: +1-650-351-5003
Fax.: +1-425-821-0773
Homepage: www.integraf.com

- **Fa. *Jenoptik Laser, Optik, Systeme GmbH***
Göschwitzer Str. 25
D-07745 Jena, Germany
Tel.: +49-3641-652243
Homepage: www.jenoptik-los.de

- **Fa. *Liesegang Optoelectronics GmbH***
Kaistraße 5
Postfach 10 35 53
D-40026 Düsseldorf, Germany
Tel.: +49 (0)211 3901-1
Fax.: +49 (0)211 3901-227
Homepage: www.liesegang.de

- **Fa. *LightTrans GmbH***
Wildnbruchstr. 15,
D-07745 Jena, Germany
Tel.: +49-3641-664353
Fax.: +49-3641-664354
Homepage: www.lighttrans.de

- **Fa. *Linhof Präzisions-Systemtechnik GmbH***

Rupert-Mayer-Straße 45
D-81379 München, Germany
Tel.: +49-89-7249-20
Fax.: +49-89-7249-2250
Homepage: www.linhof.de

Fa. *Lumileds Lighting*

370 West Trimble Road
San Jose, CA 95131, USA
Tel.: +1-408-435-6111
Homepage: www.lumileds.com

Fa. *OSRAM*

Hellabrunner Straße 1
D-81543 München, Germany
Tel.: +49-89-6213-0
Fax.: +49-89-6213-2020
Homepage: www.osram.com

Fa. *Philips Licht*

Steindamm 94
D-20099 Hamburg
Tel.: +49-1803-888333
Fax.: +49-1803-888334
Homepage: www.philips.com

Fa. *POC - Physical Optics Cooperation*

20600 Gramercy Place, Building 100
Torrance, CA 90501-1821, USA
Tel.: +1-310-320-3088
Fax.: +1-310-320-8067
Homepage: www.poc.com

Fa. *Samsung Electronics GmbH*

Am Kronberger Hang 6
D-65824 Schwalbach/Ts.
Tel.: +49-180-5121213
Fax.: +49-180-5121214
Homepage: www.samsung.de

Fa. *Scanlab AG*

Siemensstraße 2a
D-82178 Puchheim
Tel.: +49-89-800-746-0
Fax.: +49-89-800-746-199
Homepage: www.scanlab.de

Fa. *Sony Deutschland GmbH*

Hugo-Eckener-Str. 20
D-50829 Köln, Germany
Tel.: +49-180-5252586
Homepage: www.sony.de

Fa. *Texas Instruments DLP Products*

6550 Chase Oaks Blvd
Plano, TX 75023, United States
Tel.: +1-888-DLP-BYTI (357-2984)
Homepage: www.dlp.com

Fa. *Toshiba Europe GmbH*

Projection and Display Technology
Hammfelddamm 8
D-41460 Neuss
Tel.: +49-180-5229232
Fax.: +49-180-5228212
Homepage: www.toshiba.de/projektoren

Literaturverzeichnis

- [1] Y.N. Denisyuk, *On the reproduction of the optical properties of an object by the wave field of its scattered radiation*, Opt.Spectr. 15/4, pp. 279-284 (1963)
- [2] D. Gabor, *A new microscopic principle*, Nature, 161, pp. 777-778, (1948)
- [3] W. R. Klein, B. D. Cook, *Unified approach to ultrasonic light diffraction*, IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, SU-14, pp. 123-134 (1967).
- [4] H. Kogelnik, *Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings*, Bell System Technical Journal, 48, 2909-47 (1969).
- [5] R. Kostuk, J. Goodman, L. Hesselink, *Volume reflection Holograms with multiple gratings: an experimental and theoretical evaluation*, AO 25/23, pp. 88 (1986)
- [6] C. Gu, J. Lien, F. Dai, *Diffraction properties of volume holographic diffusers*, J.Opt.Soc.Am.A 13/8 (1996)
- [7] S. Wu, E. Glytsis, *Finite-number-of-periods holographic gratings with finite-width incident beams: analysis using the finite difference frequency-domain method*, J. Opt. Soc. Am. A 19/10, 2018-2029 (2002)
- [8] K. S. Yee, *Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation 14, pp. 302-307 (1966)
- [9] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, *Three-dimensional vector coupled-wave analysis of planar-grating diffraction*, J. Opt. Soc. Am. A 73, pp. 2911-2917 (1983)
- [10] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, ISBN: 3-486-27219-5, Oldenbourg (2002)
- [11] Z. Qu, Q. Feng, E. Wesly, T. Jeong, *Scanning Holography and its applications*, Proc. SPIE 1600, pp. 187-192 (1991)
- [12] J. C. Palais, *Scanned Beam Holography*, AO 9/3, 709-711 (1970)

- [13] W. Cook, N. George, *Scanned-picture-beam holography for nonrigid objects*, AO 43/8 (2004)
- [14] T. S. Imedadze, *Scanning Method of receiving high-effective reflective holograms on bichromate gelatine*, Proc. SPIE 1238, pp. 439 (1989)
- [15] D. Pethe, *Konzeption und Aufbau einer Steuerung zur gescannten Belichtung holografischer Projektionsschirme*, Diplomarbeit TU-Darmstadt (2003)
- [16] S. Hakuli, *Gescannte Belichtung tageslichttauglicher holografischer Aufprojektionsschirme*, Diplomarbeit TU-Darmstadt (2005)
- [17] T. Young, *On the theory of light and colours*, Philos. Trans. Roy Soc. London 92, pp. 210-271 (1802)
- [18] H. v. Helmholtz, *Handbuch der physiologischen Optik*, 2.Aufl, Voss (1996)
- [19] Commission Internationale De L'Éclairage, *ISO/CIE 10527:Colorimetric Observers in CIE Photometric and Colorimetric Tables*" (1988)
- [20] R.W.G. Hunt, *The reproduction of Colour*, 6th ed., pp. 68-125, Fountain Press (1995), ISBN 0-470-02425-9
- [21] H. Lang, *Bergmann/Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik-Optik*, Bd 3, 9.Aufl., pp. 666-754
- [22] D. L. MacAdam, *Color Measurement: Theme and Variations*, 2nd ed., Springer Series in Optical Sciences (1985), p. 131, ISBN 0-38715-573-2
- [23] D. L. MacAdam, *Visual sensitivities to color differences in daylight*, J.Opt.Soc.Am 32, pp. 247-273 (1942)
- [24] H. I. Bjelkhagen, *Silver-Halide Recording Materials*, Springer-Verlag, pp. 216 (1995)
- [25] C. Neipp, I. Pascual, *Mechanism of hologram formation in fixation-free rehalogenating bleaching processes*, AO 41/20, pp. 4092-4103 (2002)
- [26] V. Moreau, Y. Renotte, *Characterization of DuPont photopolymer: determination of kinetic parameters in a diffusion model*, AO 41/17, pp. 3427-3435 (2002)
- [27] C. Kaminski, *Holography Forum*, <http://holographyforum.org/phpBB2/index.php>, 01/15/2004, 3:12am
- [28] H. I. Bjelkhagen, *Silver-Halide Recording Materials*, Springer-Verlag (1995)
- [29] M. Ulibarreña, *A new panchromatic silver halide emulsion for recording color holograms*, <http://www.holographer.org/articles/hg00007/hg00007.html> (2005)

- [30] W. J. Gambogi, A. M. Webber, T. J. Trout, *Advances and Applications of DuPont Holographic Photopolymers*, Proc. SPIE 2043, pp. 2-13 (1993)
- [31] Y. Gentet, P. Gentet, *ULTIMATE emulsion and its applications: a laboratory made silver-halide emulsion of optimized quality for monochromatic, pulsed and full color holography.*”, SPIE 4149, pp. 56-62
- [32] UAB Geola, *Emulsions for Holography*, in *Technical Product Specifications And Sales Information Brochure*, (2001)
- [33] S.H. Stevenson, M.L. Armstrong, P.J. O’Connor, D.F. Tipton, *Advances in photopolymer films for display holography*, Proc. SPIE 2333, pp. 60-70 (1994)
- [34] H. I. Bjelkhagen, T. H. Jeong, D. Vukicevic, *Color reflection holograms recorded in a panchromatic ultrahigh-resolution single layer silver-halide emulsion*, J. Imaging Sci. Technol., 40, pp. 134-146 (1996)
- [35] W. J. Gambogi, S. R. Mackara, T. J. Trout, *Diffraction printing methods using volume holograms*, Proc. SPIE 1914, pp. 145-154 (1993)
- [36] M. Schmiedchen, W. v. Spiegel, M. Hain, *Automated recording and evaluation system for holographic optical elements* in Annual Report 2003 of the Institute of Applied Physics - Light and Particle Optics, 71-73 (2003)
- [37] R.M. Oliviera, L.M. Bernado, J.L. Pinto, *Multicolour holography: a comparative study*, Proc. SPIE 4149, pp. 113 (2000)
- [38] J.C. Lagarias, J.A. Reeds, M.H. Wright and P.E. Wright, *Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions*, SIAM Journal of Optimization, 9/1, pp. 112-147 (1998).
- [39] A. Belendez, T. Belendez, C. Neipp, I. Pascual, *Determination of the refractive index and thickness of holographic silver halide materials by use of polarized reflectances*, AO 41/32, pp.6802 (2002)
- [40] I. Khoo, S. Wu, *Optics and nonlinear optics of liquid crystals (Vol.1)* , World Scientific, pp. 107-109 (1993)
- [41] F. Hurter, V.C. Driffield, *Photochemical Investigations and a New Method of Determination of the Sensitiveness of Photographic Plates*, J. Soc. Chem. Ind. (May 31, 1890)
- [42] ISOMET Corp., *Acousto Optic Tuneable Filters - Basic Theory And Design Considerations*, Application notes from www.isomet.com, (1998)
- [43] A. Goutzoulis, D. Pape, *Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices*, Dekker (1994), ISBN 0-82478-930-X

-
- [44] W.J. Gambogi, W.K. Smothers, K.W. Steijn, S.H. Stevenson, A.M. Weber, *Color Holography Using DuPont Holographic Recording Films*, Proc. SPIE 2405, pp. 62-73 (1995)
- [45] T.J. Trout, W.J. Gambogi, S.H. Stevenson, *Photopolymer Materials for Color Holography*, Proc. SPIE 2577, pp. 94-105 (1995)
- [46] K.W. Steijn, *Multicolor holographic recording in DuPont holographic recording film: determination of exposure conditions for color balance*, Proc. SPIE 2688(1996)
- [47] V.G. Komar, U.N. Ovechkis, *Color rendering of holographic images*, Tech. Kino. Telev. 237, pp. 18 (1976)
- [48] P.M. Hubel, L. Solymar, *Color reflection holography: theory and experiment*, AO 30/29, pp. 4190-4203 (1991)
- [49] F. Dreesen, *Untersuchungen zur höchstauflösenden Farbholographie*, Dissertation Universität Münster (1997), Shaker Verlag, Aachen (1997)
- [50] G. F. Marshall, *Handbook Of Optical And Laser Scanning*, Dekker (2004), ISBN 0-82475-569-3
- [51] D. Ratcliffe, *Large Format Holography*, Proc. SPIE 3358, pp. 368-379 (1998)
- [52] G. Hollemann, B. Braun, F. Dorsch, P. Hennig, P. Heist, U. Krause, U. Kutschki H.A. Voelckel, *RGB lasers for laser projection displays*, Proc. SPIE 3954, pp. 140-151 (2000)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Dr. Theo Tschudi herzlichst für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe danken. Durch seine Unterstützung -sowohl im fachlichen als auch im organisatorischen Bereich- wurde diese Arbeit erst ermöglicht. Bedanken möchte ich mich insbesondere für das mir entgegengebrachte Vertrauen bei der Leitung der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* und bei der eigenständigen Bearbeitung von Forschungsprojekten.

Im gleichen "Atemzug" möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* für die freundschaftliche Atmosphäre, das produktive Arbeitsklima und die hervorragenden fachlichen Diskussionen danken. Ohne besondere Reihenfolge möchte ich kurz alle Betreuer, Doktoranden und Diplomanden erwähnen, die mich tatkräftig unterstützt haben:

Jan Spannhake, Mathias Hain, Svetomir Stankovic, Daniel Dias, Somakanthan Somalingam, Wolff von Spiegel, Karsten Dressbach, Lars Schneider, Michael Hage, Dorothee Pethe, Jochen Hanf, Jörn Peuser, Steffen Paulekuhn, Kamalpreet Kaur, Naoki Yamada, Christian am Weg, Thilo May, Frank Gorski, Stephan Hakuli und Ralf Bräutigam. (ich hoffe, es fehlt niemand!)

Ein besonderer Dank gebührt dabei meinem Mit-Doktoranden Wolff von Spiegel für gemeinsame Bearbeitung des Projekts NHTB und die stets interessanten fachlichen Gespräche.

Einen großen Beitrag (nicht nur zu meiner, sondern zu allen bei uns durchgeführten Arbeiten) haben weitere Mitarbeiter von Prof. Tschudi geleistet, die ich —wieder ohne besondere Reihenfolge— erwähnen möchte:

- Der feinmechanischen Werkstatt danke ich für vor allem für das freundschaftliche Verhältnis, die konstruktiven Lösungsvorschläge für unsere optischen Probleme und den durchgeführten Kurs an Dreh-, Fräs- und Bohrmaschine. Danken möchte ich Herrn Bernhardt, Herrn Stuckert, Herrn Wallascheck und Herrn Kuhlmann für die Herstellung von Raumfiltern, Linsen- und Spiegel-Haltern, Laseraufhängungen und vielen anderen Dingen, die teilweise in Nullzeit benötigt und manchmal noch schneller gefertigt wurden.
- Bei Frau Ellen Happel möchte ich mich für die Unterstützung bei allen organisatorischen Problemen und für die Verwaltung unserer Projektfinanzen bedanken. Weiterhin natürlich auch und insbesondere für die sehr harmonische Zusammenarbeit!
- Herrn Rök und Herrn Kringel aus der elektronischen Werkstatt danke ich für die Herstellung zahlreicher, im Experiment benötigter Schaltungen (vom Fotodioden-

Verstärker bis zum "Fringelocker"), sowie für die allgemeine Hilfestellung bei Problemen elektrischer oder elektronischer Art.

- Ein großer Dank geht noch an Herrn Jourdan, vor allem für die Elektronenmikroskopie, aber auch z.B. für die Glasbearbeitung, die Herstellung von Cr- und ITO-Substraten und vieles mehr!

Allen Arbeitsgruppen von Professor Tschudi möchte ich für Beistand und Geräte, für anregende Diskussionen und die kollegiale Zusammenarbeit danken. Ein großes "Danke" an:

- die AG *Photorefraktive Optik*
- die AG *Optische Messtechnik*
- die AG *Laserphysik und nichtlineare optische Materialien*
- die AG *Elektronenoptik*

(... für geliehene Laser, FP-Spektrometer, Leistungsmessgeräte und Polarisationsmikroskope; für auf unbestimmte Zeit geborgte Schrittmotor-Stages und -Steuerungen sowie IR-Detektoren; für Hilfsbereitschaft, Tipps und fachliche Diskussionen. Und für exzellenten Kaffee...)

Zu keinem geringen Anteil trugen auch die am Projekt beteiligten Firmen zum Gelingen dieser Arbeit bei. "Danke" dafür an Herrn Halldorsson und Herrn Prücklmeier bei **EADS**, Herrn Hochenbleicher bei **Linhof**, Herrn Heist bei **Jenoptik**, sowie an Herrn Wyrowski und Herrn Paul bei **LightTrans**.

Außerdem möchte ich noch meinem Freundeskreis (ihr seid die Besten!), meiner Freundin Katrin und überhaupt meiner Familie für ein tolles, "promotionsförderndes" Umfeld danken!

Last but not least und quasi auf dem Ehrenplatz möchte ich noch meinen Eltern für unzählige Dinge danken, die aufzuzählen den bereits ausufernden Rahmen meiner Danksagung sprengen würde. Ihr seid auch die Besten!

English summary

Modelling and implementation of holographic projection screens

Today projection displays have gained wide acceptance in the professional sector (replacing the overhead slide projector), as well as in the hobby sector. Especially here more and more "home cinemas" and other wide-screen applications have become popular due to enhancements in projection technology and dropping prices.

One of the main drawbacks of front- and rear-projection systems, however, is the drop in contrast ratio and color saturation caused by ambient light. Typical light levels of darkened conference rooms (around 80 lux) are already sufficient to decrease the contrast ratio of front projections down to values as low as 20:1.

A possible solution for this problem is the projection onto a holographic screen. Basically, this is a large, image-plane hologram of a conventional projection surface. Due to the inherent spectral and angular selectivity of volume holograms, these can be optimized to scatter projected light into the direction of the observer, but let ambient light pass through unaltered. Since no such light is scattered to the observer, black or transparent screen surfaces can be produced which maintain the contrast ratio of the projector.

Although screens based on holographic principles are already commercially available for rear-projection, the popular application of front-projection is not yet accessible for holographic screens. This is mainly due to the relatively small spectral bandwidth of reflection holograms (typically 10nm-20nm), which imposes major difficulties for efficiency and color rendition when replayed with broad-band projection sources. A second problem for holographic front **and** rear-projection screens is the recording process, which limits the size of those holograms to the order of less than $1m^2$.

In this thesis an approach to overcome the stated problems and drawbacks of holographic front-projection screens is presented. The problem of wavelength selectivity is modelled by use of Kogelnik's theory of coupled waves; numerical calculations employing measured projector spectra are used to estimate color rendition and efficiency of RGB holograms. The characteristics of holographic media are thoroughly investigated in order to be included into these calculations, yielding a set of recording instructions which can be used for the production of color saturated and efficient RGB front-projection screens.

Chapter 1 starts off with an introduction into the principles of holographic projection screens and the required recording processes.

In chapter 2, an introduction into holography and the analytical treatment for the description of volume holograms based on Kogelnik's theory is given. Furthermore, the basics of scanned holographic exposures and the reproduction and measurement of color are explained.

Chapter 3 conducts a detailed investigation of holographic recording materials (silver halides and photopolymers) regarding sensitivity, film speed, thickness, refractive index,

available refractive index modulation and —of course— attainable diffraction efficiency and bandwidth. An analytical model of Δn is introduced in order to treat real holographic materials in the context of a numerical propagation method for light through volume holograms.

Chapter 4 discusses several diffusing materials and holographic-optical elements (HOE) concerning their utilization in the holographic mastering process. Especially polarization states and scattered light angles are emphasized during this investigations. As a result, one type for reflective and transmissive diffusers each are selected for holographic reproduction (the reflective screen fabric "Silver Matte" from *Da-Lite* and the *POC* holographic diffusers for transmission).

Chapter 5 introduces the mentioned scanned exposure of holograms. An exposure system employing a galvano-scanner combination, cw- and pulsed lasers as well as an AOM for intensity control was implemented and tested with monochromatic holograms. Successful recording of a front-projection hologram is reported and a resulting projection screen is analyzed regarding efficiency and compared to a standard screen fabric under several ambient light conditions.

Finally in chapters 6 and 7 the process of color holography is modelled and material investigations concerning color reproduction are conducted. As one of the main results of this thesis, a numerical algorithm is introduced which is capable of calculating energy doses to be deposited during the holographic recording process, in order to achieve a well defined color rendition during holographic playback. The novelty regarding this treatment is the modelling of the whole holographic process including the lamp spectra used for reconstruction. This allows the optimization of the holographic diffraction efficiency with regard to the spectrum of the projection light sources. The proposed solution includes:

- the recording process with several wavelengths and free intensity ratios
- the characteristics of real holographic materials
- the choice of recording and replay geometry
- the implementation of the spectra of popular projection technologies (UHP-lamps, LED- and laser-projectors) as well as arbitrary spectra.
- evaluation of system performance and color impression in CIE color space.

Finally a set of recording parameters for chosen holographic materials are calculated in order to expose perfectly balanced white, efficient front projection screens optimized for modern projection technologies (UHP-lamps, laser- and LED-projectors).

The thesis closes with a summary of the achievements and a discussion of possible future work.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Marc Schmiedchen
geb. am 12.09.1975 in Groß-Umstadt

Eltern: Gunter Schmiedchen
Antonietta Schmiedchen - geb. D'Alessandro

Schulbildung

1982 - 1986 Gutenbergschule, Dieburg
1986 - 1992 Goetheschule (Gymnasium), Dieburg
1992 - 1995 Alfred-Delp-Schule (Oberstufe), Dieburg
Juni 1995 Abschluss: Abitur

Hochschulausbildung

1996 - 2002 Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt
April 1998 Abschluss: Vordiplom
1999 - 2000 Studium der Physik an der University of Illinois
(USA)
2000 - 2002 Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt
Juli 2002 Abschluss: Diplom
Diplomarbeit:
'Schnell schaltbare diffraktive Linse auf Flüssigkristall-Basis'
2002 - 2005 Promotionsstudium an der Technischen Universität Darmstadt

Berufstätigkeit

1996 - 1999 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Fraunhofer Institut für Grafische Datenverarbeitung
2000 - 2001 Praktikant und freier Mitarbeiter bei der
Deutschen Gesellschaft für Mittelstandsberatung (DGM)
seit 10/2003 Leiter der Arbeitsgruppe "*Mikrooptische Systeme*"
Projektleitung des Projekts:
"Neue Herstellungsverfahren für tageslichttaugliche Bildschirmho-
logramme", Förderkennzeichen: 13 N 8390

Publikationsliste

Veröffentlichungen

1. M. Schmiedchen, W. v. Spiegel, T. Tschudi, *Single cavity, multiline laser system with high coherence length*, AO 44/36, pp. 7806-7809 (2005)
2. M. Schmiedchen, J. Hanf, W. v. Spiegel and T. Tschudi, *An update on silver halide holographic materials*, SPIE Hologr. Newslett. 16/1, pp. 2-10 (2005)
3. M. Hain, W. v. Spiegel, M. Schmiedchen, T. Tschudi and B. Javidi, *3D Integral Imaging using diffractive Fresnel lens arrays*, Opt. Exp. 13/1 (2005)

Tagungsbeiträge

2005

1. C. am Weg, M. Schmiedchen, T. Tschudi, *Adaptive Liquid Crystal Lens Arrays For 3D Displays*, DGaO Jahrestagung, Wroclaw / Polen (2005)
2. S. Paulekuhn, J. Peuser, M. Schmiedchen, J. Petter, T. Tschudi, *Fast switching phase modulator based on nematic liquid crystals for phase multiplexing in holographic data-storage-systems*, DGaO Jahrestagung, Wroclaw / Polen (2005)

2004

1. M. Schmiedchen, J. Hanf, T. Halldorsson, T. Tschudi, *Ein Überblick: Holografische Materialien für die Display-Holographie*, DGaO Jahrestagung, Bad Kreuznach (2004)

2003

1. M. Schmiedchen, W. v. Spiegel, D. Kempf, L. Schneider, S. Stankovic, T. Tschudi, *Scanning-Verfahren zur Aufnahme großflächiger Hologramme und deren Anwendung in der Displaytechnik*, DGaO Jahrestagung, Münster (2003)

2002

1. M. Hain, S. Somalingam, M. Schmiedchen, K. Dreßbach, S. Stankovic, T. Tschudi, *Dynamische Flüssigkristallelemente zur Phasenkorrektur - Design und Anwendungen*, DGaO Jahrestagung, Innsbruck (2002)
2. K. Dressbach, S. Somalingam, M. Hain, M. Schmiedchen, S. Stankovic, T. Tschudi, *Wellenfrontkorrektur mit Hilfe von Flüssigkristallzellen*, DGaO Jahrestagung, Innsbruck (2002)
3. M. Schmiedchen, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi, *Schnell schaltbare diffraktive Linse auf Flüssigkristall-Basis*, DGaO Jahrestagung, Innsbruck (2002)

Betreute Diplomarbeiten

1. C. am Weg, *Adaptive Linsenarrays für 3D Displays* (2005)
2. J. Hanf, *Charakterisierung holografischer Materialien* (2005)
3. L. Schneider, *Charakterisierung holografischer Materialien für die gescannte Herstellung von Projektionsdisplays* (2003)